



HAL
open science

Comportement mécanique dynamique de la glace : Contributions expérimentales et numériques pour le cas d'impacts de grêle sur structures aéronautiques

Simon Dousset

► **To cite this version:**

Simon Dousset. Comportement mécanique dynamique de la glace : Contributions expérimentales et numériques pour le cas d'impacts de grêle sur structures aéronautiques. Autre [cond-mat.other]. Ecole nationale supérieure d'arts et métiers - ENSAM; Université Laval (Québec, Canada), 2019. Français. NNT : 2019ENAM0023 . tel-02548156

HAL Id: tel-02548156

<https://pastel.hal.science/tel-02548156>

Submitted on 20 Apr 2020

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 : Sciences des Métiers de l'ingénieur

Doctorat ParisTech

T H È S E

pour obtenir le grade de docteur délivré par

l'École Nationale Supérieure d'Arts et Métiers

Spécialité " Mécanique et matériaux "

Et

la Faculté des Etudes Supérieures et Postdoctorales

de l'Université Laval

présentée et soutenue publiquement par

Simon DOUSSET

Ens Cachan

le 30 mai 2019 à Québec

Comportement mécanique dynamique de la glace :

Contributions expérimentales et numériques pour le cas d'impacts de grêle

sur structures aéronautiques

Directeurs de thèse : **Ivan IORDANOFF** et **Augustin GAKWAYA**

Co-encadrement de la thèse : **Jérémie GIRARDOT** et **Frédéric Dau**

Jury

M. Benoit LEVESQUE, Professeur titulaire, Université Laval

M. Pascal FORQUIN, Professeur des Universités, 3SR, univ. Grenoble Alpes

Mme. Isabelle PARIS, Ingénieure-Chercheuse, Bombardier aerospace

M. Ivan IORDANOFF, Professeur des Universités, I2M, ENSAM

M. Augustin GAKWAYA, Professeur titulaire, M3C, Université Laval

Mme. Marie-Laure DANO, Professeure titulaire, M3C, Université Laval

M. Frédéric DAU, Maître de Conférences, I2M, ENSAM

M. Jérémie GIRARDOT, Ingénieur-Chercheur, I2M, ENSAM

Président du jury

Examinateur externe

Examinatrice externe

Examinateur

Examinateur

Examinatrice

Examinateur

Invité

**T
H
È
S
E**

Table des matières

TABLE DES MATIERES	I
TABLE DES FIGURES	V
TABLE DES TABLEAUX	XV
REMERCIEMENTS	XVI
1 INTRODUCTION	I
1.1 CONTEXTE	1
1.2 LES IMPACTS	2
1.2.1 « HARD » IMPACT	3
1.2.2 « SOFT » IMPACT	3
1.2.3 CATEGORISATION DE L'IMPACT DE GRELON	3
1.3 CADRE ET OBJECTIF DE LA THESE	5
1.4 ORGANISATION DU MANUSCRIT	5
2 ETAT DE L'ART	7
2.1 FORMATION DES GRELONS ET ANALYSE DE LA MICROSTRUCTURE CRISTALLINE	7
2.1.1 FORMATION DES GRELONS	7
2.1.2 ANALYSE DE LA MICROSTRUCTURE CRISTALLINE D'UN GRELON	8
2.2 CARACTERISTIQUES DU COMPORTEMENT MECANIQUE DE LA GLACE	10
2.2.1 EFFETS DE LA TEMPERATURE	10
2.2.2 EFFETS DE LA TAILLE DE GRAINS SUR LE COMPORTEMENT MECANIQUE	11
2.2.3 EFFETS DU TAUX DE DEFORMATIONS	13
2.2.4 EFFET D'ECHELLE	15
2.2.5 EFFET DE LA MULTI AXIALITE	16

2.3	ESSAIS EXPERIMENTAUX SUR LA GLACE	18
2.3.1	ESSAIS QUASI-STATIQUES	18
2.3.2	ESSAIS DYNAMIQUES	21
2.4	MODELISATIONS DE L'IMPACT DE GRELONS	34
2.4.1	MODELES DE COMPORTEMENT	35
2.4.2	METHODES DE DISCRETISATION SPATIALE	45
2.5	MATERIAUX FRAGILES	47
2.5.1	DEFINITION	47
2.5.2	EFFETS MATERIAU VS EFFETS STRUCTURE	47
2.5.3	CARACTERISATION	48
2.5.4	MODELISATIONS NUMERIQUES	51
2.6	SYNTHESE	53
2.6.1	COMPORTEMENT MECANIQUE, ESSAIS DE CARACTERISATION MECANIQUE DYNAMIQUE DE LA GLACE	53
2.6.2	MODELISATION DE L'IMPACT DE GRELONS	54
2.7	CONCLUSIONS	55
3	<u>ETUDES EXPERIMENTALE ET NUMERIQUES DE L'IMPACT D'UN GRELON DE LABORATOIRE</u>	57
3.1	ESSAIS EXPERIMENTAUX D'IMPACTS	58
3.1.1	EXPERIMENTAL INVESTIGATION ON THE SIMULATED HAILSTONE ICE IMPACT	58
1	<u>INTRODUCTION</u>	59
2	<u>MATERIAL</u>	61
2.1	MANUFACTURING OF SHI	61
2.2	MICROSTRUCTURE CHARACTERISATION	62
3	<u>EXPERIMENTAL SET UP</u>	66
3.1	AIR GUN	66
3.2	FORCE SENSOR	67

3.3	SHI OBSERVATION DURING IMPACT	68
4	RESULTS	68
4.1	OBSERVATION OF SHIs IMPACTS	69
4.2	IMPACT FORCE CURVES	73
5	DISCUSSIONS	75
5.1	COMPARISONS WITH AVAILABLE RESULTS IN LITERATURE	75
5.2	IMPACT SCENARIO ANALYSIS	76
5.2.1	STRAIN RATE INFLUENCE	76
5.2.2	THREE PHASES SCENARIO	76
5.2.3	PEAK FORCE DURATION	76
5.2.4	FRAGMENT SIZE	77
5.3	SIZE EFFECT	78
6	SUMMARY AND CONCLUSIONS	79
7	PERSPECTIVES	80
8	ACKNOWLEDGMENTS	80
3.1.2	VALIDATION DU CAPTEUR DE FORCE	81
3.1.3	SYNTHESE : ETUDE EXPERIMENTALE D'IMPACTS	83
3.2	ANALYSES DES ETATS DE CONTRAINTES DANS UNE SPHERE SOUMISE A L'IMPACT	84
3.2.1	MODELE	84
3.2.2	RESULTATS	85
3.3	ESSAIS D'IMPACTS NUMERIQUES : MODELE DE TIPPMAN	93
3.3.1	IMPLEMENTATION ET TESTS DU MODELE DE TIPPMAN	93
3.3.2	RESULTATS	97
3.4	SYNTHESE	107
3.5	CONCLUSIONS	109

4	<u>CARACTERISATION DE LA GLACE ET DEVELOPPEMENT D'UN</u>	
	<u>MODELE NUMERIQUE D'IMPACT DE GRELONS DE LABORATOIRE</u>	<u>111</u>
4.1	ESSAI DE CARACTERISATION DE LA GLACE DE LABORATOIRE	112
4.1.1	ESSAIS DE CARACTERISATION DE TYPE IOSIPESCU	112
4.1.2	MISE EN PLACE DE L'ESSAI	113
4.1.3	ANALYSE D'UN ESSAI REPRESENTATIF DES RESULTATS OBTENUS	115
4.1.4	ANALYSE PROBABILISTE DES ESSAIS DE CARACTERISATION	122
4.2	MODELE NUMERIQUE	126
4.2.1	METHODE NUMERIQUE	126
4.2.2	MISE EN ŒUVRE	129
4.2.3	VALIDATION	135
4.2.4	MODELE NUMERIQUE D'IMPACT DE GRELE	138
4.2.5	RESULTATS	140
4.2.6	DISCUSSIONS	146
4.3	SYNTHESE	148
4.4	CONCLUSIONS	150
5	<u>CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES</u>	<u>151</u>
5.1	CONCLUSIONS GENERALES	151
5.2	PERSPECTIVES	153
5.2.1	PERSPECTIVES EXPERIMENTALES	153
5.2.2	NUMERIQUES	156
6	<u>REFERENCES</u>	<u>157</u>
	<u>ANNEXE A - METHODE SPH, SMOOTHED PARTICLE HYDRODYNAMICS</u>	
		<u>165</u>
A.1	REPRESENTATION INTEGRALE D'UNE FONCTION	165
A.1.1	CONDITIONS ET PROPRIETES DE LA FONCTION DE LISSAGE	166
A.1.2	CHOIX DE LA FONCTION NOYAU W	167
A.2	APPROXIMATION PARTICULAIRE	168

Table des figures

Figure 1-1 : Nez d'aéronef fortement endommagé par une précipitation de grêle (Field et al. 2009).....	1
Figure 1-2 : a) Illustration d'un "hard" impact; b) Illustration d'un "soft" impact (Daudeville et Malécot 2011).....	3
Figure 1-3 : Classification impact durs vs impact mous	4
Figure 2-1 : a) Schématisation d'un cumulonimbus et du processus de création d'un grêlon ; b) Schématisation d'une coupe transversale d'un grêlon.....	8
Figure 2-2 : Photo d'un grêlon de diamètre 1,1 cm (Pflaum 1980)	9
Figure 2-3 : Schéma de la structure d'un cristal de glace hexagonale Ih (Schulson 1999)	9
Figure 2-4 : Photo de la microstructure d'une portion de 8mm de côté d'un grêlon (A. Knight et C. Knight 1968).....	10
Figure 2-5 : Dépendance de la résistance maximale admissible en compression à la température dans le cas de glace pure (FW = fresh water) et de glace à salinité non nulle (SW = salt water) (Schulson 2001)	11
Figure 2-6 : Dépendance de la résistance maximale admissible en traction-compression en fonction de la température (Petrovic 2003).....	11
Figure 2-7 : Dépendance de la contrainte maximale admissible en traction de la glace en fonction de la taille de grain (Currier et Schulson 1982)	12
Figure 2-8 : Courbes contrainte-déformation en traction pour différentes tailles de grains (numéros associés aux courbes inscrits dans le graphique, en mm) pour un taux de déformation de 10^{-3} s^{-1} . Les courbes sont espacées pour une meilleure lisibilité (Lee et Schulson 1988).....	12

Figure 2-9 : Dépendance de la contrainte maximale admissible en compression de la glace à la taille de grains pour 2 températures, -10°C et -50°C et 2 taux de déformation, 10^{-3} s^{-1} et 10^{-1} s^{-1} (Schulson 2001)	12
Figure 2-10 : Variation du module d'Young en fonction du taux de déformations (Chuzel 2009)	13
Figure 2-11 : Contrainte maximale admissible en compression en fonction du taux de déformations à -10°C (Pernas-Sanchez et al. 2012)	14
Figure 2-12 : Comportement de la glace en compression en fonction du taux de déformation (Schulson 2001)	14
Figure 2-13 : Dépendance au taux de déformation des contraintes maximales admissibles en traction et compression à -10°C (Petrovic 2003)	15
Figure 2-14 : Observations de ruptures en cisaillement similaires a) petite échelle et b) grande échelle (E.M. Schulson 2001)	16
Figure 2-15 : Types de sollicitations biaxiales appliquées sur échantillons de glace (Schulson 2001)	17
Figure 2-16 : Enveloppe de rupture fragile pour des sollicitations biaxiales de la glace à -10°C et -40°C pour des taux de déformations de 10^{-2} s^{-1} , les courbes pointillées sont des courbes de tendance (Schulson 2001)	17
Figure 2-17 : Types de sollicitations triaxiales appliquées sur échantillons de glace (Schulson 2001)	18
Figure 2-18 : Représentation schématique d'une installation permettant une sollicitation triaxiale axisymétrique (Melanson et al. 1999)	20
Figure 2-19 : Représentation schématique d'une machine permettant un chargement biaxial proportionnel (Frederking 1977)	20
Figure 2-20 : Représentation schématique d'un système de chargement triaxial (Weiss et Schulson 1995)	20
Figure 2-21 : Coupe du système complet et assemblé de maintien de l'éprouvette (Cole et Gould 1990)	21

Figure 2-22 : Installation de traction dynamique pour des tests sur des palais de glace d'épaisseur 6 mm (Lange et Ahrens 1983)	22
Figure 2-23 : Photos d'échantillons après essais, les divisions majeures de l'échelle représentent des millimètres (Lange et Ahrens 1983)	23
Figure 2-24 : Visualisation d'un essai pour un taux de déformation de 30 s^{-1} (Chuzel 2009).....	24
Figure 2-25 : Courbes contrainte-déformation pour une vitesse de projectile moyenne de 4 m.s^{-1} , les taux de déformation atteints sont de 107 s^{-1} (Fasanella 2006)	25
Figure 2-26 : Echantillon de test juste après contact avec l'impacteur, vitesse d'impact de $3,35 \text{ m.s}^{-1}$ (Fasanella 2006)	25
Figure 2-27 : Schématisation d'une installation barres de Hopkinson en températures négatives (Shazly, Prakash, et Lerch 2009).....	26
Figure 2-28 : Courbes contrainte-déformation et taux de déformation-déformation (Shazly, Prakash, et Lerch 2009)	27
Figure 2-29 : Courbes contrainte-déformation pour plusieurs taux de déformations, sollicitations de compression sur barres de Hopkinson (Shazly, Prakash, et Lerch 2009)	27
Figure 2-30 : Signal incident et transmis dans les barres de Hopkinson pour une géométrie d'impacteur (Shazly, Prakash, et Lerch 2009).....	28
Figure 2-31 : Séquence de rupture d'une éprouvette de glace aux barres de Hopkinson (Soobarayen et al. 2017)	29
Figure 2-32 : Echantillon de glace avant et après rupture aux barres de Hopkinson (K. Dutta et al. 2004)	29
Figure 2-33 : Courbes de force pour l'impact d'un cylindre $\text{Ø}17\text{mm}$ $\text{L}42\text{mm}$ à 45° à 150 m.s^{-1} (Pereira et al. 2006).....	31
Figure 2-34 : Courbe de force pour un impact de SHI $\text{Ø}42,7\text{mm}$ à 73 m.s^{-1} (Kim, Welch, et Kedward 2003).....	31
Figure 2-35 : Capteur dynamique basé sur un système masse-ressort (Sun et al. 2015).....	31
Figure 2-36 : Schéma du système FMB (Tippmann, Kim, et Rhymer 2013).....	32

Figure 2-37 : Historique de la force d'impact pour un grêlon de 61mm de diamètre à 61,8m/s (Tippmann, Kim, et Rhymer 2013).....	32
Figure 2-38 : Images de l'impact d'un grêlon de 61mm de diamètre lancé à 61,8m/s (Tippmann, Kim, et Rhymer 2013)	33
Figure 2-39 : A gauche et au centre, les 2 types de grêlons testés et à droite une représentation schématique d'un grêlon réel, non testé (Kim et Kedward 2000)	33
Figure 2-40 : Résultats obtenus par (Kim et Kedward 2000).....	34
Figure 2-41 : Courbe de force d'impact en fonction du temps, grêlon de 42,7mm de diamètre à 95,4 m.s – 1 (Kim et Kedward 2000)	35
Figure 2-42 : Evolution de la pression hydrostatique en fonction de la déformation volumique (Carney et al. 2006).....	37
Figure 2-43 : Comparaison courbes expérimentale et numérique d'un impact à 91 m.s – 1 (Carney et al. 2006).....	38
Figure 2-44 : Propagation de l'endommagement pour des essais de compressions pour vitesses de déformations différentes (Soobarayen et al. 2017).....	39
Figure 2-45 : Séquence de rupture pour des cylindres de glace sous sollicitation dynamique aux barres de Hopkinson (Soobarayen et al. 2017).....	40
Figure 2-46 : Superposition des résultats d'essais expérimentaux et numériques de compression (Sain et Narasimhan 2011).....	41
Figure 2-47 : Courbes de force en fonction du temps pour l'impact d'un cylindre de diamètre 17,5 mm, de hauteur 42,2 mm à une vitesse de 152 m.s – 1 (Pernas-Sanchez et al. 2012).....	43
Figure 2-48 : Rate dependent yield strength	45
Figure 2-49 : Comparaison de résultats expérimentaux et numériques d'impact d'un grêlon de diamètre 38,1mm à 144,1m.s – 1 (Tippmann 2011)	45
Figure 2-50 : Comparaison de résultats expérimentaux et numériques d'impact d'un grêlon de diamètre 50,8mm de diamètre à 61,2 m.s – 1 (Tippmann 2011)	45
Figure 2-51 : Modes de fissuration d'une éprouvette de matériau fragile en compression (dimensions données en cm) (Yu. A. 2008)	48

Figure 2-52 : Echantillon de test (Meltzer et al. 1976)	49
Figure 2-53 : Chargement biaxial de compression (Meltzer et al. 1976)	49
Figure 2-54 : Schématisation d'un essai de traction dynamique par écaillage (Klepaczko et Brara 2001)	50
Figure 2-55 : Explication schématique du principe de l'essai d'écaillage (Erzar et Forquin 2010).....	50
Figure 2-56 : Représentation schématique en coupe d'un montage d'essai EOS avec confinement local sous la zone d'impact (Forquin et Hild 2010)	51
Figure 2-57 : Fragmentation d'une plaque de céramique suite à un impact d'un projectile en acier (Forquin et Hild 2010).....	51
Figure 2-58 : Densité de fissuration d'une plaque suite à un impact en bas à droite d'un cylindre d'aluminium à $V_{impact} = 88m.s - 1$ (Forquin et Hild 2010).....	52
Figure 3-1 : Picture (left) and scheme (right) of a Ø50mm manufactured SHI.....	62
Figure 3-2 : Scheme for layers orientation plane definition	63
Figure 3-3 : Microstructure of 2 Ø50mm SHIs (left), porosities (right), direction parallel to solidification	64
Figure 3-4 : Microstructure of 3 Ø50mm SHIs (left), porosities (right), direction perpendicular to solidification	64
Figure 3-5 : Microstructure of a Ø30mm SHIs (left), porosities (right), direction parallel to solidification	65
Figure 3-6 : Microstructure of 2 Ø30mm SHIs (left), porosities (right), direction perpendicular to solidification	65
Figure 3-7: Schematic representation of the experimental set-up and detailed representation of the dynamic force sensor.....	66
Figure 3-8 : Raw signal from the force sensor a few milliseconds after the impact.....	68
Figure 3-9 : Pictures of the impact of a Ø30mm SHI at 87 m/s.....	71
Figure 3-10 : Pictures of the impact of Ø50mm SHI at 136m/s.....	72
Figure 3-11 : Impact force curves of Ø30mm SHIs	73

Figure 3-12 : Impact force curves of Ø50mm SHIs	74
Figure 3-13 : Maximum impact forces reached for impacts on kinetic energy for Ø30mm and Ø50mm SHIs	74
Figure 3-14 : Peak force and kinetic energy relationship for SHI impact tests with energies less than 400J (Tippmann, Kim, et Rhymer 2013).....	74
Figure 3-15 : Experimental comparison of Ø50mm SHIs between the present study and (Tippmann, Kim, et Rhymer 2013).....	76
Figure 3-16 : Time to reach maximum impact forces on impact speed for Ø30mm and Ø50mm SHIs	77
Figure 3-17 : Ø50mm SHI impacted at 118m/s, picture at 50µs	78
Figure 3-18 : Ø50mm SHI impacted at 58m/s, picture at 50µs	78
Figure 3-19 : Ø30mm SHI impacted at 171m/s, picture at 20µs	78
Figure 3-20 : Ø30mm SHI impacted at 37m/s, picture at 20µs	78
Figure 3-21: Impact force curve comparison for a Ø30mm SHI and a Ø50mm SHI.....	79
Figure 3-22 : Maillage et conditions limites de la barre avec embout.....	81
Figure 3-23 : Comparatifs des mesures de forces de plusieurs façons sur le capteur.....	82
Figure 3-24 : Tracé de la force pour tous les éléments de la section droite de la barre	82
Figure 3-25 : Maillage du quart de sphère Ø50mm modélisé ainsi que de la cible.....	85
Figure 3-26 : Pression hydrostatique en MPa à l'instant $t = 10 \mu s$ (calculs réalisés avec Abaqus qui calcule la pression hydrostatique p à partir du tenseur des contraintes σ de la façon suivante : $p = -tr\sigma$ (Abaqus 2014)).....	86
Figure 3-27 : Contrainte équivalente de Von Mises en MPa à l'instant $t = 10 \mu s$	86
Figure 3-28 : Contrainte principale maximale en MPa à l'instant $t = 10 \mu s$	87
Figure 3-29 : Direction de la contrainte principale maximale sur le pourtour de la sphère à l'instant $t = 10 \mu s$	87
Figure 3-30 : Deuxième contrainte principale en MPa à l'instant $t = 10 \mu s$	88

Figure 3-31 : Pression hydrostatique en MPa à l'instant $t = 8,6 \mu s$ (calculs réalisés avec Abaqus qui calcule la pression hydrostatique p à partir du tenseur des contraintes σ de la façon suivante : $p = -tr\sigma$ (Abaqus 2014))	89
Figure 3-32 : Contrainte équivalente de Von Mises en MPa à l'instant $t = 8,6 \mu s$	90
Figure 3-33 : Contrainte principale maximale en MPa à l'instant $t = 8,6 \mu s$	90
Figure 3-34 : Cartographies des taux de déformation de la déformation principale I pour différents instants pour une sphère $\varnothing 50$ mm à $V_{impact} = 70 m.s - 1$	91
Figure 3-35 : Cartographies des taux de déformation de la déformation principale I pour différents instants pour une sphère $\varnothing 30$ mm à $V_{impact} = 108 m.s - 1$	92
Figure 3-36 : Maillage du SHI, $\varnothing 30$ mm, 2 560 particules.....	96
Figure 3-37 : Maillage du SHI; $\varnothing 30$ mm, 387 672 particules.....	96
Figure 3-38 : Courbes comparatives de force en fonction du temps pour l'impact d'un SHI maillé avec 2 560 et 387 672 particules.....	96
Figure 3-39 : Comparatif des courbes de force d'impact pour trois maillages.....	97
Figure 3-40 : Maillage d'un SHI $\varnothing 30$ mm avec 193 016 particules.....	97
Figure 3-41 : Pression hydrostatique en MPa à l'instant $t = 10 \mu s$ (calculs réalisés avec Abaqus qui calcule la pression hydrostatique p à partir du tenseur des contraintes σ de la façon suivante : $p = -tr\sigma$ (Abaqus 2014))	98
Figure 3-42 : Contrainte équivalente de Von Mises en MPa à l'instant $t = 10 \mu s$	99
Figure 3-43 : Contrainte principale maximale en MPa à l'instant $t = 10 \mu s$	99
Figure 3-44 : Images numériques de l'impact d'un SHI $\varnothing 50$ mm à la vitesse de 84m/s, le champ de contrainte équivalente de Von Mises (en MPa) est représenté	101
Figure 3-45 : Courbes de force induite par l'impact d'un SHI $\varnothing 50$ mm à 84m/s avec le positionnement des images de la figure 3-44 en orange.....	102
Figure 3-46 : Bilan d'énergie de déformations pour un impact de SHI à 84m/s	103
Figure 3-47 : Bilan d'énergies pour un SHI $\varnothing 50$ mm impacté à 84m/s.....	104
Figure 3-48 : Comparatifs de forces d'impacts en fonction du temps pour des impacts de SHI $\varnothing 50$ mm	105

Figure 3-49 : Comparatifs de forces d'impacts en fonction du temps pour des impacts de SHI Ø30mm.....	106
Figure 4-1 : a) Représentation d'une éprouvette entaillée typique (ASTM D5379/D5379M-12 s. d.) ; b) Représentation d'une éprouvette dans le montage de tests (D. O. Adams et al. 2007)	112
Figure 4-2 : Dimensions d'éprouvette retenues	113
Figure 4-3 : a) Microstructure représentative des éprouvettes ; b) Porosité associée.....	114
Figure 4-4 : Deux clichés représentatifs des éprouvettes fissurées.....	115
Figure 4-5 : Courbe de force en fonction du temps représentative des essais réalisés.....	115
Figure 4-6 : Analyses des déformations principales par corrélation d'images lors d'un essai représentatif : a) analyse par corrélation d'images superposées à la photo initiale; b) maillage de l'analyse par corrélation d'images uniquement pour une meilleure visibilité	117
Figure 4-7 : Analyse des déformations principales d'un second essai représentatif.....	117
Figure 4-8 : Maillage de l'éprouvette entaillée avec localisation des conditions limites	119
Figure 4-9 : Contrainte de cisaillement plan dans la zone utile de l'éprouvette	119
Figure 4-10 : Cartographie de la contrainte principale maximale dans l'entaille de l'éprouvette	120
Figure 4-11 : Directions de la contrainte principale maximale	121
Figure 4-12 : Contrainte en fonction du temps correspondant au test présenté Figure 4-5	122
Figure 4-13 : Contraintes maximales atteintes lors de chaque essai réalisé.....	123
Figure 4-14 : Probabilité de rupture de l'éprouvette en fonction de la contrainte appliquée	124
Figure 4-15 : Courbe de la fonction densité de probabilité de rupture.....	125
Figure 4-16 : Illustration du modèle lattice-particulaire (Andre et al. 2012)	127
Figure 4-17 : Modèle de liaison cohésive de poutre (André 2012).....	128
Figure 4-18 : Définition des liaisons cohésives rompues par le critère de rupture	131

Figure 4-19 : Schématisation de la méthode de détermination de la contrainte à rupture $\sigma_R(i)$ pour un élément discret i	132
Figure 4-20 : Densité de contraintes à ruptures numériques comparées à la densité analytique.....	133
Figure 4-21 : Facteur de correction dynamique R (Tippmann, Kim, et Rhymer 2013)	134
Figure 4-22 : Déplacement des éléments discrets dans la direction de sollicitation verticale (en mm).....	136
Figure 4-23 : Courbe contrainte déformation de l'éprouvette	137
Figure 4-24 : Tracé du nombre de liaisons cohésives rompues en fonction de l'avancement de l'essai	137
Figure 4-25 : Images de 4 des 9 domaines discrets pour un projectile $\varnothing 30$ mm, a) 1 000 éléments, b) 10 000 éléments, c) 20 000 éléments et d) 40 000 éléments.....	138
Figure 4-26 : Pics d'efforts obtenus en fonction du nombre d'éléments discrets	139
Figure 4-27 : Illustration de la façon d'appliquer la charge exportée du modèle discret sur le modèle numérique du capteur de force, la taille et l'épaisseur des flèches servent uniquement pour améliorer la visibilité.....	140
Figure 4-28 : Contrainte maximale pour chaque élément discret, légende en Pa	140
Figure 4-29 : Séquence d'images d'un impact numérique d'un SHI $\varnothing 50$ mm à $V_{impact} = 84 \text{ m.s} - 1$	141
Figure 4-30 : Courbe de force d'impact SHI $\varnothing 50$ mm, $V_{impact} = 84 \text{ m.s} - 1$ avec positionnement des images et la courbe du nombre de liaisons cohésives rompues....	142
Figure 4-31 : Comparaisons courbes expérimentales et numériques pour différentes vitesses d'impacts pour le projectile de diamètre 50mm.....	144
Figure 4-32 : Comparaisons courbes expérimentales et numériques pour différentes vitesses d'impacts pour le projectile de diamètre 30mm.....	145
Figure 4-33 : Analyse de l'effet matériau sur la force d'impact induite dans la structure.....	146
Figure 4-34 : Comparaisons des courbes d'efforts expérimentales, et issues des modèles éléments discrets et de Tippman pour un projectile $\varnothing 50$ mm.....	147

Figure 4-35 : Comparaisons des courbes d'efforts expérimentales, et issues des modèles éléments discrets et de Tippman pour un projectile Ø30 mm	148
Figure 5-1 : Images de la conception d'un capteur de force dynamique spatio-temporel	154
Figure 5-2 : Support des barres en vue de face avec la superposition de cercles aidant à la visualisation du positionnement des barres.....	155
Figure 0-1 : Fonction de lissage quadratique (Liu et Liu 2003)	168
Figure 0-2: Représentation schématique de la discrétisation du domaine Ω par un ensemble de points P_i , voisinage d'un nœud SPH et vue dans l'espace d'un noyau de type B-spline	169
Figure 0-3: Approximation particulière dans le domaine de support de la fonction de lissage W d'une particule i [L5].....	169

Table des tableaux

Table 1-1 : Sensibilité au taux de déformation (Carney et al. 2006).....	37
Table 1-2 : Paramètres matériau utilisés par (Carney et al. 2006).....	38
Table 1-3 : Paramètres matériaux utilisés par Pernas-Sanchez et al. (2012).....	42
Table 1-4 : Paramètres matériaux utilisés par Tippmann, Kim, et Rhymer (2013)	45
Table 3-1 : Paramètres matériau d'entrée du modèle (Tippmann, Kim, et Rhymer 2013)	94
Table 3-2 : Définition du coefficient de correction dynamique (Tippmann, Kim, et Rhymer 2013).....	94
Table 4-1 : Paramètres matériau d'entrée du modèle.....	135

Remerciements

Cette thèse a été réalisée en cotutelle, je souhaite donc commencer cette traditionnelle page de remerciements en remerciant Frédéric Dau et Augustin Gakwaya qui m'ont fait confiance pour ce projet de thèse en cotutelle entre les laboratoires I2M (Bordeaux) et M3C (Québec). Merci à Frédéric pour son accompagnement durant cette thèse et merci à Ivan Iordanoff pour son soutien, plus particulièrement durant la période critique de la fin de thèse. Pour finir les remerciements de mon équipe encadrante, je souhaite adresser des remerciements particuliers à Jérémie Girardot, sans son soutien, son encadrement, ma thèse n'aurait pu être ce qu'elle a été. Merci beaucoup !

Une thèse, c'est un peu plus de 3 ans de vie de labos. Je remercie tout particulièrement tous mes amis doctorants, étudiants, post-doctorants ou encore ingénieur pour avoir rendu cette vie si agréable. Je ne vais pas me risquer à nommer tout le monde, chacun saura se reconnaître : merci pour votre aide, numérique et expérimentale, ou encore pour les moments passés à discuter, rigoler, faire du sport, voyager, bricoler et j'en passe...

Je souhaite également adresser mes remerciements au personnel technique du laboratoire, en particulier Jonathan Marzeau et Valentin Honno pour leur aide dans mes développements expérimentaux. J'en profite également pour remercier les stagiaires qui sont venus m'aider pendant ma thèse, ça a été un plaisir, que j'espère partagé, de travailler avec vous. En particulier Dorian Sazarin qui a été d'une aide précieuse dans la conception et la réalisation du canon à air comprimé version 2 !

Enfin, merci beaucoup aux membres du jury qui ont accepté de réviser ma thèse et qui ont rendu ma soutenance constructive.

Côté personnel, un énorme merci à ma « famille d'adoption » québécoise, les Laverdière qui m'ont soutenu durant ma vie à Québec, en particulier durant mon installation. Merci aussi à Izabel Zimmer pour les aventures vécues dans son érablière et les belles rencontres dans Portneuf. Un énorme merci à mes amis québécois, avec qui j'ai pu goûter à la formidable aventure de la « formule », avec qui j'ai pu découvrir les meilleurs spots d'escalade, ou de « vélo de montagne » du Québec et des états unis, ou encore avec qui j'ai pu naviguer tant de fois sur le fleuve St Laurent !

Merci à ma famille et à ma « belle famille » pour sa présence à mes côtés. En particulier pour les nombreuses relectures qui ont fortement participé à améliorer la qualité de mon manuscrit. Merci à ceux qui ont pu faire le déplacement avec moi à Québec pour ma soutenance, ça a fait chaud au cœur d'être entouré pendant ce « grand » événement !

A tous mes amis de Bordeaux et d'ailleurs, je n'ai pas été très disponible ces derniers mois... Désolé pour ça, mais l'été se profile, nous pourrions bientôt rattraper le temps perdu !

Et enfin, un énorme merci à Clara Lou d'avoir partagé cette aventure avec moi, d'avoir tout fait pour venir avec moi vivre chez nos cousins québécois ! Une page se tourne, la fin de ma vie étudiante, une nouvelle aventure se profile... !

Au moment d'écrire ces mots, ce sont 10 ans de vie étudiante bien remplis, de la prépa au doctorat en passant par l'ENS et le Québec, qui se finissent. Un gros chapitre de ma vie... Il me reste à vous souhaiter une bonne lecture des quelques 160 pages et 42 367 mots qui vous attendent pour vous imprégner de ce qu'a été le dernier épisode de ma longue vie d'étudiant !

I Introduction

I.1 Contexte

La sécurité des voyageurs est une problématique prioritaire pour les avionneurs. Tout en améliorant continuellement les performances des appareils développés, les constructeurs et les organismes de certification veillent à maintenir un très haut niveau de sécurité des avions.

L'amélioration continue des performances des matériaux composites pousse les avionneurs à vouloir les utiliser de plus en plus comme structures primaires sur les avions. Cependant, les structures telles que le fuselage ou la peau des ailes peuvent être potentiellement soumises à des impacts. Ces derniers peuvent être divisés en deux catégories : les impacts à faible vitesse et les impacts à haute vitesse. Les impacts à faible vitesse peuvent être dus à la chute d'outils échappés par les employés de maintenance. Ce type d'impacts cause souvent des dommages non visibles. Les impacts à haute vitesse peuvent être dus à des oiseaux percutés en vol ou à de la grêle. Ce type d'impacts peut endommager fortement ou même perforer les structures. La figure I-1 illustre un exemple de dommages causés par l'impact de la grêle sur le nez d'un avion. Les structures composites sont vulnérables aux impacts et doivent passer des tests de certification. Comme la réalisation de tels tests sur des pièces réelles est longue et très coûteuse à mettre en place, il est primordial pour l'industrie de développer des outils numériques capables de prédire la réponse des structures à l'impact, ceci dans le but de réduire les coûts et d'accélérer les processus de développement.



Figure I-1 : Nez d'aéronef fortement endommagé par une précipitation de grêle (Field et al. 2009)

Les modèles météorologiques permettent aux météorologues de prédire avec précision les trajets des averses de grêle, et donc de modifier, si besoin, les routes des avions. Cependant, au vu de la densité du trafic aérien et de la rapidité des phénomènes, il n'est pas toujours possible d'éviter les averses de grêle (Field et al. 2009). Il arrive aussi que des avions en subissent durant leur stockage au sol.

Au demeurant, les chargements induits par les impacts de grêle peuvent causer des endommagements importants sur des structures telles que des bâtiments, des éoliennes ou encore des voitures. De nombreux domaines industriels l'étudient donc, comme par exemple :

- Le **génie civil** : résistance des revêtements utilisés pour l'isolation et l'étanchéité des bâtiments ;
- La filière de la **production d'énergies** : résistance des panneaux solaires aux averses de grêle, et résistance des structures (nacelles et pales) d'éoliennes pour assurer leur efficacité et la sécurité du public (Keegan, Nash, et Stack 2013) ;
- Le domaine **des transports**, automobile, aéronautique ou encore aérospatial : les pare-brises, les surfaces des structures aérodynamiques des avions ou encore les boucliers thermiques des engins aérospatiaux sont potentiellement exposés aux attaques de la grêle.

1.2 Les impacts

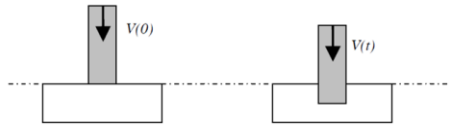
Le phénomène d'impact étudié dans le cadre de ce travail de recherche met en jeu deux acteurs : le projectile et la cible. Dans cette étude, le projectile étudié est le grêlon. La cible peut être de nature métallique ou composite, elle est ainsi représentative des matériaux utilisés dans l'aéronautique. Un capteur de force peut être installé à la place de la cible pour mesurer la force induite par l'impact du grêlon. La vitesse d'impact est la vitesse relative entre le projectile et la cible au moment du contact. L'énergie d'impact est considérée égale à l'énergie cinétique du projectile dans le repère de la cible, c'est-à-dire :

$$E_{\text{impact}} = \frac{1}{2} \times M_{\text{projectile}} \times V_{\text{relative}_{\text{projectile}/\text{cible}}}^2 \quad (1-1)$$

Les efforts générés par le projectile sur la cible peuvent induire de l'endommagement ou même la destruction de celle-ci.

La catégorisation des impacts qui nous intéresse ici va permettre de choisir l'approche à employer dans l'étude des impacts de grêlons : 1) le « hard » impact, figure 1-2a et 2) le « soft » impact figure 1-2b (Daudeville et Malécot 2011).

a) « Hard » impact



b) « Soft » impact

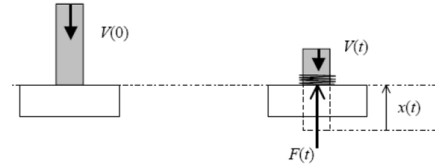


Figure I-2 : a) Illustration d'un "hard" impact; b) Illustration d'un "soft" impact (Daudeville et Malécot 2011)

1.2.1 « Hard » impact

Les impacts durs sont caractéristiques d'une très faible déformation du projectile comparée à celle de la cible. Dans ce cas, la différence entre l'énergie d'impact et l'énergie cinétique résiduelle du projectile après impact est absorbée par la cible. Dans le but de la prédiction numérique de l'effet de l'impact, la connaissance fine du comportement de la cible est nécessaire.

1.2.2 « Soft » impact

Dans le cadre des impacts mous, la cible et le projectile jouent un rôle majeur dans le phénomène d'impact, dans la dissipation de l'énergie d'impact notamment. Les déformations du projectile et de la cible seront très importantes durant l'impact. L'énergie d'impact est alors dissipée par la cible et le projectile. Dans le but de la prédiction numérique d'impacts mous, la connaissance des comportements de la cible et du projectile sont nécessaires (Kœchlin et Potapov 2009).

1.2.3 Catégorisation de l'impact de grêlon

Kœchlin et Potapov (2009) ont proposé une méthode de classification basée sur deux paramètres adimensionnés dépendant des propriétés des matériaux de la cible et du projectile ainsi que de la vitesse d'impact, figure I-3. σ_P est la résistance maximale du projectile, σ_T est la résistance maximale de la cible, V_0 est la vitesse d'impact et ρ_P est la densité du projectile.

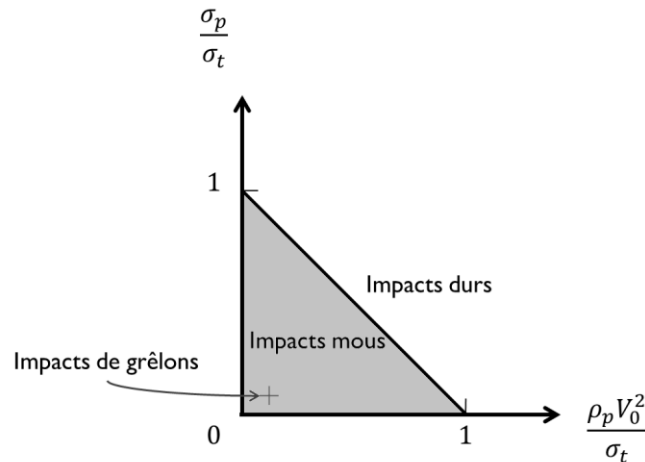


Figure 1-3 : Classification impact durs vs impact mou

Dans le cadre des impacts de grêlons sur structures composites aéronautiques, les données moyennes suivantes (pour la glace de grêlon et un composites à fibre de carbone) peuvent être utilisées (Carney et al. 2006; Heimbs et al. 2011) :

- $\sigma_p = 5 \text{ MPa}$
- $\sigma_T = 400 \text{ MPa}$
- $V_0 = 40 - 150 \text{ m.s}^{-1}$
- $\rho_p = 900 \text{ kg.m}^{-3}$

$$\frac{\sigma_p}{\sigma_T} = 0,0125 < 1 \quad (1-2)$$

$$\frac{\rho_p V_0^2}{\sigma_T} = \frac{900 \times [40; 150]^2}{200.10^6} = [0,004; 0,051] < 1 \quad (1-3)$$

L'impact de grêlon sur structures composites se situe donc dans le domaine des impacts mous. Il est alors nécessaire de bien modéliser le projectile et la cible dans le but de prédire, avec précision, l'effet de l'impact d'un grêlon sur structures composites.

De nombreuses études s'intéressent à la résistance des structures aéronautiques aux impacts : structures en métal (Alghamdi 2001), joints collés (Goglio et Rossetto 2008; Park et Kim 2010) ou encore structures en composites (Allix et al. 2001; Abrate 2005; Heimbs et al. 2011, 2011; Rhymer 2012; Kim, Halpin, et DeFrancisci 2012; Faivre 2013; Olsson, Juntikka, et Asp 2013; Maheo et al. 2014; Lesimple 2014; Girardot et Dau 2015).

Les études qui s'intéressent au comportement du grêlon sont bien moins nombreuses. La glace étant un matériau naturel, son étude est d'autant plus complexe : par exemple, ses propriétés mécaniques dépendent fortement du procédé de fabrication.

C'est la raison pour laquelle cette thèse va se concentrer principalement sur l'étude du grêlon. Les études du grêlon présentées dans cette thèse sont réalisées sur des cibles métalliques en aluminium, pouvant être supposées infiniment rigides devant la glace. Ce

choix permet de se concentrer sur le comportement mécanique du grêlon, en supposant le comportement mécanique des cibles impactées parfaitement connu.

1.3 Cadre et objectif de la thèse

Ce projet de thèse se situe dans un cadre industriel : il est initié par le Consortium de Recherche et d'Innovation en Aérospatial au Québec (CRIAQ) dans le cadre du projet COMP511Int'l. Ce projet a pour but le développement de simulations d'impacts de grêles sur structures composites.

La thèse s'est déroulée en cotutelle entre le laboratoire de Mécanique des Matériaux Métalliques et Composites (M³C) de l'université Laval à Québec et l'Institut de Mécanique et d'Ingénierie (I2M) département Durabilité des Matériaux et des Assemblages (DuMas) au sein du campus ENSAM de Talence à côté de Bordeaux.

L'**objectif** du projet est de **proposer une modélisation** capable de **prédire** les endommagements de **structures aéronautiques** créés par **l'impact de grêlons** dans un cadre de **certification**.

L'analyse des types d'impacts proposée section 1.2 oriente les recherche vers l'étude du grêlon en particulier. **L'objectif de cette thèse** est donc de proposer une **modélisation du grêlon soumis à l'impact** dans le but de **prédire le chargement induit dans les structures** impactée.

1.4 Organisation du manuscrit

Le chapitre 2 de ce manuscrit est dédié à l'analyse de l'état d'avancement de la communauté scientifique sur les travaux liés à l'impact de grêlons. Un détail des connaissances sur le comportement mécanique de la glace est réalisé ainsi que les méthodes expérimentales permettant cette caractérisation. Une revue détaillée des modèles d'impacts de grêlons est réalisée. La dernière partie du chapitre 2 est dédiée à une introduction aux matériaux fragiles.

A la lumière de cet état de l'art, il apparait certaines limites des modèles actuels qui ne permettent pas la prédiction d'un impact dans toutes les configurations. De plus, la nature fortement dépendante du procédé de fabrication du grêlon entraine la nécessité de réaliser le cycle complet d'analyse expérimentale suivant :

- réalisation des grêlons à différents diamètres ;
- analyse des microstructures engendrées ;
- essais d'impact et mesures d'efforts.

Durant ce travail de recherche, des essais expérimentaux d'impacts de grêlons de laboratoire ont donc été réalisés. La microstructure des échantillons fabriqués et testés est caractérisée. Les données expérimentales sont présentées sous forme d'article de recherche

soumis dans la revue « Journal of Dynamic Behavior of Materials ». Ces essais permettent de comprendre les phénomènes physiques mis en jeu durant l'impact. Cette étude expérimentale est associée à une étude numérique : une sphère soumise à l'impact permet de vérifier les états de sollicitations dans le matériau, ainsi que les taux de déformations atteints. Ces données permettent de mieux appréhender les sollicitations internes à un projectile sphérique. Enfin, le modèle proposé par Tippman et al. (2013) est implémenté dans le but de vérifier ses performances, la méthode SPH est testée. Ces travaux sont l'objet du chapitre 3.

Les conclusions du chapitre 3 permettent de développer un modèle original de comportement de la glace soumise à des sollicitations dynamiques d'impacts. Ce modèle est basé sur des observations expérimentales réalisées durant cette étude, et des données issues de la littérature fiables, confirmées par de nombreux auteurs. Un essai de caractérisation est mis en place dans le but de choisir un critère de rupture adapté et d'en mesurer la valeur seuil. La modélisation des essais expérimentaux détaillés chapitre 3 permet ensuite de vérifier les performances de ce modèle numérique. Ces travaux de modélisation sont détaillés chapitre 4 de ce manuscrit. La méthodologie proposée est novatrice : elle est basée uniquement sur des paramètres mesurés expérimentalement et une méthode numérique jamais appliquée à l'impact de grêlons est employée.

Enfin, la conclusion générale permettra de résumer les différentes étapes de ce travail de recherche et de résumer les résultats obtenus. Ces résultats sont expliqués et des perspectives sont proposées dans le but de les améliorer. La conclusion générale et les perspectives sont l'objet du chapitre 5, dernier chapitre de ce manuscrit de thèse.

2 Etat de l'art

L'impact de grêlon se situant dans la catégorie des impacts mous, il est nécessaire, entre autre, de comprendre les phénomènes mis en jeu dans le projectile afin de comprendre le phénomène global d'impact sur structures. Il faut donc s'intéresser au comportement de la glace, matériau constitutif du projectile étudié, le grêlon.

Les études portant sur la glace et les grêlons ont investigué différentes directions telles que les effets de la microstructure, de la température ou encore du taux de déformation sur le comportement de la glace. Des études expérimentales ont étudié l'effet de l'impact du grêlon sur divers matériaux composites ou métalliques. Enfin, d'autres études, numériques, ont tenté de simuler l'impact de grêlon, dans le but de prédire l'endommagement causé sur les structures.

Ce chapitre vise à établir un état d'avancement de la recherche scientifique sur les connaissances du comportement de la glace et les moyens expérimentaux de caractérisation, d'une part, et sur le phénomène d'impact de grêlon, d'un point de vue expérimental et numérique, d'autre part. Ceci dans le but de clarifier les verrous à lever.

2.1 Formation des grêlons et analyse de la microstructure cristalline

2.1.1 Formation des grêlons

La création des grêlons est un processus naturel. Ils se forment dans un nuage d'orage, dit « cumulonimbus », lorsque l'air est très humide et que les courants ascendants sont puissants.

Des courants ascendants transportent des gouttelettes d'eau en haute altitude, de l'ordre de 15 km, là où les températures sont très froides, de -15°C à -40°C . Les gouttelettes se transforment alors en cristaux. En redescendant, d'autres gouttes viennent s'agglomérer autour des cristaux initialement formés. Les courants ascendants en bas du nuage renvoient le tout en haute altitude et le cristal initial ainsi que les gouttes d'eau gèlent. Plusieurs allers-retours peuvent être faits et une fois que les grêlons sont trop lourds pour

être transportés par les courants ascendants, ils tombent. Il y a alors averse de grêle, figure 2-1a¹.

Les grêlons peuvent, selon les régions du monde, avoir des tailles plus ou moins grosses. Les plus gros grêlons rencontrés par des avions peuvent atteindre des diamètres de l’ordre de 60 mm. Les grêlons atteignent au sol des vitesses moyennes de 100 km.h^{-1} , pouvant aller jusqu’à 160 km.h^{-1} , soit environ 40 m.s^{-1} . Lorsqu’un avion rencontre une averse de grêle au décollage ou en vol, les vitesses relatives d’impacts peuvent atteindre les 150 m.s^{-1} , soit 540 km.h^{-1} . L’étude des impacts de grêlons s’intéresse donc aux vitesses relatives d’impacts de 40 m.s^{-1} à 150 m.s^{-1} .

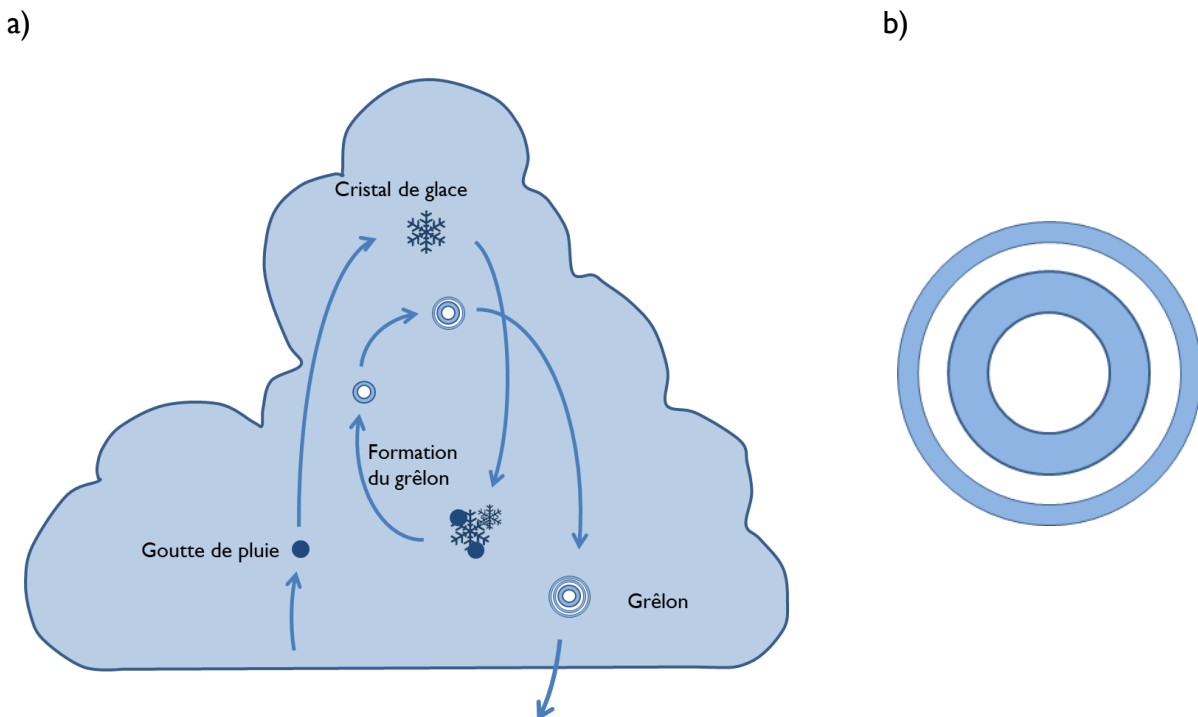


Figure 2-1 : a) Schématisation d’un cumulonimbus et du processus de création d’un grêlon ; b) Schématisation d’une coupe transversale d’un grêlon

2.1.2 Analyse de la microstructure cristalline d’un grêlon

Le processus de création du grêlon implique une structure par strates concentriques, figure 2-1b. Des strates plus ou moins opaques sont observables, l’opacité dépend de la vitesse de solidification de l’eau. Plus les strates sont opaques, plus la porosité est importante, elle est donc non constante au sein du grêlon². La fabrication des grêlons est un processus naturel, qualifiable d’accrétion 3D, ils ne sont pas parfaitement sphériques, figure

¹ Informations tirées du site de météo France (<http://www.meteofrance.fr/prevoir-le-temps/phenomenes-meteo/la-grele>), du blog [www.ikonet.com/météorologie](http://www.ikonet.com/fr/ledictionnairevisuel/static/qc/grele) (<http://www.ikonet.com/fr/ledictionnairevisuel/static/qc/grele>) et de la page Wikipédia dédiée à la grêle (<http://fr.wikipedia.org/wiki/Grêle>)

² Informations expliquées dans le blog [www.ikonet.com/météorologie](http://www.ikonet.com/fr/ledictionnairevisuel/static/qc/grele) (<http://www.ikonet.com/fr/ledictionnairevisuel/static/qc/grele>)

2-2. Aussi, il est généralement observé que la densité du grêlon est légèrement plus faible que celle de la glace pure, de l'ordre de $\rho_{grêlon} = 900 \text{ kg/m}^3$ contre $\rho_{glace} = 917 \text{ kg/m}^3$.

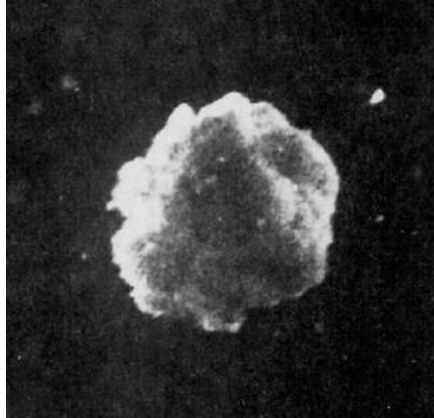


Figure 2-2 : Photo d'un grêlon de diamètre 1,1 cm (Pflaum 1980)

La glace possède de nombreuses formes de structure cristallographique. La structure cristallographique de la glace stable sur terre est notée « Ih » (Schulson 1999; Soobarayen et al. 2017). Cette structure est hexagonale, tout comme le flocon de neige, figure 2-3. L'axe de symétrie de la structure hexagonale est noté « axe-c », ou « c-axis ». Au demeurant, la microstructure d'un grêlon est poly cristalline, composée de petits grains orientés aléatoirement, voir figure 2-4. Trois strates concentriques sont identifiables, avec des tailles de grains différentes. Les tailles des grains correspondent à la vitesse de solidification de la strate : plus la solidification est rapide, plus les grains sont nombreux et petits.

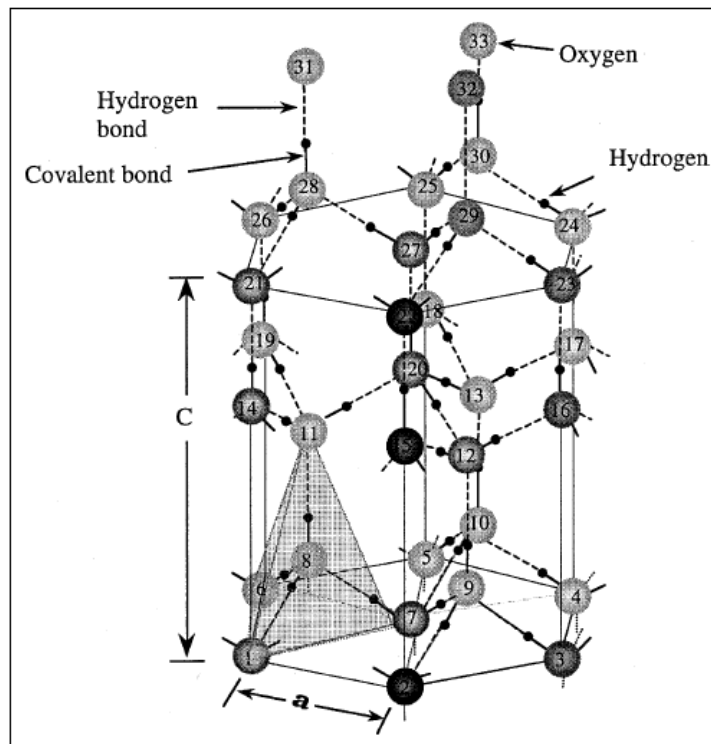


Figure 2-3 : Schéma de la structure d'un cristal de glace hexagonale Ih (Schulson 1999)

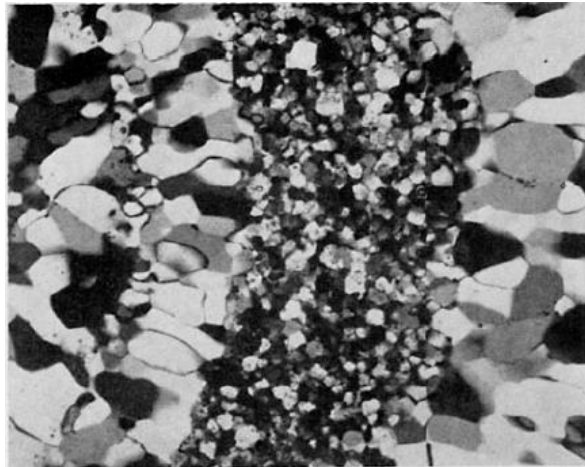


Figure 2-4 : Photo de la microstructure d'une portion de 8mm de côté d'un grêlon (A. Knight et C. Knight 1968)

Les analyses de la microstructure de glace sont faites à l'aide de lumière polarisée et d'un analyseur. Le caractère biréfringent de la glace est exploité (Wilson et al. 2007). Pour l'analyse d'échantillons de glace, une lame mince y est prélevée et est passée à l'analyseur, les photos du type de celle présentée figure 2-4 sont alors obtenues. Chaque nuance de gris représente une orientation cristalline.

2.2 Caractéristiques du comportement mécanique de la glace

Différents types de glace existent, de la glace de glaciers, d'icebergs, de rivière ou atmosphérique (grêlons) par exemple. Ces glaces diffèrent par leur processus de fabrication (pression atmosphérique, vitesse de solidification, pureté de l'environnement de solidification...), leur porosité ou encore leur salinité. Toutefois, de façon générale les propriétés mécaniques restent semblables, la nature du matériau étant la même : de l'eau solidifiée. Les propriétés mécaniques dépendent de nombreux facteurs, détaillés ci-dessous.

2.2.1 Effets de la température

La dépendance de la résistance maximale en compression à la température est illustrée figure 2-5 (Schulson 2001). Les courbes sont présentées pour de la glace pure et de la glace avec une salinité non nulle. La résistance maximale, pour la glace pure, varie de 3 MPa à 0°C à 13 MPa à -40°C, l'effet de la température sur le comportement à rupture en compression de la glace est important.

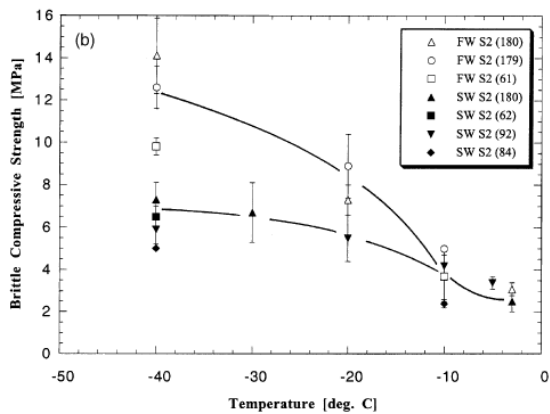


Figure 2-5 : Dépendance de la résistance maximale admissible en compression à la température dans le cas de glace pure (FW = fresh water) et de glace à salinité non nulle (SW = salt water) (Schulson 2001)

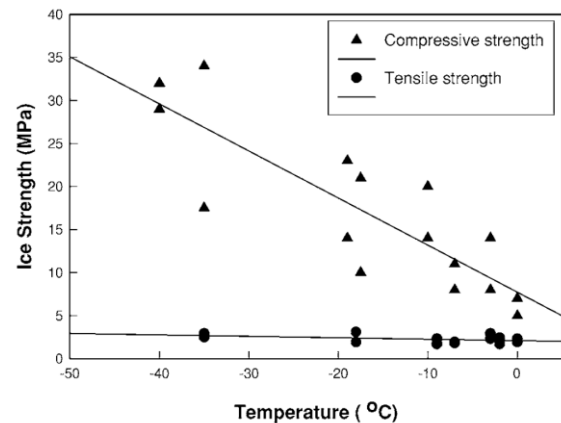


Figure 2-6 : Dépendance de la résistance maximale admissible en traction-compression en fonction de la température (Petrovic 2003)

Au contraire, en traction, la résistance maximale admissible est très peu dépendante de la température, figure 2-6 (Xian et al. 1989).

La dispersion est importante dans les résultats : figure 2-5, à -20°C, les résultats varient de 7 MPa à 11 MPa de résistance maximale pour de la glace pure, ce qui fait une dispersion de 36% et une valeur médiane à 9MPa. En analysant les résultats figure 2-6, les résultats varient de 10 MPa à 25 MPa pour des tests réalisés en compression à -20°C. La dispersion est alors de 60% et une valeur médiane de 17,5MPa. Les deux études présentées ici arrivent donc à des résultats fortement différents. Une analyse précise des conditions d’essais (fabrication des échantillons, conditions limites, post-traitement des données) semble donc nécessaire pour comprendre les écarts et comparer les résultats entre eux.

Le module d’Young (E) semble indépendant de la température et est généralement compris entre 9,7 GPa et 11,2 GPa. Quant au coefficient de Poisson, il est également indépendant de la température et est compris entre 0,29 et 0,32 (Petrovic 2003).

Les études portant sur l’impact de grêlons sur structures aéronautiques se concentrent sur l’étude de l’impact de grêlons à la température de -10°C car elle est représentative des conditions réelles rencontrées par les structures (Carney et al. 2006; Shazly, Prakash, et Lerch 2009; Sain et Narasimhan 2011; Pernas-Sanchez et al. 2012)

2.2.2 Effets de la taille de grains sur le comportement mécanique

La figure 2-9 montre les variations de la contrainte maximale admissible en compression en fonction de la taille de grains. Plus les grains sont petits, plus la contrainte maximale admissible est importante (Schulson 2001). Ce phénomène s’explique par le fait que dans le cas de petits grains, les concentrations de contraintes aux joints de grains sont plus diffuses, et de niveau moins élevé. La ruine de l’échantillon intervient donc plus tard. Les mêmes conclusions peuvent être faites en traction, figure 2-7 & figure 2-8 (Currier et

Schulson 1982; Lee et Schulson 1988). Les niveaux de contraintes sont toutefois nettement différents, de 4 MPa à 20 MPa en compression et de 0,8 MPa à 1,4 MPa en traction.

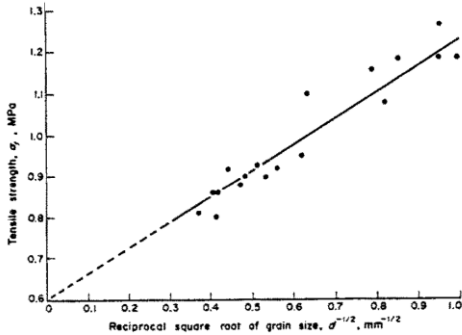


Figure 2-7 : Dépendance de la contrainte maximale admissible en traction de la glace en fonction de la taille de grain (Currier et Schulson 1982)

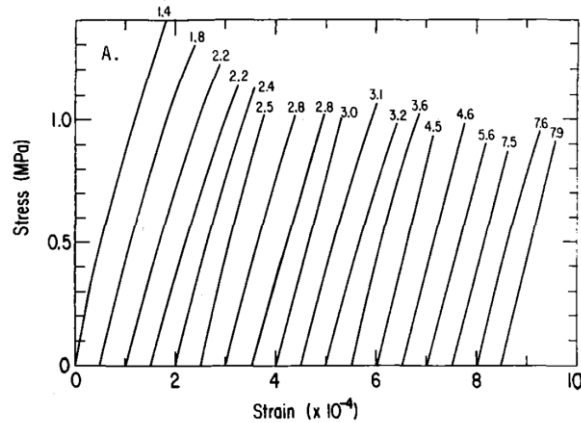


Figure 2-8 : Courbes contrainte-déformation en traction pour différentes tailles de grains (numéros associés aux courbes inscrits dans le graphique, en mm) pour un taux de déformation de $10^{-3} s^{-1}$. Les courbes sont espacées pour une meilleure lisibilité (Lee et Schulson 1988)

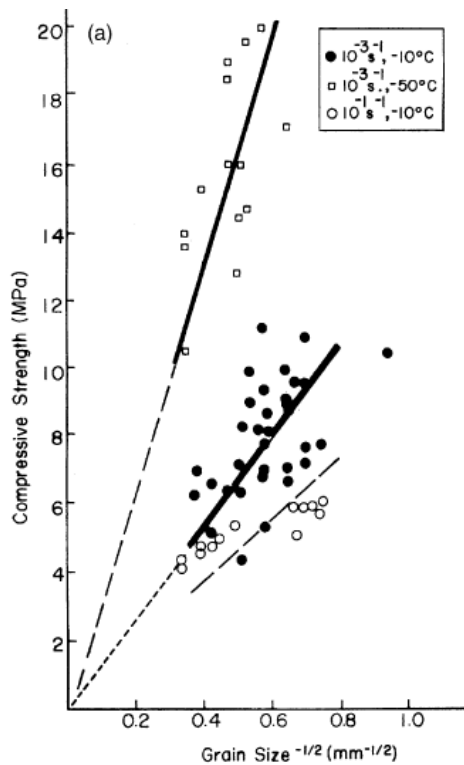


Figure 2-9 : Dépendance de la contrainte maximale admissible en compression de la glace à la taille de grains pour 2 températures, $-10^{\circ}C$ et $-50^{\circ}C$ et 2 taux de déformation, $10^{-3} s^{-1}$ et $10^{-1} s^{-1}$ (Schulson 2001)

2.2.3 Effets du taux de déformations

De nombreuses études observent une dépendance du comportement mécanique de la glace au taux de déformations. Toutefois, le module d'Young est indépendant du taux de déformations (Chuzel 2009), figure 2-10.

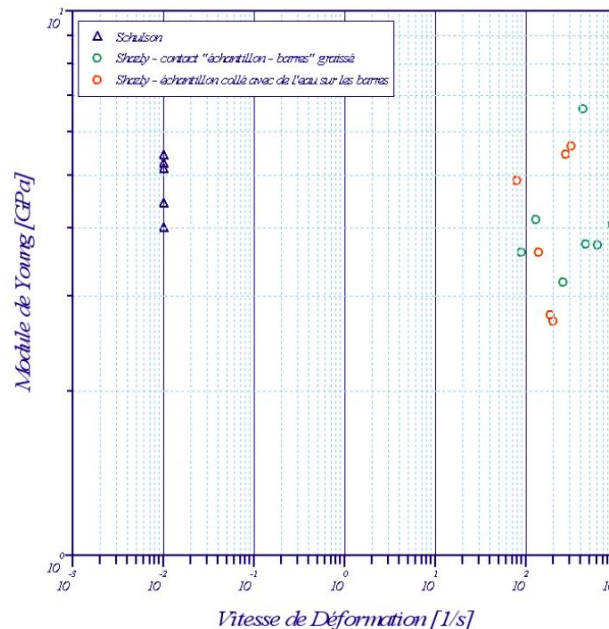


Figure 2-10 : Variation du module d'Young en fonction du taux de déformations (Chuzel 2009)

En **compression**, la résistance dépend fortement du taux de déformation (Schulson 1999, 2001; Shazly, Prakash, et Lerch 2009), figure 2-11. De l'ordre de 2 MPa pour un taux de déformation de 10^{-6} s^{-1} , la contrainte maximale admissible passe à 11 MPa pour un taux de déformation de 1000 s^{-1} . La dispersion dans les résultats d'essais est importante. Ceci est dû aux nombreux paramètres d'essais, difficiles à maîtriser. Par exemple, la taille de grains ou le contrôle de la température d'essai.

Les résultats disponibles ne sont pas interprétés de la même façon par Chuzel (2009), Combescure & al. (2011) qui ne trouvent pas d'effet significatif du taux de déformation sur la contrainte à rupture d'échantillons cylindriques de glace soumis à de la compression pour des taux de déformations allant de $7 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ à 50 s^{-1} .

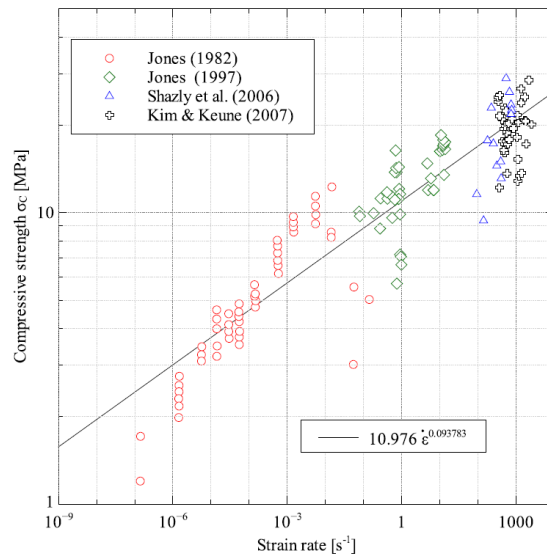


Figure 2-11 : Contrainte maximale admissible en compression en fonction du taux de déformations à -10°C (Pernas-Sanchez et al. 2012)

Une autre caractéristique importante du comportement de la glace est que le type de comportement observé en compression change en fonction du taux de déformation. A faibles taux de déformations, le matériau a un comportement macroscopique assimilable à de la ductilité. L’allongement à rupture diminue et la résistance maximale augmente lorsque le taux de déformation augmente, jusqu’à une valeur limite de transition $\dot{\epsilon}_t$, figure 2-12. Pour des taux de déformations supérieurs à $\dot{\epsilon}_t$, le comportement macroscopique de la glace est de type fragile et la contrainte maximale admissible continue d’évoluer. Cependant, il semblerait que, contrairement à ce que pensait E.M. Schulson, la contrainte maximale admissible continue d’augmenter, voir figure 2-11. A la température de -10°C, la transition entre les 2 types de comportements se situe à $\dot{\epsilon}_t = 10^{-3} s^{-1}$ (Schulson 1999, 2001).

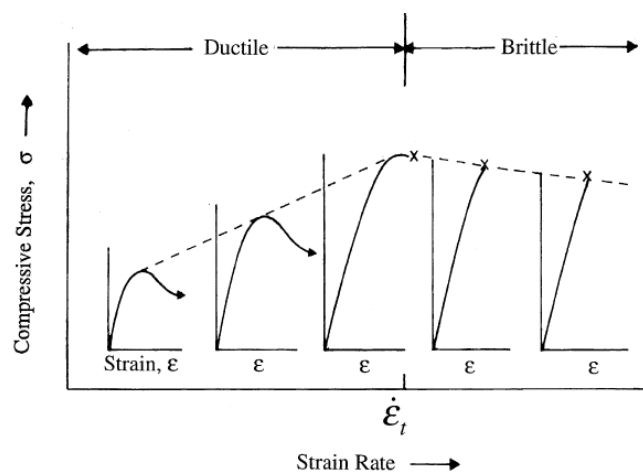


Figure 2-12 : Comportement de la glace en compression en fonction du taux de déformation (Schulson 2001)

En **traction**, le nombre d’études réalisées est plus faible que dans le cas de la compression. Lee et Schulson (1988) utilisent des moyens similaires au moyen développé par Cole et Gould (1990) (voir paragraphe 2.3.1.2) pour réaliser une étude sur le comportement

de la glace pure polycristalline en traction à -10°C . Ils testent deux taux de déformations : 10^{-7} s^{-1} et 10^{-3} s^{-1} . En traction aussi, un changement dans le type de comportement est observé : aux plus faibles taux de déformations, le comportement est de type ductile, tandis que pour le taux de déformation de 10^{-3} s^{-1} le comportement est de type fragile. Hormis le type de comportement à rupture, les résultats tendent à montrer une indépendance au taux de déformation de la contrainte maximale admissible en traction, figure 2-13 (Petrovic 2003; Schulson et Duval 2009). La contrainte maximale admissible en traction est fixée à $\sigma_{T_{maxi}} = 1,72 \text{ MPa}$ dans la plupart des études (Chuzel 2009; Pernas-Sanchez et al. 2012).

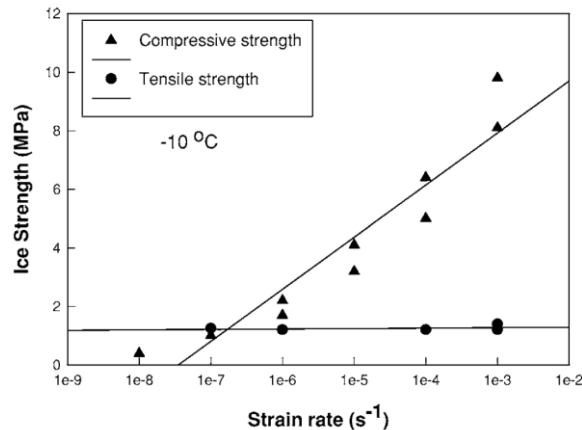


Figure 2-13 : Dépendance au taux de déformation des contraintes maximales admissibles en traction et compression à -10°C (Petrovic 2003)

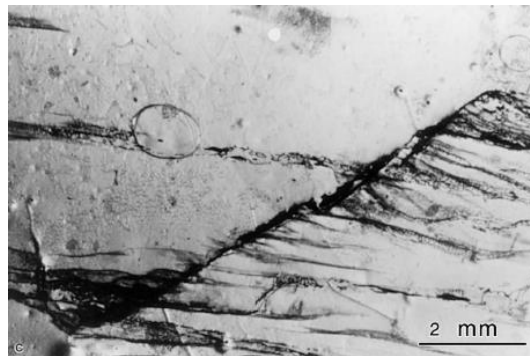
Dans le cadre de l'étude des impacts de grêlons, le phénomène étant dynamique, les taux de sollicitations seront a priori supérieurs à 10 s^{-1} (Shazly, Prakash, et Lerch 2009). Le comportement de la glace sera alors fragile, loin de la zone de transition entre la ductilité et le comportement de type fragile.

2.2.4 Effet d'échelle

Très peu d'études se sont intéressées à l'effet de la taille des échantillons testés. (Dempsey, Adamson, et Mulmule 1999) montrent que plus l'échantillon est volumineux, moins la contrainte à rupture est importante. Cette étude est menée sur de la glace de glaciers et d'icebergs. Ils utilisent une loi de type Bazant pour prédire les effets de taille. Petrovic (2003) suggère l'utilisation d'une loi de type Weibull afin de calculer une contrainte ultime dépendant de la taille de l'échantillon.

Toutefois, E.M. Schulson (2001) observe les mêmes mécanismes de rupture à plusieurs échelles, de 10^{-4} m à 10^5 m , laissant supposer que la rupture de la glace est indépendante de la taille de l'échantillon, figure 2-14. Ces observations, sont également réalisées sur de la glace de glaciers et d'icebergs. Toutefois, les contraintes à rupture ne sont pas mesurées sur ces phénomènes.

a)



b)

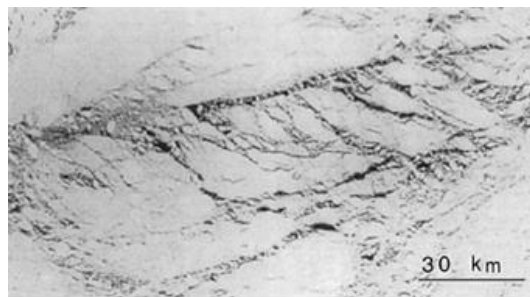


Figure 2-14 : Observations de ruptures en cisaillement similaires a) petite échelle et b) grande échelle (E.M. Schulson 2001)

2.2.5 Effet de la multi axialité

E.M. Schulson (2001) fait des tests de sollicitations multiaxiales et montre des différences importantes dans les modes de rupture et les niveaux de résistance atteints pour de la glace colonnaire. La glace colonnaire est un type d’arrangement de microstructure, dû à une solidification orientée. En faisant varier les niveaux relatifs de sollicitations, différents modes de ruptures apparaissent, figure 2-15. Sur la figure 2-16 sont résumés les résultats obtenus pour des sollicitations quasi-statiques, avec un taux de déformation de $10^{-2} s^{-1}$: en sollicitation uni axiale, dans les 2 directions, la résistance à rupture obtenue est de l’ordre de 4 MPa à $-10^{\circ}C$. En ajoutant une seconde sollicitation, de l’ordre de 3 MPa, perpendiculaire à la première, la résistance de la glace passe de 4 MPa à 11 MPa. L’effet d’une sollicitation multiaxiale est donc très important.

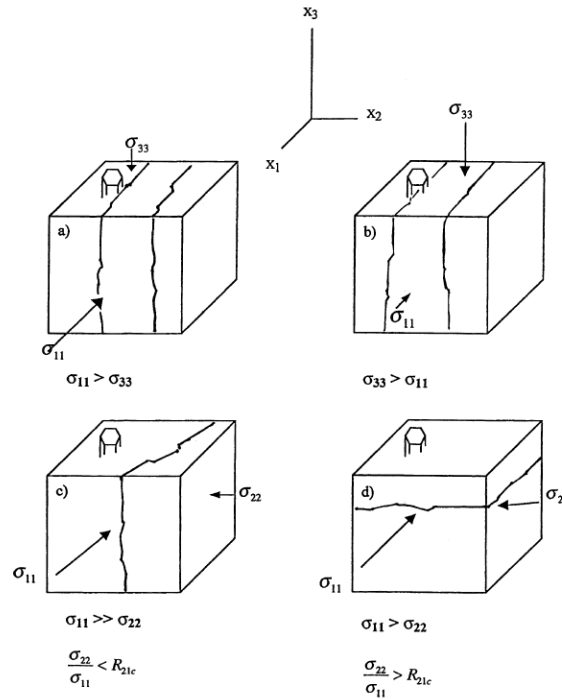


Figure 2-15 : Types de sollicitations biaxiales appliquées sur échantillons de glace (Schulson 2001)

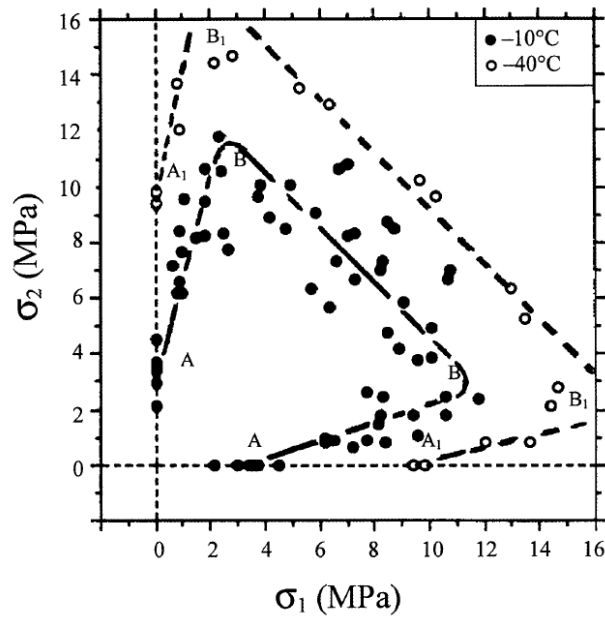


Figure 2-16 : Enveloppe de rupture fragile pour des sollicitations biaxiales de la glace à -10°C et -40°C pour des taux de déformations de 10^{-2}s^{-1} , les courbes pointillées sont des courbes de tendance (Schulson 2001)

Les mêmes tendances sont observées en sollicitations triaxiales en quasi statique (Schulson 2001), figure 2-17. Ce type d'essais n'a pas été réalisé sur d'autres types de glace, impossible alors de généraliser ces résultats à tous les types de glace. Il est toutefois très probable que la multi axialité du chargement ait aussi un effet sur le comportement mécanique de la glace de grêlon. Au demeurant, aucun test n'a été réalisé en dynamique.

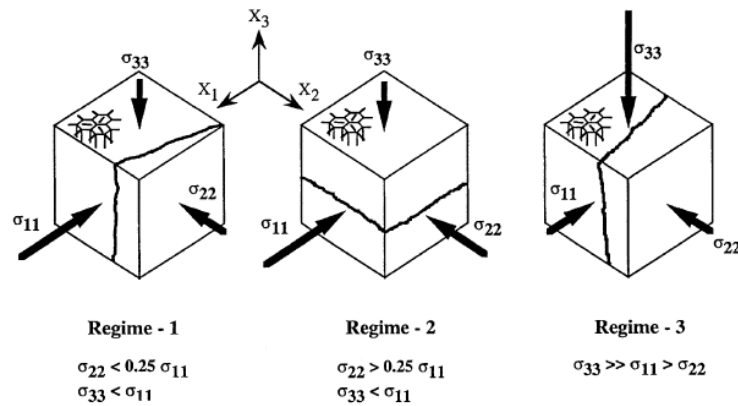


Figure 2-17 : Types de sollicitations triaxiales appliquées sur échantillons de glace (Schulson 2001)

2.3 Essais expérimentaux sur la glace

Cette partie vise à comprendre les moyens employés pour mesurer les grandeurs caractéristiques du comportement de la glace présentées précédemment, partie 2.2, ainsi que les spécificités des essais expérimentaux sur la glace.

La manipulation de la glace pose un certain nombre de contraintes. La température d’essais doit être contrôlée, le comportement de la glace en est fortement dépendant, voir paragraphe 2.2.1. Les matériaux des pièces des machines en contact avec l’échantillon (mors ou plateaux de compression) testés doivent avoir un rapport module d’Young sur coefficient de Poisson similaire à celui de la glace. Ceci permet d’éviter l’introduction de contraintes multiaxiales dans l’échantillon testé à l’interface échantillon/machine, et limite les risques de rupture prématurée induite par le contact échantillon-machine. La forme des échantillons est aussi importante, le rapport longueur sur diamètre d’une éprouvette cylindrique doit par exemple être d’environ 2,5 dans le but d’obtenir des champs de contrainte uniformes. De plus, la taille des grains composant la microstructure pouvant varier de l’ordre du millimètre à 7-8 millimètres, figure 2-8, la taille de l’éprouvette testée doit être suffisante afin de contenir un nombre de grains représentatif du type de glace testé (Schulson et Duval 2009).

2.3.1 Essais quasi-statiques

L’objectif de ce type d’essais est de caractériser le comportement de la glace en traction et compression sous sollicitations quasi-statiques. Le module d’Young peut ainsi être mesuré ainsi que le comportement à rupture de la glace.

2.3.1.1 Essais de compression

2.3.1.1.1 Compression simple

Les essais de compression quasi statiques sans confinement sont les plus faciles à mettre en place. Seulement, quelques précautions sont nécessaires, en plus de celle définies en introduction de la partie 2.3. Notamment le parallélisme entre les plateaux de compression : pour des éprouvettes de longueurs comprises entre 100 mm et 250 mm, des bons résultats sont généralement obtenus quand le parallélisme entre les plateaux est de

l'ordre de $\pm 0,025 \text{ mm}$. Chuzel (2009) utilise un plateau de compression rotulant afin d'améliorer les conditions limites des essais réalisés.

2.3.1.1.2 Compression confinée

Différents types de systèmes permettent des chargements multi axiaux. Quatre sont majoritairement utilisés sur des échantillons de glaces :

1. Le chargement **triaxial axisymétrique** est le type de chargement le plus commun. L'éprouvette, cylindrique, est positionnée dans un fluide sous pression qui va venir appliquer une pression uniforme sur ses faces. Des plateaux de compression vont pouvoir venir appliquer une pression supplémentaire sur les extrémités du cylindre, figure 2-18 (Gagnon et Gammon 1995; Melanson et al. 1999). L'inconvénient est que le chargement appliqué est forcément triaxial et axisymétrique (Schulson et Duval 2009).
2. La sollicitation **multiaxiale proportionnelle** est appliquée en utilisant les propriétés du coefficient de Poisson du matériau. L'échantillon, de forme hexaédrique cette fois, est positionné entre deux (quatre) parois rigides. Des actionneurs viennent comprimer l'échantillon transversalement, un chargement induit biaxial (triaxial) sollicitera alors l'échantillon, figure 2-19.
3. Chargement **multiaxial « vrai »** : six actionneurs viennent comprimer un échantillon cubique dans les trois directions principales de sollicitation, l'avantage d'une telle installation est de pouvoir contrôler parfaitement le ratio entre σ_1 , σ_2 & σ_3 , figure 2-20. Toutefois, pour éviter les collisions entre les plateaux de compression, ceux-ci sont légèrement plus étroits que l'échantillon, provoquant des concentrations de contraintes à leurs bords, et pouvant provoquer des ruptures d'échantillons prématurées.
4. L'**indentation** est le moyen le plus simple de solliciter la glace sous confinement. Cependant, il est très difficile de mesurer des paramètres de comportement (Schulson et Duval 2009), notamment à cause de l'absence de visuel sur la zone sollicitée. Cette remarque est applicable aux essais d'indentation en général, réalisés sur d'autres matériaux.

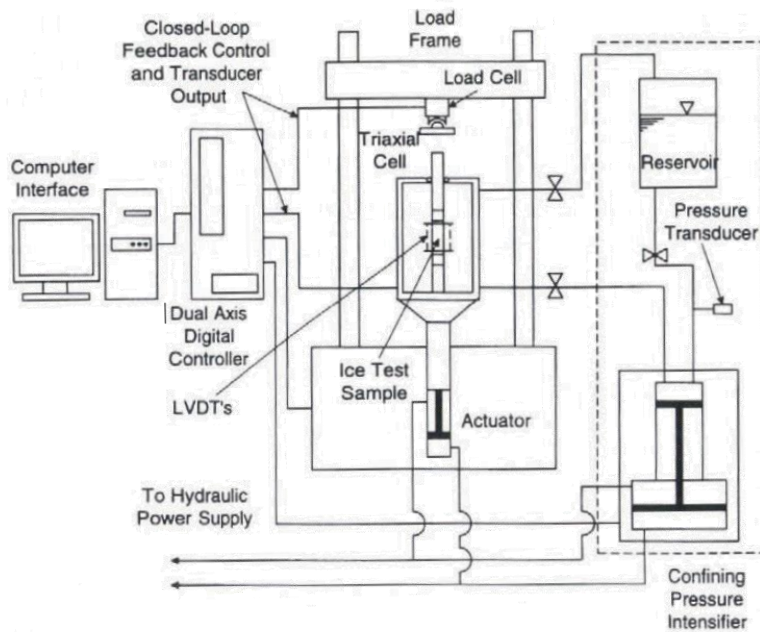


Figure 2-18 : Représentation schématique d'une installation permettant une sollicitation triaxiale axisymétrique (Melanson et al. 1999)

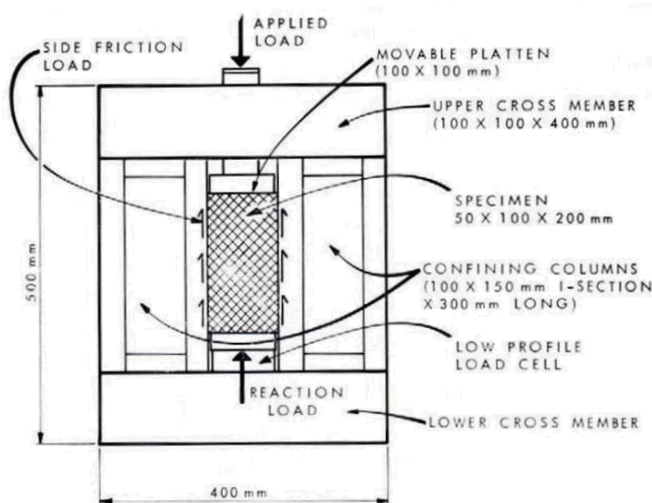


Figure 2-19 : Représentation schématique d'une machine permettant un chargement biaxial proportionnel (Frederking 1977)

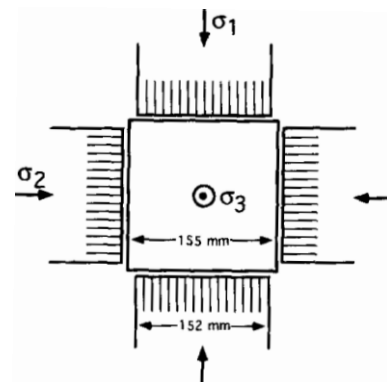


Figure 2-20 : Représentation schématique d'un système de chargement triaxial (Weiss et Schulson 1995)

2.3.1.2 Essais de traction

Les études réalisées sur de la glace en traction sont rares en raison des difficultés pour les réaliser. La principale difficulté est qu'en raison de la faible résistance de la glace, il est impossible de serrer une éprouvette dans des mors. Il est également difficile d'usiner des éprouvettes, la forme des éprouvettes est donc souvent imparfaite, et les têtes

d'éprouvettes pas toujours bien alignées. Lors du serrage d'une éprouvette dans des mors conventionnels, celle-ci casse très souvent dans les mors. Cole et Gould (1990) ont alors développé une interface machine permettant d'accepter un désalignement des extrémités de l'éprouvette, et donc de ne pas la briser en l'installant dans la machine, figure 2-21. Pour ne pas avoir à serrer la tête d'éprouvette de glace dans des mors, ils viennent coller un bouchon en métal (« end cap » sur le schéma de la figure 2-21) aux deux extrémités de l'éprouvette, ce sont ces bouchons qu'ils viennent insérer dans les mors.

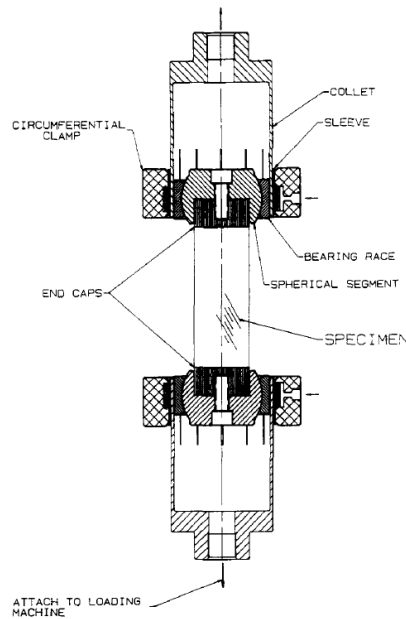


Figure 2-21 : Coupe du système complet et assemblé de maintien de l'éprouvette (Cole et Gould 1990)

Ce montage leur permet de réaliser des essais de traction quasi statiques et d'obtenir des fissures perpendiculaires à la direction de chargement de l'éprouvette (Lee et Schulson 1988).

Des chercheurs ont réalisé des essais de type essais brésiliens, ou fendage, pour solliciter la glace en traction (Soobarayen et al. 2017). Cet essai possède l'avantage d'être plus facile à mettre en œuvre sur la glace que des essais conventionnels de traction. Cependant, le caractère multiaxial de l'état de sollicitations dans l'échantillon empêche la détermination précise de la contrainte de traction pure maximale admissible, ce qui en fait plutôt un essai de type multiaxial.

2.3.2 Essais dynamiques

Le comportement de la glace dépend fortement du taux de déformations, et cette thèse s'inscrit dans le cadre de l'étude des impacts de grêlons, phénomène dynamique. Il est donc nécessaire de réaliser des essais de caractérisation dynamiques permettant d'atteindre des taux de déformations effectivement observés durant l'impact.

Une étude en traction dynamique, paragraphe 2.3.2.1, sur la glace est disponible dans la littérature, la plupart des études de caractérisation dynamique du comportement

mécanique de la glace ont été réalisées en compression, paragraphe 2.3.2.2. Des études d’impacts s’intéressent au comportement du grêlon à l’impact et à son effet sur les structures aéronautiques, paragraphe 2.3.2.3.

2.3.2.1 Essais de traction

Lange et Ahrens (1983) ont réalisé des essais de traction dynamique sur de la glace. Les échantillons testés sont fabriqués à partir de grains de glace compactés. Ils sont compactés jusqu’à obtenir la forme d’un palais d’épaisseur 6 mm. Des taux de déformations jusqu’à $10^4 s^{-1}$ sont atteints et la contrainte à rupture calculée est de l’ordre de 17 MPa. L’installation utilisée est représentée figure 2-22. L’échantillon est impacté par une plaque, créant une onde de compression. Cette onde est alors réfléchiée sur la face opposée de l’échantillon et une onde de traction se propage alors dans l’échantillon. C’est cette onde qui permet de rompre l’échantillon. La vitesse d’impact de la plaque détermine le niveau de contrainte atteint dans l’échantillon.

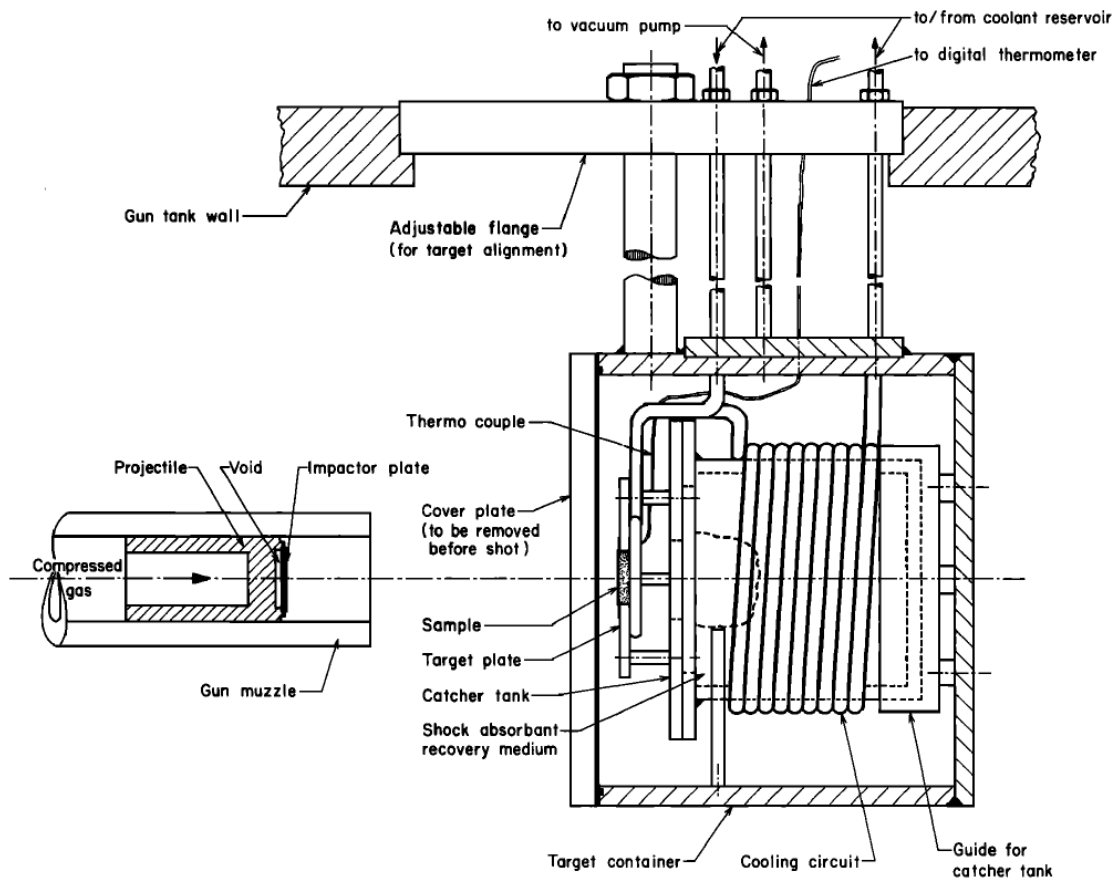


Figure 2-22 : Installation de traction dynamique pour des tests sur des palais de glace d’épaisseur 6 mm (Lange et Ahrens 1983)

Les échantillons qui ont rompu montrent des directions de fissuration dans l’épaisseur, dans une direction perpendiculaire à la direction de propagation des ondes, figure 2-23. Cette orientation des fissures pose des questions quant à la sollicitation à l’origine de cette fissuration. L’absence d’images prise pendant les essais ne permet pas de

mieux analyser le déroulement des essais. La fissuration est-elle déclenchée lors du premier passage de l'onde ? Est-ce réellement une sollicitation de traction qui a déclenché cette fissuration ? Ces questions sont discutées plus en détails section 2.5.



Figure 2-23 : Photos d'échantillons après essais, les divisions majeures de l'échelle représentent des millimètres (Lange et Ahrens 1983)

2.3.2.2 Essais de compression

Les objectifs de ces essais sont de vérifier le comportement mécanique (module d'Young et comportement à rupture) de la glace sous sollicitations dynamiques.

2.3.2.2.1 Essais sur vérin rapide

Chuzel (2009) a utilisé un vérin dynamique d'une capacité de charge de 50 kN et de vitesse de déplacement de 10 m.s^{-1} pour réaliser des essais de compression sur des éprouvettes de glace cylindriques de diamètre 30 mm et de hauteur 25 mm. L'essai se déroule à température ambiante. Les supports d'échantillons, en aluminium, sont préalablement refroidis pour éviter une fonte trop rapide de l'échantillon pendant la mise en place de l'essai. Les taux de déformations testés sont les suivants : 7.10^{-3} s^{-1} , $0,25 \text{ s}^{-1}$, 10 s^{-1} , 30 s^{-1} et 50 s^{-1} .

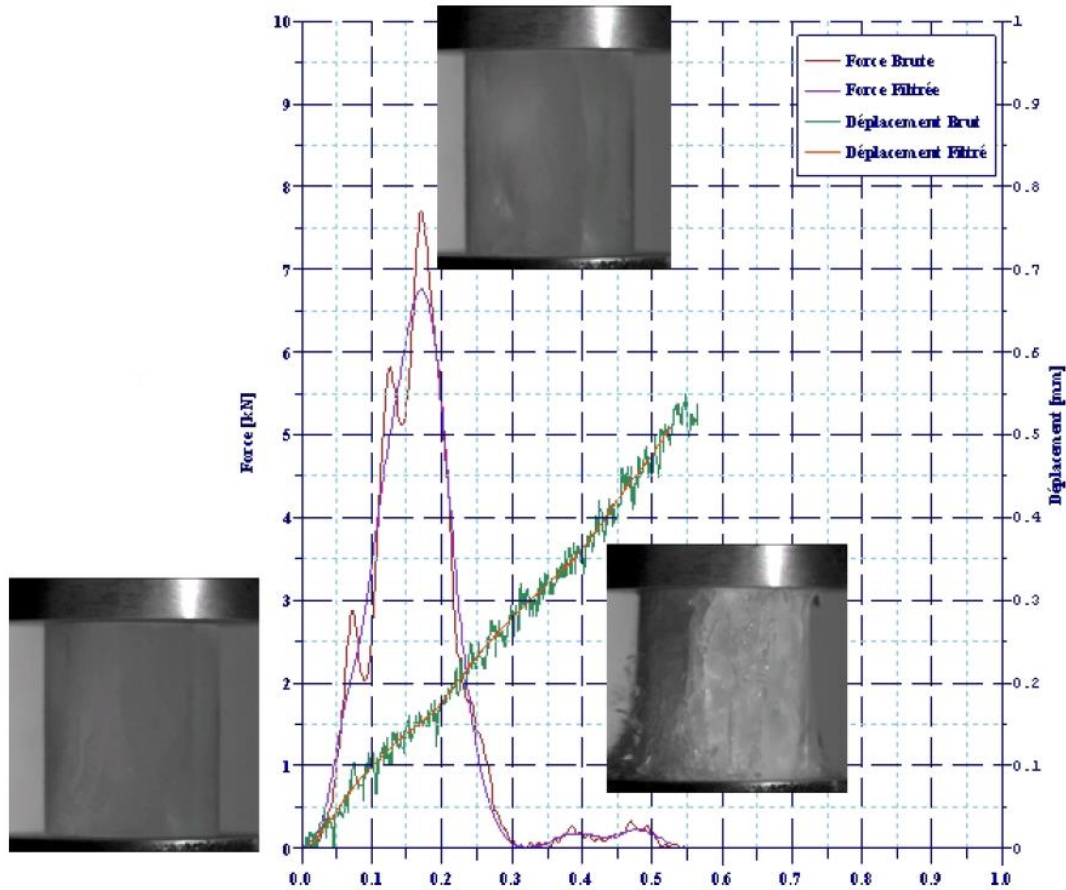


Figure 2-24 : Visualisation d'un essai pour un taux de déformation de 30 s^{-1} (Chuzel 2009)

Un essai qualifié de « valide » par ses auteurs est présenté figure 2-24. L’effort augmente de façon linéaire en début d’essai, tout en montrant deux oscillations. Puis il diminue rapidement une fois le maximum d’effort atteint, avec une pente similaire à la pente d’augmentation de l’effort. Au maximum d’effort, une fissure parallèle à la direction de chargement est visible à la surface de l’échantillon, indiquant que l’échantillon n’a pas rompu en compression. En fin d’essai, l’échantillon est complètement fissuré. Plusieurs fissures dans la direction du chargement montrent que la dégradation de l’échantillon ne s’est pas faite suite à une sollicitation de compression trop importante, comme une fissure perpendiculaire à la direction de chargement l’aurait suggéré.

2.3.2.2 Essais à la tour de chute

Des essais de compression uniaxiale réalisés à la tour de chute permettent d’atteindre des taux de déformation de 100 s^{-1} à 578 s^{-1} (Fasanella 2006). Cependant, de fortes oscillations sont observables dans les signaux fournis, figure 2-25. Ces oscillations pourraient être dues à la mise en vibration du système de mesure de force.

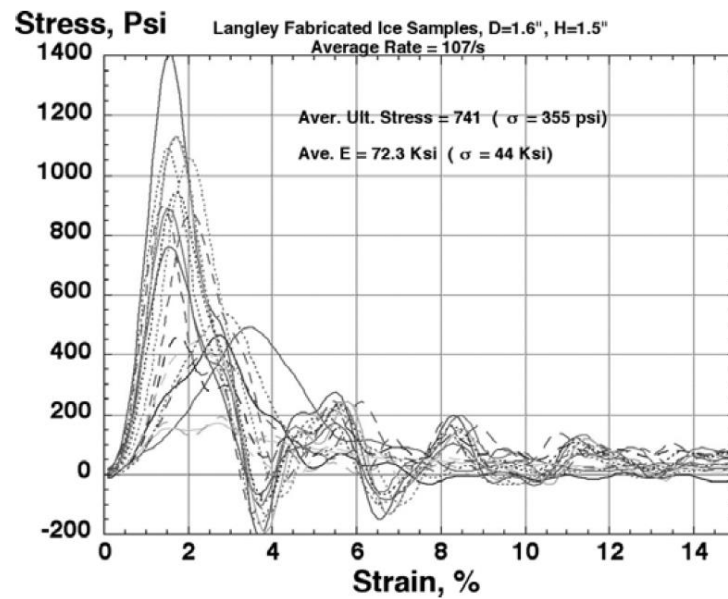


Figure 2-25 : Courbes contrainte-déformation pour une vitesse de projectile moyenne de $4 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, les taux de déformation atteints sont de 107 s^{-1} (Fasanella 2006)

De plus, les images prises pendant les essais montrent que les échantillons ne rompent pas en compression, figure 2-26, tout comme pour les essais réalisés au vérin rapide, paragraphe 2.3.2.2.1.

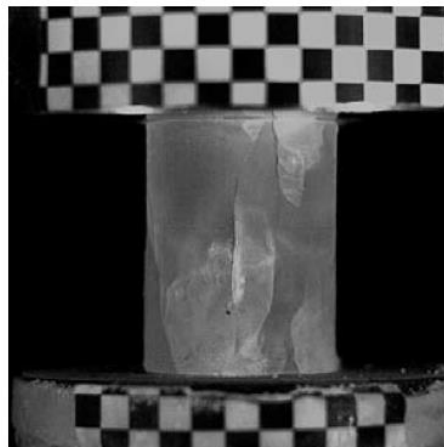


Figure 2-26 : Echantillon de test juste après contact avec l'impacteur, vitesse d'impact de $3,35 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ (Fasanella 2006)

2.3.2.2.3 Essais aux barres de Hopkinson

Pour des taux de déformations supérieurs, les barres d'Hopkinson sont mises à profit, figure 2-27. Le matériau est alors caractérisé grâce à la mesure des ondes qui sont transmises dans l'échantillon lors de l'impact. Ce montage permet de caractériser le comportement de la glace à des taux de déformations pouvant atteindre les 2600 s^{-1} (Kim et Keune 2007).

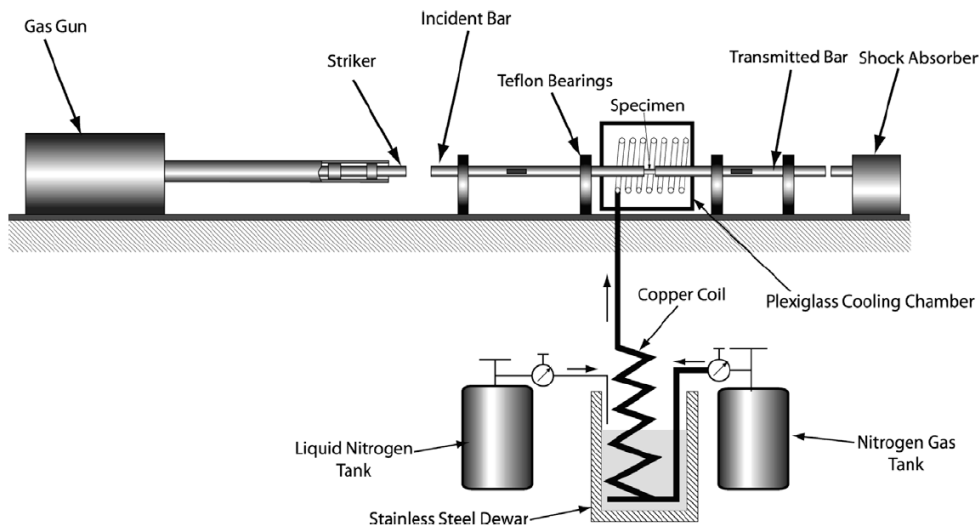


Figure 2-27 : Schématisation d’une installation barres de Hopkinson en températures négatives (Shazly, Prakash, et Lerch 2009)

Pour que ce type d’essai soit réalisé, certaines hypothèses doivent être vérifiées pour évaluer les déplacements et forces appliquées aux extrémités de l’éprouvette (Bacon 1993) :

1. le comportement des barres instrumentées reste élastique linéaire ;
2. l’épaisseur de l’échantillon doit être suffisamment faible pour pouvoir considérer l’échantillon testé à l’équilibre, c’est-à-dire que l’état de déformation soit homogène dans l’échantillon ;
3. les contraintes tangentielles au niveau des interfaces doivent être très faibles ;
4. les dimensions de l’échantillon doivent être telles que l’inertie radiale est négligeable.

Il faut aussi faire attention aux variations d’impédances dans les barres. En effet, des variations de section ou de température peuvent induire des variations d’impédance et donc des erreurs dans le post traitement des essais (Bacon 1993). Il est donc nécessaire de bien calibrer le montage dans la configuration de l’essai. Pour des essais de caractérisation de la glace, la chambre environnementale refroidit les extrémités de barres en contact avec la glace à une température variant de -10°C à -20°C . Le gradient de température des barres entre la température pièce de 20°C est donc de l’ordre de -30°C à -40°C .

Les résultats obtenus par Shazly, Prakash, et Lerch (2009) sont présentés figure 2-29. Des éprouvettes monocristallines et poly cristallines ont été testées. Les taux de déformations varient de 90 s^{-1} à 1122 s^{-1} . La figure 2-28 permet d’analyser plus finement un essai en particulier. Il apparaît que le taux de déformation n’est pas constant pendant l’essai. Lors de la détermination de la dépendance de la résistance en compression R_C au taux de déformation $\dot{\epsilon}$, c’est le taux de déformation atteint au moment où R_C est atteinte

qui est utilisé comme valeur de référence. Par exemple, dans le cadre des courbes présentées sur la figure 2-28, les résultats obtenus sont : $R_c = 34 \text{ MPa}$ à $\dot{\varepsilon} = 882 \text{ s}^{-1}$.

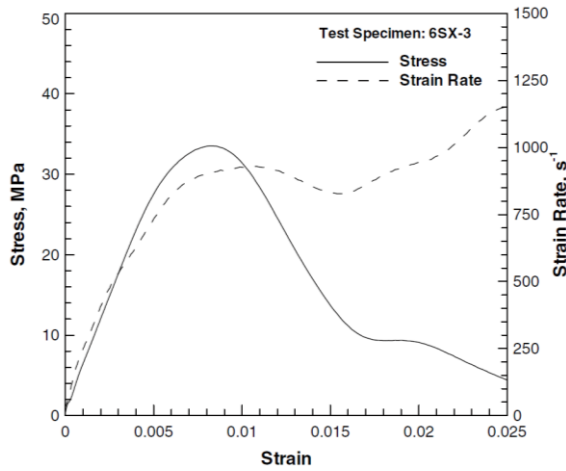


Figure 2-28 : Courbes contrainte-déformation et taux de déformation-déformation (Shazly, Prakash, et Lerch 2009)

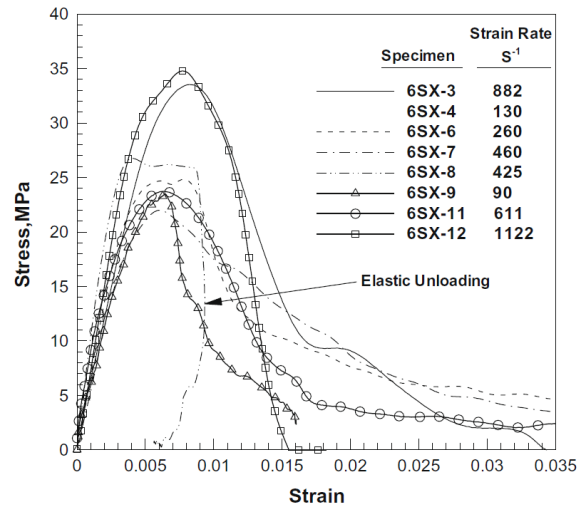


Figure 2-29 : Courbes contrainte-déformation pour plusieurs taux de déformations, sollicitations de compression sur barres de Hopkinson (Shazly, Prakash, et Lerch 2009)

Figure 2-30 sont montrés deux signaux incidents et un signal transmis pour un projectile utilisé dans le but de charger dynamiquement une éprouvette de glace. La montée en effort dans le cas de cette installation est de l’ordre de $30 \mu\text{s}$. Les déformations dans les éprouvettes testées lorsque la contrainte maximale est atteinte sont de l’ordre de $\varepsilon_{moy} \approx 0,007$, figure 2-29. Les taux de déformations testés varient de $\dot{\varepsilon} = 90 \text{ s}^{-1}$ à $\dot{\varepsilon} = 1122 \text{ s}^{-1}$. Le temps pour atteindre la résistance maximale pendant les essais varie donc de $t_{RC} = \frac{\varepsilon_{moy}}{\dot{\varepsilon}} = 6,2 \mu\text{s}$ à $t_{RC} = 78 \mu\text{s}$. La plupart des éprouvettes atteignent donc leur résistance maximale pendant la phase transitoire de mise en charge ($\sim 30 \mu\text{s}$), ce qui explique le taux de déformation inconstant durant l’essai et rend délicate l’identification d’une influence du taux de déformation sur la résistance en compression.

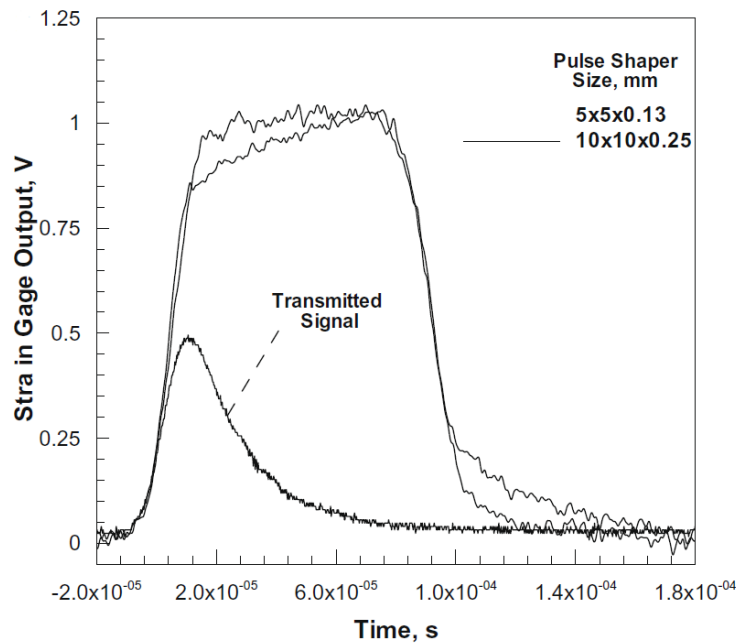


Figure 2-30 : Signal incident et transmis dans les barres de Hopkinson pour une géométrie d’impacteur (Shazly, Prakash, et Lerch 2009)

Soobarayen et al. (2017) présentent, figure 2-31, une séquence de rupture d’une éprouvette durant un chargement aux barres de Hopkinson. Sur les images 2, 3 & 4, des fissures parallèles au sens de chargement sont visibles. Ces observations, également réalisées par K. Dutta et al. (2004), figure 2-32, ainsi que celles réalisées figure 2-24, présentent une analogie avec le comportement à rupture observé sur des matériaux fragiles type béton. Cette analogie sera discutée plus en détails dans la section 2.5.

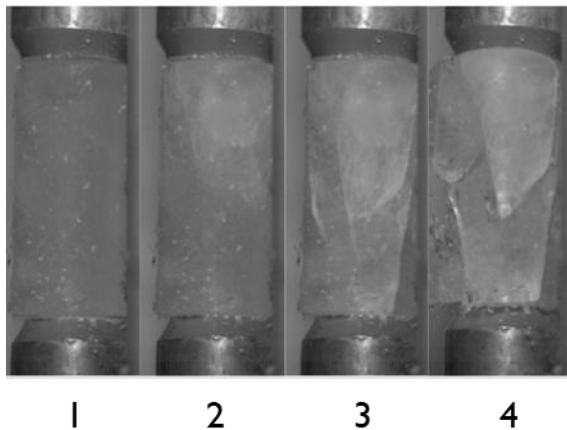


Figure 2-31 : Séquence de rupture d'une éprouvette de glace aux barres de Hopkinson (Soobarayen et al. 2017)



Figure 2-32 : Echantillon de glace avant et après rupture aux barres de Hopkinson (K. Dutta et al. 2004)

Kim et Keune (2007) ont également fait des essais avec des barres de Hopkinson, mais ni image et ni courbe ne sont données afin d'illustrer leurs résultats. C'est le regroupement des résultats d'essais de caractérisation réalisés par plusieurs auteurs qui a permis de tracer une courbe de variation de la contrainte maximale en compression en fonction du taux de déformation, figure 2-11.

2.3.2.3 Essais d'impacts

La réalisation d'impacts de grêlons en laboratoire permet d'observer le comportement du grêlon durant le phénomène d'impact et d'obtenir des données de validation de modèle. Les impacts peuvent être réalisés sur des cibles en composites ou en métal, pour venir vérifier la résistance des matériaux (Mahinfalah et A. Skordahl 1998; Kim et Kedward 2000; Kim, Welch, et Kedward 2003; Park et Kim 2010; Appleby-Thomas, Hazell, et Dahini 2011; Olsson, Juntikka, et Asp 2013; Pernas-Sánchez et al. 2016). A la place des cibles, des capteurs de force peuvent être positionnés dans le but de mesurer les efforts induits par l'impact sur les structures (Kim, Welch, et Kedward 2003; Pereira et al. 2006; Tippmann, Kim, et Rhymer 2013; Sun et al. 2015). Cette thèse se concentrant sur le grêlon, la mesure de l'effort d'impact sur les structures est une donnée importante, c'est la raison pour laquelle l'accent va être mis sur les études utilisant un capteur de force dynamique.

Les échantillons impactés sont fabriqués en faisant congeler de l’eau dans des moules d’aluminium sphériques (Tippmann, Kim, et Rhymer 2013; Fangming 2015). Ce procédé de fabrication étant différent du procédé de fabrication naturel d’un grêlon, irréalizable encore en laboratoire, les grêlons de laboratoire sont nettement différents des grêlons naturels. Ils sont donc appelés Simulated Hail Ice (SHI) par la communauté. Une autre technique employée par Lavoie, Nejad Ensan, et Gakwaya (2011) consiste à compacter de la neige dans le but d’obtenir la densité souhaitée pour les SHIs étudiés.

Pour projeter les SHIs aux vitesses souhaitées, des canons à gaz sont utilisés (Pereira et al. 2006; Kim et Kedward 2000; Kim, Welch, et Kedward 2003; Tippmann, Kim, et Rhymer 2013; Fangming 2015). Afin de guider l’échantillon dans le fût, deux techniques existent :

1. l’utilisation d’un sabot en polystyrène, qui a l’avantage d’isoler l’échantillon de la chaleur du fût mais qui a l’inconvénient de devoir être stoppé avant la cible pour ne pas fausser les mesures (Tippmann, Kim, et Rhymer 2013) ;
2. l’utilisation de fûts dont le diamètre interne est égal au diamètre de l’échantillon (Fangming 2015). Cette dernière technique impose de changer de fût lors du changement de diamètre de SHIs testés et impose le refroidissement du canon, cependant il n’est pas nécessaire de stopper le sabot, ce qui facilite grandement l’installation expérimentale.

Plusieurs capteurs de forces sont utilisés dans la littérature, Pereira et al. (2006) utilisent un capteur piézoélectrique, Kim, Welch, et Kedward (2003) utilisent un capteur piézoélectrique précontraint, Sun et al. (2015) utilisent un capteur basé sur un système masse-ressort et Tippmann, Kim, et Jennifer D. Rhymer (2013) utilisent une barre de propagation d’ondes. Les courbes, présentées figure 2-33, obtenues à l’aide d’un capteur piézoélectrique montrent d’importantes oscillations, de l’ordre de $\pm 20\%$ du maximum d’effort mesuré. La courbe obtenue par Kim, Welch, et Kedward (2003), figure 2-34, montre nettement moins d’oscillations. La précontrainte du capteur semble limiter les vibrations dans la structure support du capteur et donc les oscillations dans le signal. Sun et al. (2015) utilisent un système masse-ressort, figure 2-35. Toutefois un certain nombre d’hypothèses (énergie emmagasinée dans la masse négligeable, inertie du ressort négligeable) est nécessaire afin de remonter à l’effort généré par l’impact. Tippmann, Kim, et Jennifer D. Rhymer (2013) utilisent une technologie différente, figure 2-36. Inspirée du principe de propagation d’ondes dans les barres de Hopkinson, la barre de mesure d’efforts permet d’obtenir des courbes d’effort sans oscillation et avec très peu de bruit, figure 2-37. Cette technologie semble être la plus adaptée à la problématique de la mesure d’efforts d’impacts. Dans l’ensemble, ces capteurs ne sont pas caractérisés, en termes de bande passante et de dispersion d’onde dans la barre de Hopkinson. La question se pose donc si le maximum de force est bien capté par ces dispositifs.

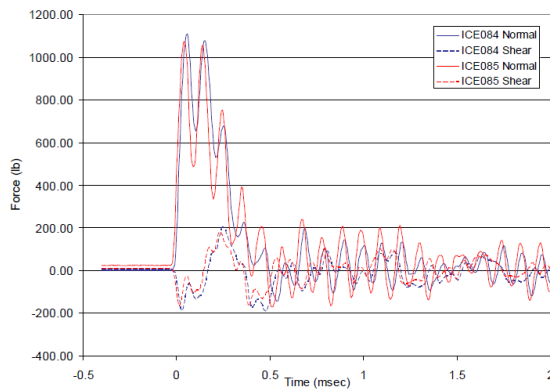


Figure 2-33 : Courbes de force pour l'impact d'un cylindre Ø17mm L42mm à 45° à 150 m.s⁻¹ (Pereira et al. 2006)

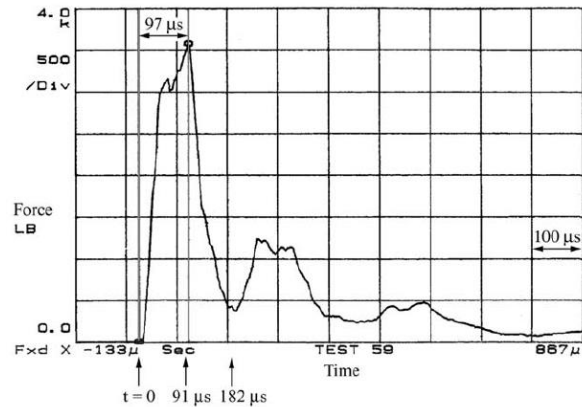


Figure 2-34 : Courbe de force pour un impact de SHI Ø42,7mm à 73 m.s⁻¹ (Kim, Welch, et Kedward 2003)

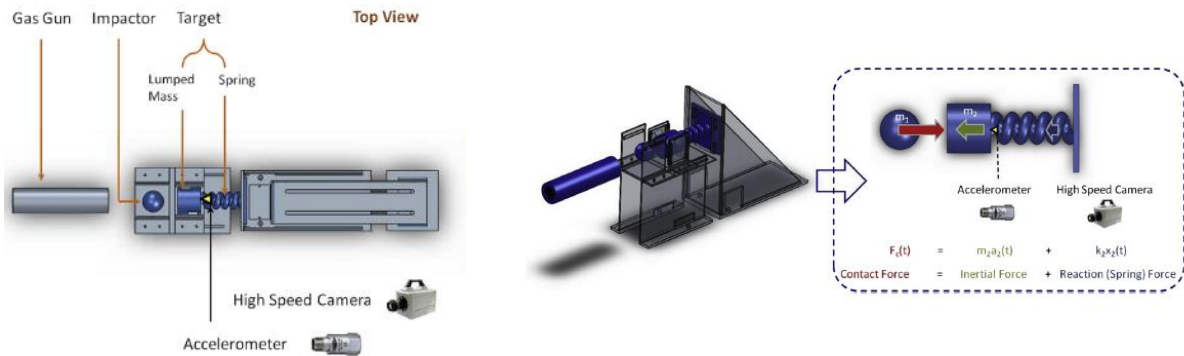


Figure 2-35 : Capteur dynamique basé sur un système masse-ressort (Sun et al. 2015)

La figure 2-36 représente la barre de mesure de force utilisée par (Tippmann, Kim, et Rhymer 2013). Le SHI impacte le côté gauche de la barre. Une force induite est alors créée sur la surface de l'embout d'aluminium de la barre. Cet embout étant à l'équilibre, cette force est transmise à la barre, ce qui crée une onde de déformations de compression qui va se propager dans la barre. Cette onde de déformations est mesurée par des jauges collées à la surface de la barre. Connaissant la géométrie de la barre et le matériau constituant, il est possible de remonter à la force d'impact, figure 2-37. La longueur de la barre détermine la fenêtre d'observation avant que l'onde ne revienne. L'utilisation d'un tel moyen de mesure impose donc les hypothèses suivantes :

- dimensions de la barre connues parfaitement ;
- barre sollicitée dans son domaine élastique ;
- propriétés mécaniques de la barre parfaitement connues ;
- longueur de l'onde à mesurer grande devant la longueur des jauges.

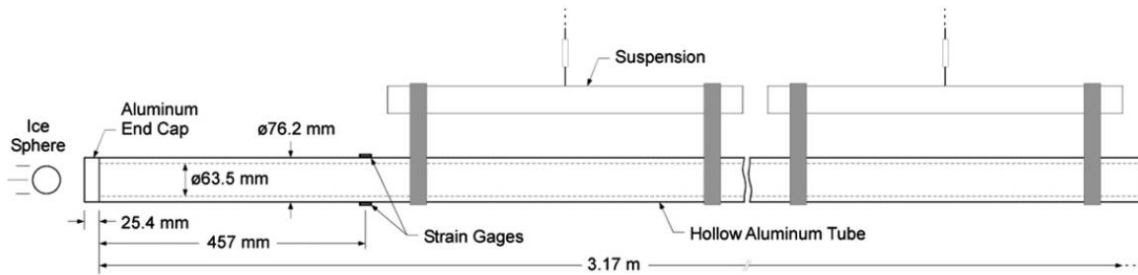


Figure 2-36 : Schéma du système FMB (Tippmann, Kim, et Rhymer 2013)

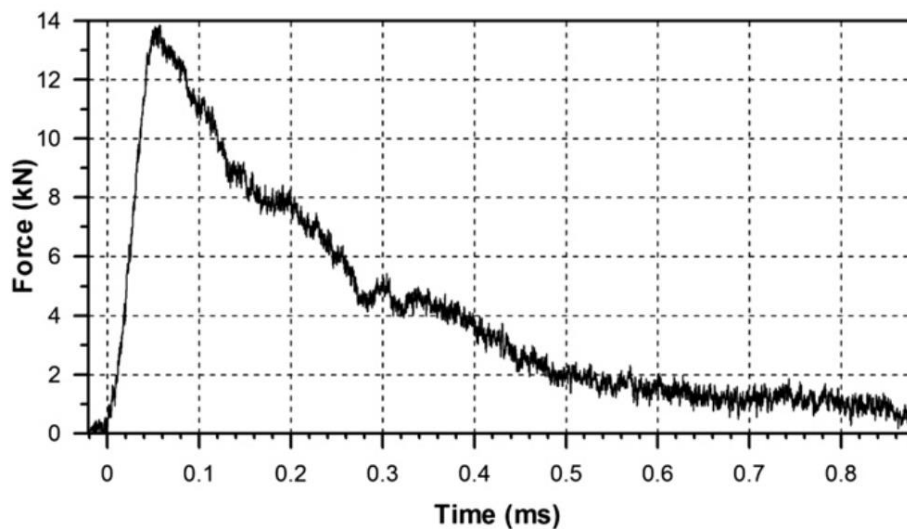


Figure 2-37 : Historique de la force d'impact pour un grêlon de 61mm de diamètre à 61,8m/s (Tippmann, Kim, et Rhymer 2013)

La courbe de la figure 2-37 permet de visualiser la variation dans le temps de la force d'impact pour un SHI de 61 mm de diamètre impacté à la vitesse de $61,8 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. La force d'impact croît linéairement jusqu'à son maximum, de l'ordre de 14 kN atteint 0,06 ms après l'initiation du contact. Ensuite, elle décroît de façon régulière jusqu'à un effort nul.

Afin de vérifier que le SHI ne s'est pas désintégré lors de la mise sous pression du canon, de mesurer la vitesse d'impact, et de visualiser les modes de dégradation du SHI pendant l'impact, une caméra haute vitesse – de 6600 à 40000 images par secondes avec une résolution supérieure à 600x800 pixels dans l'étude réalisée par Tippmann, Kim, et Jennifer D. Rhymer (2013) – est utilisée.

Une séquence de photos d'un SHI Ø61mm à la vitesse d'impact de $61,8 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ est présentée figure 2-38. Ces images permettent de visualiser la propagation des fissures dans l'échantillon. La 1^{ère} image est prise à l'instant 0, au moment où le contact est initié. Après 40 µs, des fissures se sont propagées depuis la zone de contact jusqu'au 2/3 de la circonférence du SHI. A 80 µs, les fissures ont traversé l'ensemble du SHI, et la zone de contact avec la cible est écrasée.

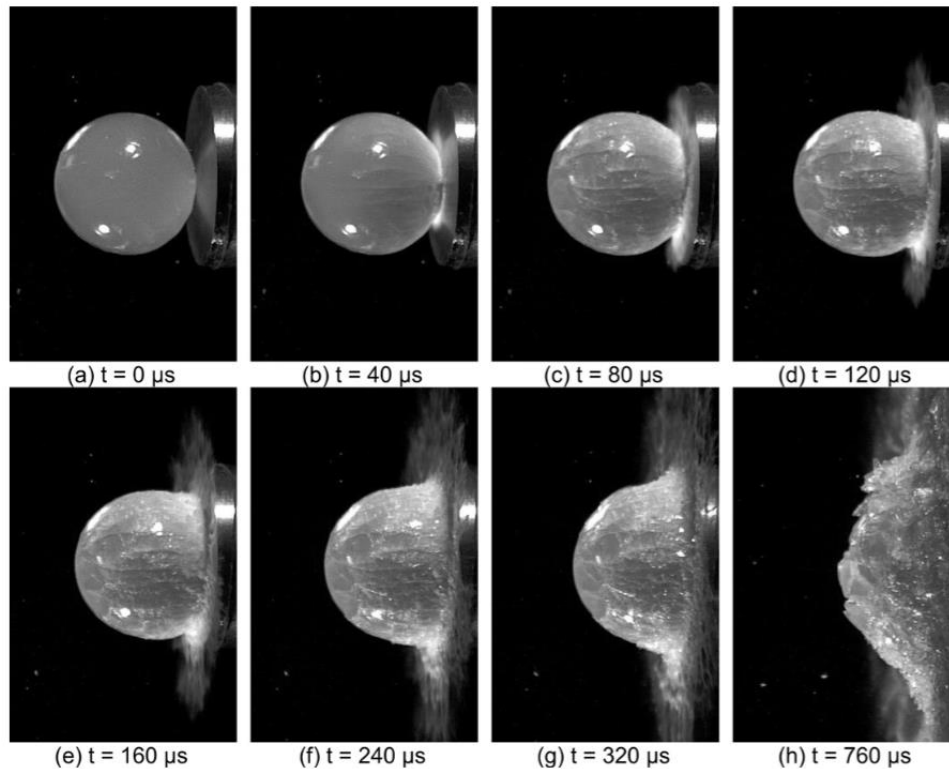


Figure 2-38 : Images de l'impact d'un grêlon de 61 mm de diamètre lancé à 61,8m/s (Tippmann, Kim, et Rhymer 2013)

Aucun changement d'état n'est observé durant l'impact. Le SHI, initialement solide, se transforme en un agglomérat de particules de glace, il n'y a, a priori, pas fusion de l'eau, information confirmée dans (Field et al. 2009, 85).

Toutefois, la température de la cible pourrait influencer sur l'interaction SHI/cible, et donc influencer sur l'effort induit par l'impact sur la structure. Render et Pan (1995) ont démontré que ce n'est pas le cas. En effet, le phénomène étant très rapide, le SHI n'a pas le temps d'être réchauffé par son contact avec la cible.

Un grêlon naturel est réalisé en strates concentriques, figure 2-1. Cependant, ce type de grêlon n'est pas réalisable en laboratoire, il semblerait qu'aucune équipe de recherche n'ait encore réussi à en fabriquer. Pour essayer d'observer les différences entre un grêlon simulé SHI et un grêlon qui serait réalisé en strates, Kim et Kedward (2000) ont réalisé des impacts avec des grêlons à strates parallèles, figure 2-39.

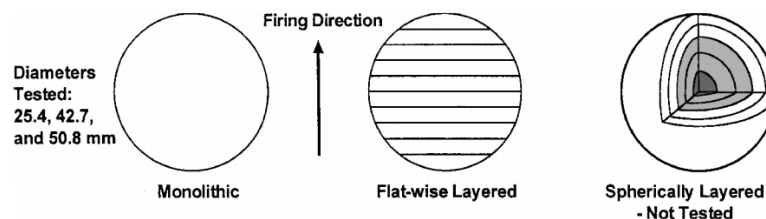


Figure 2-39 : A gauche et au centre, les 2 types de grêlons testés et à droite une représentation schématique d'un grêlon réel, non testé (Kim et Kedward 2000)

Les résultats obtenus montrent des différences peu significatives, voir figure 2-40, où les pics d’efforts sont tracés en fonction des énergies d’impact.

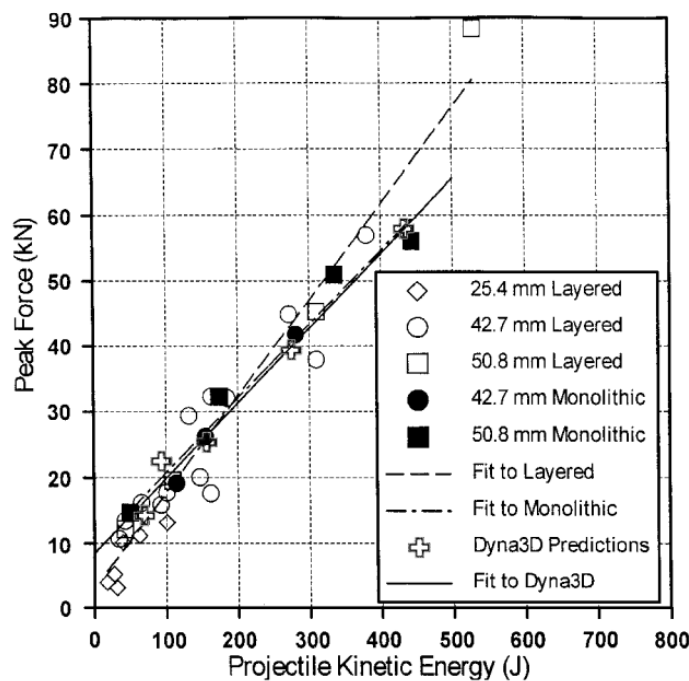


Figure 2-40 : Résultats obtenus par (Kim et Kedward 2000)

Hauk et al. (2015) réalisent des essais d’impacts similaires sur des projectiles de tailles beaucoup plus petites, des particules allant d’un diamètre de 30 μm à 3,5 mm. Leurs observations sont toutefois similaires, des fissures se propagent dans le projectile et de la fragmentation est observée.

2.4 Modélisations de l’impact de grêlons

La modélisation du phénomène d’impacts de grêlons est l’objectif principal de cette thèse. Des approches analytiques ont été développées (Sun et al. 2015; Roisman et Tropea 2015; Perera et al. 2017). Cependant, ce type d’approche permet de prédire uniquement le maximum de force d’impact, il ne permet pas de représenter le phénomène complet.

En parallèle, un certain nombre de modèles numériques a été développé depuis le début des années 2000. Les développements numériques se font de façon incrémentale, la plupart des auteurs reprennent la base développée par les précédents et essaient d’y apporter une amélioration. Certains auteurs préfèrent, quant à eux, explorer des directions différentes et utilisent des modèles différents.

Aussi, différentes méthodes numériques ont été testées, principalement basées sur la méthode des éléments finis et la méthode SPH, voir paragraphe 2.4.2.

2.4.1 Modèles de comportement

2.4.1.1 Modèle de Kim et Kedward (2000)

Kim et Kedward (2000) sont les premiers à publier un modèle d'impact d'échantillons de glace à la fin des années 90, début des années 2000. Ils ont développé un modèle de comportement, indépendant de la température, élastique-plastique avec un écrouissage linéaire et un critère de rupture en pression hydrostatique avec le logiciel DYNA3D permettant de représenter un essai d'impact de SHI sphériques. Ce modèle n'est pas dépendant du taux de déformation, et les paramètres tels que le module d'écrouissage et la pression hydrostatique à rupture ont été choisis d'après les résultats d'une étude paramétrique. Ce modèle permet tout de même de représenter le comportement fluide après dislocation du grêlon : après avoir atteint la pression de rupture, l'élément ne peut plus transmettre d'efforts en cisaillement ni en traction, mais peut le faire en compression. Il est possible de voir, sur la figure 2-41, la comparaison entre les résultats issus de la simulation numérique et ceux issus de l'essai expérimental. Les différences sont nettes, même si l'effort maximal issu du modèle est du même ordre de grandeur que la donnée expérimentale.

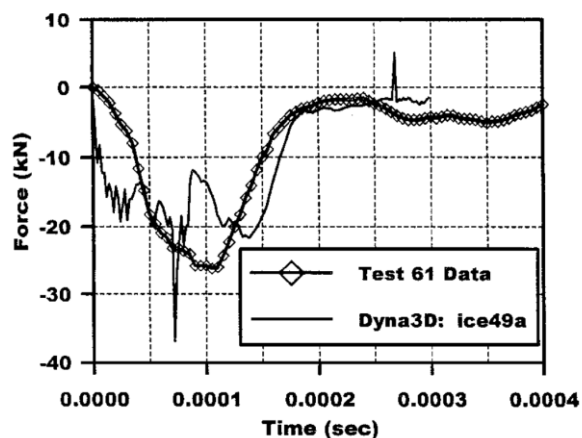


Figure 2-41 : Courbe de force d'impact en fonction du temps, grêlon de 42,7mm de diamètre à $95,4 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ (Kim et Kedward 2000)

2.4.1.2 Modèle de Carney et al. (2006)

Carney et al. (2006) ont développé, avec le logiciel Ls-Dyna, un modèle de comportement isotrope indépendant de la température pour le grêlon. Le comportement est élasto-plastique avec rupture, puis granulaire post rupture. Le modèle de rupture est différent en traction et en compression. La variation de volume est non linéaire par rapport à la variation de pression. Un critère de plasticité de type Von-Mises puis un écrouissage linéaire sont utilisés. Ce modèle a été développé suite à une demande spécifique de la NASA.

La contrainte d'écroûissage $\bar{\sigma}$ est définie comme le produit de deux fonctions tabulées : la contrainte d'écroûissage isotrope statique $\hat{\sigma}_f$, dépendant de la déformation inélastique $\bar{\varepsilon}^p$, et la fonction \hat{s} , qui dépend de la pression hydrostatique P et de la norme du taux de déformation $|\mathbf{D}|$:

$$\bar{\sigma} = \hat{s}(|\mathbf{D}|, P) \cdot \hat{\sigma}_f(\bar{\varepsilon}^p) \quad (2-1)$$

La norme du taux de déformation utilisée est basée sur la partie déviatorique \mathbf{D}' du taux de déformation :

$$|\mathbf{D}| = \sqrt{\frac{2}{3} \mathbf{D}' : \mathbf{D}'} \quad (2-2)$$

La fonction \hat{s} est définie par :

$$\hat{s}(|\mathbf{D}|, P) = f \cdot \hat{c}_c(|\mathbf{D}|) + (1 - f) \cdot \hat{c}_T(|\mathbf{D}|) \quad (2-3)$$

où :

- f est un paramètre permettant d'intégrer une dépendance à la pression hydrostatique, défini par : $f = \min\left(1, \max\left(0, \frac{P - P_T}{P_C - P_T}\right)\right)$; où P_C et P_T sont de paramètres matériau de pression hydrostatique en compression et traction respectivement ;
- \hat{c}_c et \hat{c}_T sont des fonctions tabulées de dépendance au taux de déformation en compression et traction respectivement ; \hat{c}_c est définie table 2-1 et les données n'existant pas pour la traction, l'hypothèse $\hat{c}_T = 1$ est effectuée.

Une équation d'état P_{EOS} permet de calculer la pression hydrostatique en fonction de la déformation volumique $\varepsilon_V = \ln\left(\frac{V}{V_0}\right)$, V_0 étant un volume de référence, figure 2-42.

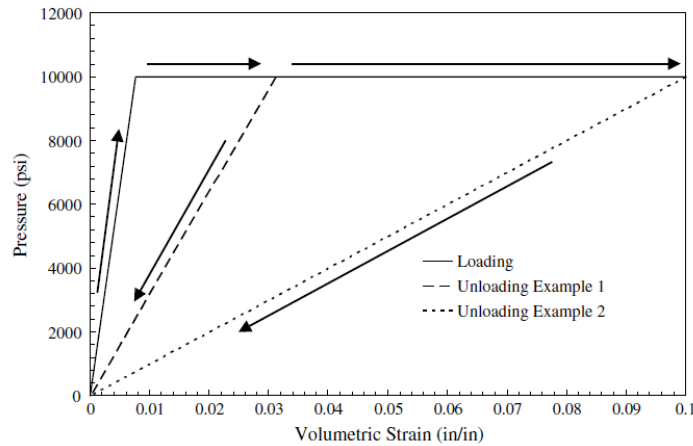


Figure 2-42 : Evolution de la pression hydrostatique en fonction de la déformation volumique (Carney et al. 2006)

Une pression hydrostatique limite $P_{cut-off} = \hat{s} \cdot P_{cut-off}^0$ limite l'évolution de P , où $P_{cut-off}^0$ est la pression hydrostatique limite statique, évaluée indépendamment pour la traction P_T et la compression P_C . Quand la rupture intervient, $P_{cut-off}$ est mise à zéro. La pression utilisée pour calculer la contrainte d'écroutissage est alors $P = \max(0, P)$, l'état de contrainte interne autorisé n'est alors plus que de la compression hydrostatique.

Table 2-1 : Sensibilité au taux de déformation (Carney et al. 2006)

Strain rate, s^{-1}	Stress scale factor
1.0	1.00000
10.0	1.25660
100.0	1.51320
200.0	1.59044
300.0	1.63562
400.0	1.66768
500.0	1.69255
600.0	1.71287
700.0	1.73005
800.0	1.74493
900.0	1.75805
1000.0	1.76979
1100.0	1.78042
1500.0	1.81498
10000.0	2.02639

Deux critères de rupture sont implémentés dans le calcul final de la contrainte :

$$\sigma = d^e \cdot d^p \cdot (\sigma' - PI) \quad (2-4)$$

où I est le tenseur identité, d^e et d^p sont les variables associées à la rupture en déformation plastique et en pression respectivement :

$$d^e = \begin{cases} 0 & \text{si } \bar{\epsilon}^p > \bar{\epsilon}_{fail}^p \\ 1 & \text{sinon} \end{cases} \quad d^p = \begin{cases} 0 & \text{si } P > P_{cut-off} \text{ ou } P < P_{fail}^T \\ 1 & \text{sinon} \end{cases} \quad (2-5)$$

Aucun modèle d'endommagement n'est utilisé. Les paramètres matériau utilisés comme données d'entrée du modèle sont définis ci-dessous :

Table 2-2 : Paramètres matériau utilisés par (Carney et al. 2006)

Ice model input parameters for strong ice at -10 °C

ρ	Density	897.6 kg/m ³
E	Young’s modulus	9.31 GPa
σ_f^C	Initial compressive flow stress	172.4 MPa
σ_f^T	Initial tensile flow stress	17.24 MPa
h	Plastic tangent modulus	6.89 MPa
ν	Poisson’s ratio	0.33
P_C	Pressure cut-off in compression (dependent on ice structure)	Single crystal: 4.93 MPa polycrystal: 3.0 MPa
P_T	Pressure cut-off in tension	0.433 MPa

Certains de ces paramètres, comme P_{EOS} , $\bar{\epsilon}_{fail}^p$, ne sont pas disponibles dans la littérature, leurs valeurs sont donc déterminées par recalage de façon à minimiser l’écart entre les résultats numériques et expérimentaux.

Les résultats obtenus par ce modèle sont toutefois prometteurs, figure 2-43. Le pic d’effort est très bien représenté. Cependant, comme observé paragraphe 2.3.2.3, l’installation expérimentale semble donner des résultats inexacts, et les signaux numériques et expérimentaux ont été filtrés. La question se pose donc quant à la fiabilité des courbes présentées.

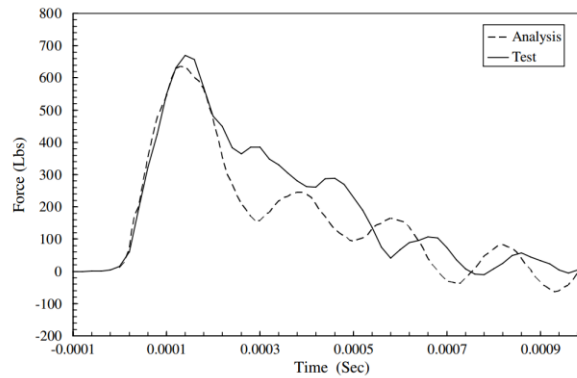


Figure 2-43 : Comparaison courbes expérimentale et numérique d’un impact à 91 m. s⁻¹ (Carney et al. 2006)

2.4.1.3 Modèle de Chuzel (2009)

Chuzel (2009), ainsi que Ortiz, Deletombe, Chuzel-Marmot (2015) et Soobarayen et al. (2017) investiguent l’application de modèles d’endommagements, initialement développés pour les bétons, pour prédire le comportement de la glace. En effet, la grêle et le béton possèdent des similitudes dans le comportement : différences de comportement en traction et compression et dépendance au taux de déformation notamment. Ils ont utilisé un modèle élastique couplé à un modèle d’endommagement progressif de type Mazars (1986) revisité pour de meilleures performances en dynamique rapide et en sollicitations multiaxiales :

$$D = 1 - \frac{\epsilon_{D0}(1 - A(r))}{\tilde{\epsilon}} - \frac{A(r)}{e^{B(r)(\tilde{\epsilon} - \epsilon_{D0})}} \quad (2-6)$$

où D est la variable d'endommagement, $\tilde{\varepsilon}$ est la mesure de déformation équivalente du modèle de Mazars, ε_{D0} est la valeur seuil à partir de laquelle l'endommagement se développe et A et B sont des coefficients définis par :

$$A(r) = A_T(2r^2(1 - 2k) - r(1 - 4k)) + A_C(2r^2 - 3r + 1) \quad (2-7)$$

$$B(r) = B_T \cdot r^2 + B_C(1 - r^2) \quad (2-8)$$

où A_T , B_T , A_C et B_C sont les paramètres d'endommagement associés à la traction et la compression respectivement, k permet d'introduire une asymptote à la courbe contraintes-déformations en cisaillement. Ces paramètres permettent de régler la contrainte à rupture ou encore le type de comportement souhaité : plutôt de type fragile ou ductile (Chuzel 2009). r désigne le facteur de triaxialité. Pour étendre ce modèle à la dynamique, un coefficient correcteur dynamique vient amplifier la contrainte à rupture :

$$\sigma_{rupt}^{dyn} = C_{dyn} \sigma_{rupt}^{stat} \quad (2-9)$$

où le coefficient C_{dyn} est calculé de la façon suivante :

$$C_{dyn} = \left(\frac{\dot{\tilde{\varepsilon}}}{\dot{\tilde{\varepsilon}}_0} \right)^\gamma \quad (2-10)$$

où $\dot{\tilde{\varepsilon}}$ est le taux de déformation équivalent, $\dot{\tilde{\varepsilon}}_0$ le taux de déformation à partir duquel les effets dynamiques sont activés et γ est un paramètre qui permet d'ajuster la dépendance du modèle au taux de déformation.

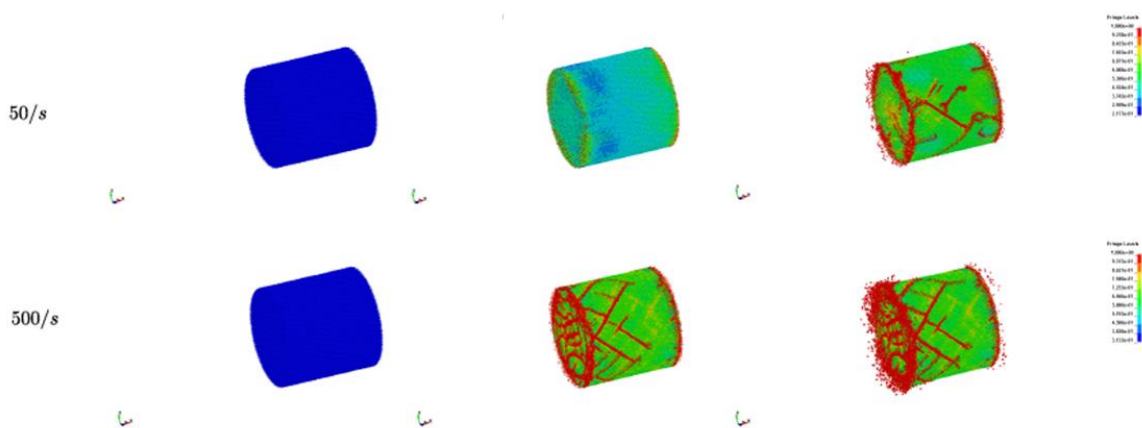


Figure 2-44 : Propagation de l'endommagement pour des essais de compressions pour vitesses de déformations différentes (Soobarayen et al. 2017)

Les résultats de ces travaux étant confidentiels, malheureusement aucune donnée de comparaison entre des essais expérimentaux et numériques n'est disponible. Seuls des champs de propagation de l'endommagement sont disponibles, figure 2-44. Grâce à des images d'essais, figure 2-45, il est possible de comparer visuellement les images issues de

simulations et d’essais expérimentaux. Les directions dans lesquelles se propagent les fissures semblent similaires.

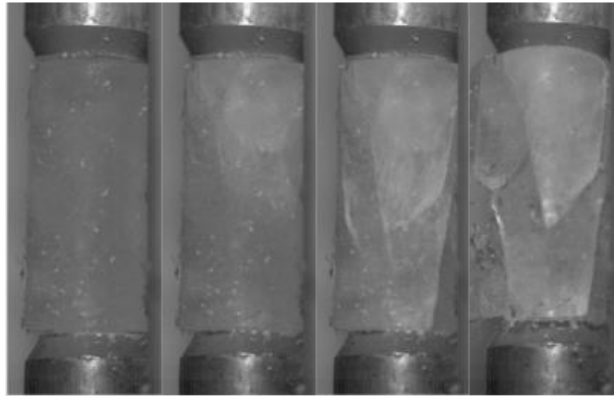


Figure 2-45 : Séquence de rupture pour des cylindres de glace sous sollicitation dynamique aux barres de Hopkinson (Soobarayen et al. 2017)

Néanmoins, vu les difficultés à réaliser des essais de caractérisation dynamique de la glace, il est très difficile de se faire un avis sur la façon dont sont déterminés tous les paramètres d’endommagement du modèle.

2.4.1.4 Modèle de Sain et Narasimhan (2011)

Sain et Narasimhan (2011) se sont inspirés du modèle développé par Carney et al. (2006). Ils l’ont développé en ajoutant un modèle de comportement élastique-viscoplastique avec endommagement. L’équation d’état définie figure 2-42 par Carney et al. (2006) est utilisée, et le tenseur des contraintes déviatoriques τ est séparé en partie volumétrique et déviatorique de la façon suivante :

$$\tau = \frac{K}{2}(J^{e2} - 1) + \mu \cdot dev(\bar{\mathbf{b}}^e) \quad (2-11)$$

où k est le module de rigidité volumique, μ le 2^{ème} coefficient de Lamé, J^e est le déterminant du tenseur gradient de déformations et $\bar{\mathbf{b}}^e$ est la partie élastique du tenseur de Green-Cauchy gauche.

La loi d’écoulement plastique définit le taux de déformation plastique \mathbf{d}^p de la façon suivante :

$$\mathbf{d}^p = \dot{\gamma}^p \bar{\mathbf{r}} \quad (2-12)$$

où $\dot{\gamma}^p$ est un coefficient de viscosité et $\bar{\mathbf{r}}$ définit la direction du flux d’écoulement plastique.

Le modèle d’endommagement progressif est utilisé. Il est basé sur la théorie de Griffith, et les travaux de (Camacho et Ortiz 1996). La contrainte déviatorique devient alors :

$$(\bar{\tau}')^D = \mu(1 - \chi)^2 dev(\bar{\mathbf{b}}^e) \quad (2-13)$$

où χ ($0 < \chi < 1$) est la variable d'endommagement et l'exposant D indique la contrainte affectée par l'endommagement.

Ce modèle, plus complexe que celui proposé par Carney en 2006, inclut un modèle d'endommagement progressif. Les paramètres d'entrée du modèle utilisés sont ceux utilisés par Carney, **Erreur ! Source du renvoi introuvable.**

Des simulations d'essais de caractérisation uni-axial et bi-axial de la glace et des essais de flexion sont réalisés pour valider le modèle numérique. Les simulations d'essais de caractérisation montrent des résultats proches de ce qui a été obtenu expérimentalement, en termes de contrainte maximale à rupture, figure 2-46.

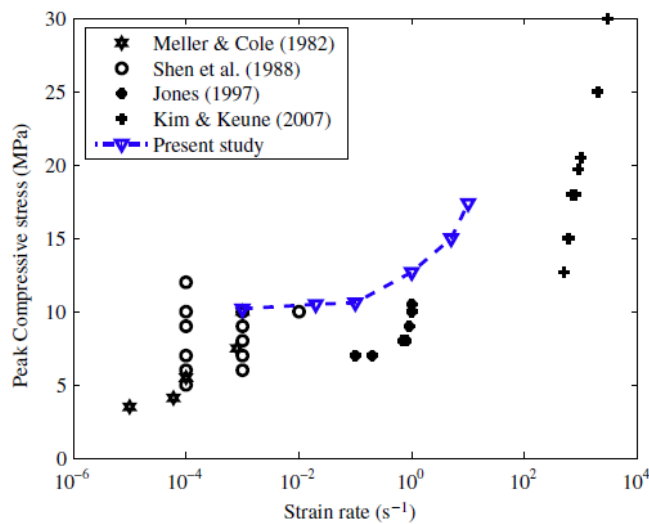


Figure 2-46 : Superposition des résultats d'essais expérimentaux et numériques de compression (Sain et Narasimhan 2011)

2.4.1.5 Modèle de Pernas-Sanchez et al. (2012)

Le modèle de Pernas-Sanchez et al. (2012) est aussi basé sur le modèle développé par (Carney et al. 2006). Ils proposent d'inclure une dépendance à la pression hydrostatique dans la définition de la partie inélastique du modèle par l'utilisation d'un critère de type Drucker-Prager :

$$f = q - (\sigma_{0y} + 3\alpha P) \quad (2-14)$$

où 3α est un paramètre matériau relié à l'angle de friction interne et σ_{0y} est la limite élastique du matériau. α et σ_{0y} sont calculés à partir des contraintes maximales en traction σ_T et en compression σ_C :

$$\alpha = \frac{\sigma_C - \sigma_T}{\sigma_C + \sigma_T} \quad (2-15)$$

$$\sigma_{0y} = \frac{2\sigma_C\sigma_T}{\sigma_C + \sigma_T} \quad (2-16)$$

La contrainte maximale admissible en compression est dépendante du taux de déformation. Elle est calculée par une interpolation des résultats disponibles dans la littérature, de la façon suivante :

$$\sigma_C(\dot{\varepsilon}^p) = \sigma_{C0} \left(\frac{\dot{\varepsilon}^p}{\dot{\varepsilon}_0} \right)^m \quad (2-17)$$

où σ_{C0} est la contrainte maximale admissible en statique, $\dot{\varepsilon}^p = \sqrt{\frac{2}{3} \mathbf{d}^p : \mathbf{d}^p}$ est le taux de déformation inélastique équivalent, $\dot{\varepsilon}_0$ un taux de déformation équivalent initial, m un paramètre de sensibilité du modèle au taux de déformation et \mathbf{d}^p est le taux de déformation inélastique.

Un écoulement inélastique non associé est proposé, toujours basé sur le principe de Drucker-Prager. Une rupture basée sur la pression hydrostatique en compression et traction, similaire à ce qui est utilisé par Carney, est implémentée. Un comportement granulaire post rupture est simulé. L’énergie de distorsion U_{dyst} contenue dans le matériau au moment de la rupture est donc perdue, seulement cette énergie est très faible devant les énergies en jeu dans la simulation, notamment l’énergie cinétique U_k ($U_{dyst}/U_k \approx 10^{-3}$) (Pernas-Sanchez et al. 2012).

Les paramètres utilisés sont issus de la littérature disponible, voir ci-dessous :

Table 2-3 : Paramètres matériaux utilisés par Pernas-Sanchez et al. (2012)

Model parameters for ice.		
Density	ρ	897.6 kg/m ³
Young's modulus	E	9.31 GPa
Poisson rate	ν	0.33
Initial compressive strength	σ_{C0}	10.976 MPa
Compressive strain rate sensitivity	m	0.093783
Tensile strength	σ_{T0}	1.72 MPa
Internal friction factor	k	1.15

Ce modèle, complet, est basé sur des observations expérimentales de la glace pour des faibles taux de déformations, les mesures dynamiques de confinement en compression, n’existant pas (Jones 1982), et aucune donnée n’existant pour la traction. Des simulations ont été réalisées avec différentes méthodes de discrétisation spatiale : éléments finis, arbitratry lagrangian eulerian (ALE) et méthode SPH, voir paragraphe 2.4.2 pour plus de détails.

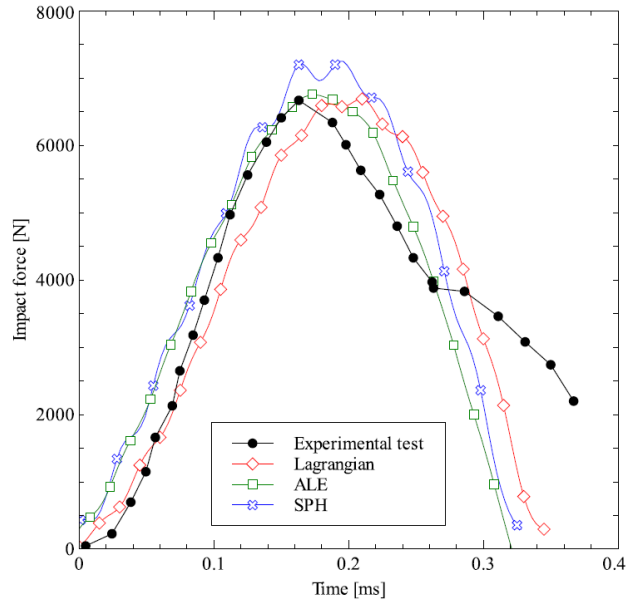


Figure 2-47 : Courbes de force en fonction du temps pour l'impact d'un cylindre de diamètre 17,5 mm, de hauteur 42,2 mm à une vitesse de 152 m.s⁻¹ (Pernas-Sanchez et al. 2012)

Les résultats obtenus sont prometteurs malgré un léger décalage temporel au niveau du pic d'effort pour les méthodes lagrangienne et ALE, et une surestimation de l'effort pour la méthode SPH, figure 2-47. Toutefois, des comparaisons numérique/expérimental ne sont disponibles que pour des vitesses d'impact très élevées, domaine de vitesses dans lequel le modèle de comportement est le moins influant sur les résultats (Carney et al. 2006).

2.4.1.6 Modèle de Tippmann, Kim et Rhymer (2013)

Tippmann (2011), Tippmann, Kim et Rhymer (2013) ont utilisé un modèle d'impact de SHI avec le logiciel Abaqus. Ce modèle est élastique-plastique parfait avec dépendance au taux de déformation puis rupture et est basé sur les données de Carney et al. (2006), sans l'utilisation d'une équation d'état.

Le tenseur de déformation est séparé en partie volumétrique ε_{vol} et déviatorique $\bar{\varepsilon}^{el}$. Les modules de compression volumique et de cisaillement, $K = \frac{E}{3(1-2\nu)}$ et $G = \frac{E}{2(1+\nu)}$ respectivement, sont calculés à partir du module d'Young E et du coefficient de Poisson ν . Ils sont utilisés pour le calcul de la pression hydrostatique p et de la partie déviatorique \bar{S} du tenseur des contraintes :

$$p = K\varepsilon_{vol} \quad (2-18)$$

$$\bar{S} = 2G\bar{\varepsilon}^{el} \quad (2-19)$$

avec $\varepsilon_{vol} = tr(\bar{\varepsilon})$, $\bar{\varepsilon}^{el} = \bar{\varepsilon} - \frac{1}{3}\varepsilon_{vol}\bar{I}$, \bar{I} est le tenseur identité, $p = \frac{1}{3}tr(\bar{\sigma})$ est la pression hydrostatique et $\bar{S} = \bar{\sigma} + p\bar{I}$ est le tenseur des contraintes déviatoriques.

L'écoulement inélastique est défini par :

$$d\bar{e}^{il} = d\bar{e}^{il}\bar{n} \quad (2-20)$$

où \bar{n} est la normale à la surface d’écrouissage :

$$\bar{n} = \frac{3\bar{S}}{2q} \quad (2-21)$$

et

$$q = \sqrt{\frac{3}{2}\bar{S}:\bar{S}} \quad (2-22)$$

est la contrainte équivalente de Von-Mises. Dans l’équation (2-20), $d\bar{e}^{il}$ et $d\bar{e}^{il}$ sont respectivement l’incrément de déformation inélastique et l’incrément de déformation inélastique équivalent.

La surface de chargement inélastique est définie par le critère de Von-Mises :

$$f = q - \bar{\sigma}(\bar{e}^{il}, d\bar{e}^{il}) \leq 0 \quad (2-23)$$

où q est la contrainte équivalente de Von-Mises, $\bar{e}^{il} = \bar{e}_0^{il} + \int_0^t \sqrt{\frac{2}{3}d\bar{e}^{il}:d\bar{e}^{il}}dt$ est la déformation plastique équivalente cumulée, avec \bar{e}_0^{il} une valeur initiale prise égale à zéro. $\bar{\sigma}$ est la contrainte d’écrouissage définie par :

$$\bar{\sigma}(\bar{e}^{il}, d\bar{e}^{il}) = \sigma^0 \times R(d\bar{e}^{il}) \quad (2-24)$$

où σ^0 est la contrainte d’écrouissage statique et R est un coefficient qui dépend du taux de déformation. C’est ce coefficient qui permet de tenir compte du taux de déformation.

Le modèle de rupture utilisé est basé sur la pression hydrostatique :

$$si p \geq p_{max} \Rightarrow \begin{cases} p = \min(p_{max}, p) \\ q = 0 \end{cases} \quad (2-25)$$

où p_{max} est un paramètre matériau. Lorsque la rupture intervient, la partie cisaillement de la contrainte est mise à zéro, tandis que la pression hydrostatique est limitée par p_{max} en traction mais peut évoluer en compression. C’est cette partie du modèle de comportement qui va permettre de simuler le comportement granulaire du SHI après le pic d’effort d’impact, bien que la limite en traction volumique ne soit pas forcée à zéro, comme cela a été fait dans (Carney et al. 2006).

Les paramètres matériau utilisés sont définis ci-dessous :

Table 2-4 : Paramètres matériaux utilisés par Tippmann, Kim, et Rhymer (2013)

Summary of ice material model inputs.

Material property value	
Young's modulus: E	9.38 GPa
Poisson's ratio: ν	0.33
Density: ρ	900 kg/m ³
Tensile failure pressure	0.517 MPa
Quasi-static yield strength	5.2 MPa
Rate dependent yield strength	[Tabular input]

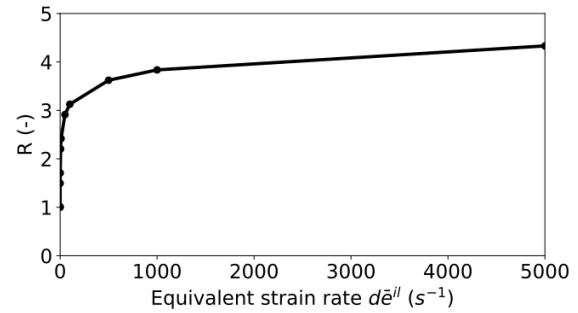


Figure 2-48 : Rate dependent yield strength

Parmi ces paramètres, seul le paramètre de rupture en traction p_{max} est déterminé numériquement par une étude paramétrique. Les autres sont issus de la littérature, extraits d’essais expérimentaux de caractérisation. Ce modèle a l’avantage d’être simple, demandant peu de paramètres et la physique proposée se rapproche d’observations expérimentales qu’ils ont réalisées.

Les résultats obtenus sont prometteurs : malgré une pente à l’initiation de la force d’impact mal reproduite, le pic d’effort est bien représenté et la décroissance de l’effort d’impact, après le pic d’effort, est très bien représentée, figure 2-49. Toutefois, le domaine de validité du modèle paraît limité. En effet, l’historique de force dans le temps est bien représenté par la simulation d’impact à $144,1 \text{ m.s}^{-1}$, figure 2-49, en revanche, pour des vitesses bien plus faibles, de l’ordre de 60 m.s^{-1} , le modèle n’est plus capable de représenter correctement l’historique de force d’impact, figure 2-50.

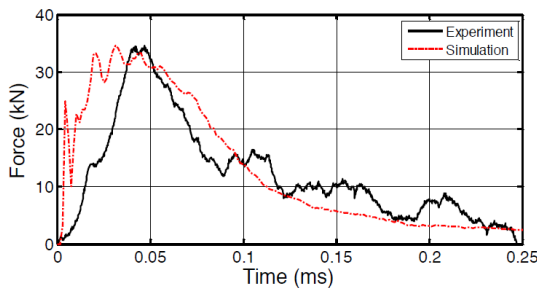


Figure 2-49 : Comparaison de résultats expérimentaux et numériques d’impact d’un grêlon de diamètre 38,1mm à $144,1 \text{ m.s}^{-1}$ (Tippmann 2011)

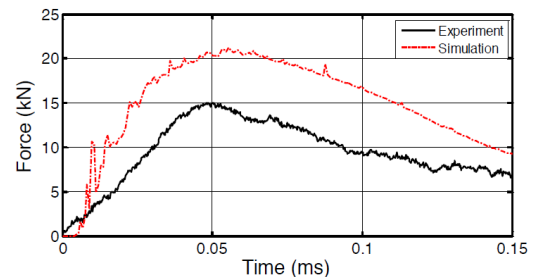


Figure 2-50 : Comparaison de résultats expérimentaux et numériques d’impact d’un grêlon de diamètre 50,8mm de diamètre à $61,2 \text{ m.s}^{-1}$ (Tippmann 2011)

2.4.2 Méthodes de discrétisation spatiale

La méthode de discrétisation spatiale utilisée pour résoudre un modèle a un rôle majeur dans son implémentation et dans les résultats obtenus. Si l’objectif d’un modèle est de représenter un essai présentant de faibles déplacements et de faibles déformations, la méthode éléments finis, méthode la plus répandue, fonctionne très bien (Liu et Liu 2003). Toutefois, si le modèle est fait pour représenter un phénomène à grands déplacements, les

éléments finis peuvent atteindre leurs limites. La majorité des modèles de comportement de la glace en dynamique sont résolus avec la méthode éléments finis.

Anghileri et al. (2005) ont modélisé le phénomène d’impact de grêlons de laboratoire avec différentes méthodes de discrétisation spatiales continues : la méthode éléments finis lagrangien, la méthode éléments finis ALE (Arbitrary Lagrangian Eulerian) qui combine les approches lagrangienne et eulérienne pour la gestion des interactions entre un écoulement et un solide, elle apporte donc un gros avantage par rapport à la méthode eulérienne quand l’écoulement couvre un grand domaine, et la méthode SPH (voir [Annexe A - Méthode SPH](#)) qui est une méthode particulière sans maillage. Pernas-Sanchez et al. (2012) ont également testé ces méthodes avec leur modèle de comportement.

La **méthode éléments finis** est performante dans les premiers instants de l’impact. Ensuite, lorsque les déformations deviennent trop importantes, des problèmes de distorsion d’éléments apparaissent (Fangming 2015). Certains auteurs se contentent alors d’observer uniquement la première partie de l’impact. Un remaillage permettrait d’éviter une distorsion des éléments. Cependant, c’est très coûteux en termes de temps de calcul (Liu et Liu 2003). Un critère d’érosion (suppression des éléments distordus) peut aussi être utilisé, comme dans (Pernas-Sanchez et al. 2012). Mais l’endommagement produit par ce type de critère n’est pas cohérent avec les observations expérimentales (Anghileri et al. 2005), cet endommagement est là pour permettre l’utilisation de la méthode éléments finis dans un contexte pour lequel elle n’est pas adaptée.

La **méthode ALE** permet de modéliser des phénomènes de type écoulements fluides. Toutefois, il est nécessaire de discrétiser un domaine plus grand que celui du projectile lui-même, ce qui est coûteux en termes de capacité de mémoire et de temps de calculs. Aussi, des problèmes de couplages entre les différentes approches (lagrangienne-eulérienne) apparaissent (Anghileri et al. 2005). Ce type de méthode présente des bonnes capacités pour représenter uniquement la phase de comportement « fluide » de l’impact du SHI, donc les derniers instants de l’impact (Fangming 2015).

La **méthode SPH** semble être la plus adaptée à représenter l’impact, ce qui est confirmé par les essais et mesures réalisés par (Lavoie, Nejad Ensan, et Gakwaya 2011). En effet, la méthode SPH est beaucoup plus performante que la méthode éléments finis pour représenter des grandes déformations (Liu et Liu 2003) ainsi que la propagation de fissures au sein du matériau. La méthode SPH est aussi beaucoup mieux adaptée que la méthode ALE pour la modélisation de structures solides, c’est-à-dire les premiers instants de l’impact.

Les principales difficultés qui engendrent l’utilisation d’un critère d’érosion pour l’utilisation de la méthode éléments finis, ou l’utilisation de modèles de plasticité, sont liées au choix du type de méthode de résolution : le phénomène à représenter est, par nature, discontinu (la fissuration du projectile observée figure 2-38) et toutes les méthodes de

résolution employées sont des méthodes continues. Introduire des discontinuités dans une méthode continue demande d’importants développements numériques, impliquant souvent d’importants temps de calculs et/ou oblige à s’éloigner de la physique réelle observée durant le phénomène (Rousseau 2009).

2.5 Matériaux fragiles

Plusieurs auteurs observent des similarités entre le comportement de la glace et le comportement type des matériaux fragiles (Schulson 2001; K. Dutta et al. 2004; Shazly, Prakash, et Lerch 2009; Chuzel 2009). Cette partie vise à comprendre quelles sont les particularités des matériaux fragiles et quelles sont les approches spécifiquement développées, autant expérimentales que numériques.

2.5.1 Définition

Un matériau est dit « fragile », si, lorsqu’il est soumis à une sollicitation, il rompt sans déformation plastique significative³. Les matériaux fragiles absorbent peu d’énergie avant rupture.

2.5.2 Effets matériau vs effets structure

Des essais en compression sur des éprouvettes de matériaux fragiles, type céramiques ou bétons, ont été réalisés afin d’observer les modes de fissuration (Yu. A. 2008). Les différents modes de ruptures obtenus sont illustrés figure 2-51. Dans le cas d’un tests sur une éprouvette simple, de type 1, la fissuration est propagée dans la direction du chargement. C’est ce phénomène qui a été observé par K. Dutta et al. (2004), Chuzel (2009), Soobarayan et al. (2017), paragraphe 2.3.2 dans le cas d’essais de compression simple sur éprouvettes de glace. Dans le but de concentrer les contraintes dans l’éprouvette, des entailles ont été introduites dans l’éprouvette de type 2. La fissure est alors bien perpendiculaire à la direction de sollicitation. Dans le but de tester d’autres configurations, des défauts ont été introduits dans l’éprouvette de type 3. Des fortes concentrations de contraintes de compression sont induites dans la section centrale, comme dans le cas de l’éprouvette de type 2. Cependant, comme dans le cas de l’éprouvette de type 1, les fissures sont parallèles à la direction de chargement, ce n’est donc pas de la compression qui a fait rompre l’éprouvette. Cette éprouvette montre l’importance de la forme de l’éprouvette pour pouvoir découpler les effets matériau des effets structure dans le cas d’essais sur matériaux fragiles. Les éprouvettes de type 4 & 5 montrent d’autres types de concentrations de contraintes obtenant une rupture par compression.

³ <https://en.wikipedia.org/wiki/Brittleness>

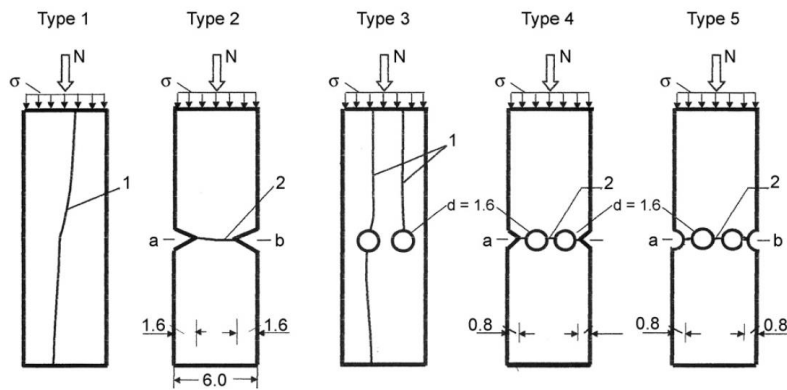


Figure 2-51 : Modes de fissuration d'une éprouvette de matériau fragile en compression (dimensions données en cm) (Yu. A. 2008)

Dans le cas des éprouvettes de type 1 & 3, les fissures ont été déclenchées, et propagées, par des états de contraintes de traction ou de cisaillement autour de défauts (Brace et Bombolakis 1963; Yu. A. 2008), défauts intrinsèques au matériau testé dans le cas de l'éprouvette de type 1, défauts artificiels dans le cas de l'éprouvette de type 3. Malgré la grosseur des défauts, imposant une forte concentration de sollicitation de compression dans la section centrale de l'éprouvette, la rupture a été déclenchée par un état de sollicitation de traction ou cisaillement. Cet essai démontre l'importante différence de résistance maximale du matériau entre la compression et les autres types de sollicitations.

Ce phénomène est connu des matériaux fragiles car il n'y a pas de déformation plastique qui peut venir réduire ou annuler l'effet de concentrations de contraintes très locales dues à des défauts internes ou des défauts de contacts (Meltzer et al. 1976).

2.5.3 Caractérisation

Cette partie vise à détailler, de façon non exhaustive, des moyens expérimentaux de caractérisation, en quasi-statique ou dynamique, développés spécifiquement pour les matériaux fragiles.

2.5.3.1 Application de chargement par l'intermédiaire de fluide

Une des techniques consiste à utiliser un fluide afin de charger l'éprouvette. Le fluide a l'avantage d'appliquer un effort normal à la surface, quelle que soit sa qualité. Les concentrations de contraintes induites par des contacts localisés ne sont donc plus une problématique.

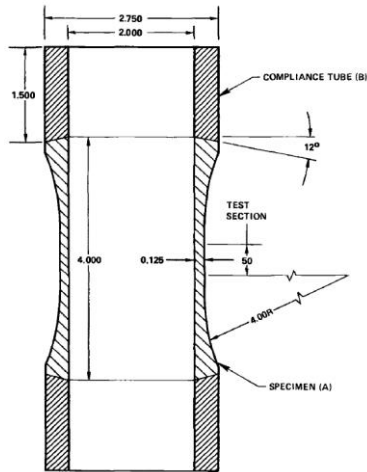


Figure 2-52 : Echantillon de test (Meltzer et al. 1976)

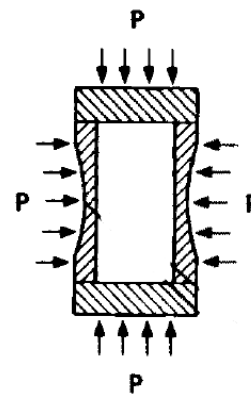


Figure 2-53 : Chargement biaxial de compression (Meltzer et al. 1976)

Figure 2-52 est présentée une vue en coupe d'un échantillon testé. Figure 2-53 est présenté un exemple de chargement appliqué à l'échantillon. Selon le maintien en position de l'éprouvette et la façon d'appliquer le fluide, des chargements de compression uni axiale ou multi axiale, avec différents rapports de sollicitations, peuvent être appliqués à l'éprouvette. Un chargement de traction simple peut même être réalisé en appliquant la pression à l'intérieur de l'échantillon (Meltzer et al. 1976).

Ce type de montage permet de réaliser de la compression confinée. La compression confinée permet d'annuler toute sollicitation de traction dans l'échantillon testé. Le comportement réel du matériau sous compression peut alors être analysé.

2.5.3.2 Traction

La rupture en mode I des échantillons de matériaux fragiles soumis à des sollicitations dynamiques est observée. Afin de pouvoir la caractériser, des essais de traction dynamique peuvent être réalisés. Cependant, ce type d'essais est difficile à réaliser. C'est la raison pour laquelle les études de caractérisation dynamiques de matériaux fragiles sont principalement réalisées en compression (Klepaczko et Brara 2001). Toutefois, une technique basée sur une barre incidente de Hopkinson existe, elle est employée notamment dans (Klepaczko et Brara 2001; Erzar et Forquin 2010), figure 2-54 & figure 2-55. Des taux de déformations de 20 s^{-1} à 200 s^{-1} sont atteints (Klepaczko et Brara 2001).

Une onde de compression dans la barre incidente est créée par l'impact du projectile. Cette onde de compression, à l'interface barre-échantillon, est scindée en une onde de compression transmise dans l'échantillon et une onde réfléchie dans la barre. L'onde de compression transmise dans l'échantillon est complètement réfléchie en onde de traction au bord libre de l'échantillon. Il y a donc superposition des ondes de traction et compression proche de l'extrémité libre de l'échantillon, et dès que l'onde de traction devient supérieure en norme à l'onde de compression, un état de sollicitation de traction apparaît. Quand le

niveau de sollicitation de traction atteint la limite ultime du matériau, il y a rupture de l’échantillon, figure 2-55.

Cet essai est réalisable car la limite ultime en traction est nettement inférieure à la limite ultime en compression dans les matériaux fragiles. L’onde de compression lors de son 1^{er} passage à travers l’échantillon ne l’endommage donc pas. Il faut tout de même veiller à ne pas dépasser un certain seuil et risquer d’endommager l’échantillon en compression. Aussi, une bonne synchronisation de tous les moyens de mesures est nécessaire pour être certain de bien mesurer le niveau de contrainte à rupture de l’échantillon.

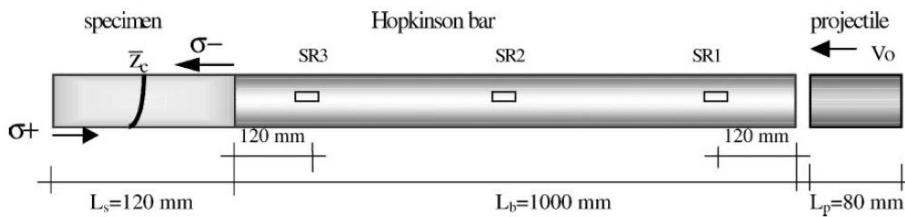


Figure 2-54 : Schématisation d'un essai de traction dynamique par écaillage (Klepaczko et Brara 2001)

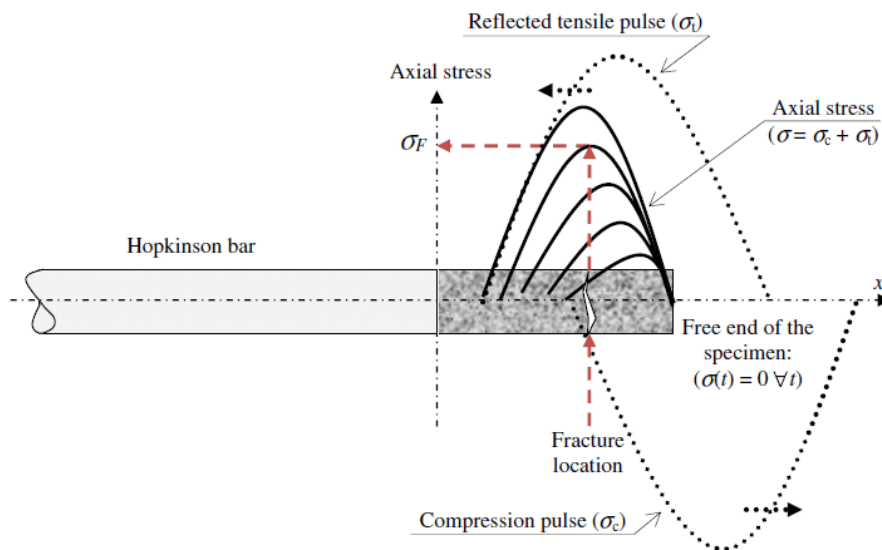


Figure 2-55 : Explication schématique du principe de l'essai d'écaillage (Erzar et Forquin 2010)

2.5.3.3 Fragmentation

Les essais de type Edge-on Impact (EOI) permettent aussi de visualiser la fragmentation du matériau en traction, ce qui est impossible lors d’impact sur massifs car la fragmentation est « noyée » au sein du massif impacté (Forquin et Hild 2010). L’essai consiste à venir impacter avec un projectile dur, principalement en métal, la tranche d’une plaque, celle-ci étant maintenue ou non dans un cadre, figure 2-56. Le maintien de la plaque permet son analyse post mortem en évitant que les fragments « volent ». Le cadre peut aussi permettre l’application d’un confinement.

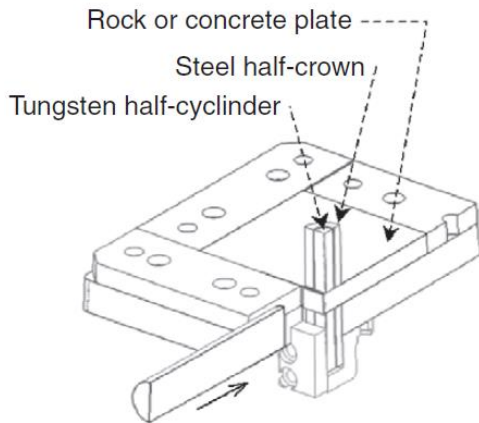


Figure 2-56 : Représentation schématique en coupe d'un montage d'essai EOS avec confinement local sous la zone d'impact (Forquin et Hild 2010)

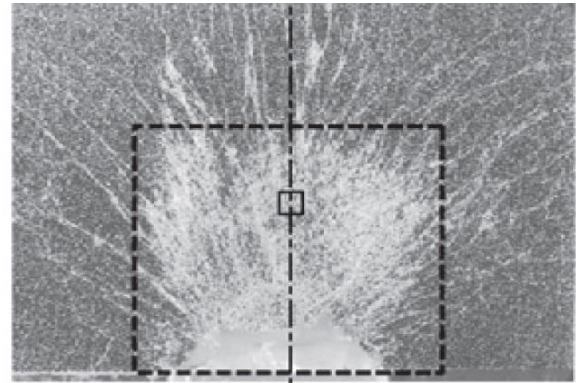


Figure 2-57 : Fragmentation d'une plaque de céramique suite à un impact d'un projectile en acier (Forquin et Hild 2010)

Sur la figure 2-57 est présentée une photo d'une plaque de céramique impactée. La zone d'impact est située en bas, au milieu de la photo. Proche de la zone d'impact, le matériau est complètement fissuré. En s'éloignant de la zone d'impact, les fissures sont de plus en plus espacées, les fragments sont donc de plus en plus gros. Les fissures sont orientées de la même façon : perpendiculaires à un cercle dont le centre est situé sur la zone d'impact. Elles sont perpendiculaires à l'onde de compression qui se propage dans la plaque. L'onde de compression crée un mouvement radial qui sollicite le matériau en traction, et qui va déclencher la fragmentation.

2.5.4 Modélisations numériques

2.5.4.1 Approche par micro endommagement

Une des façons d'appréhender le comportement mécanique à rupture des céramiques est d'imaginer que naturellement des microfissures sont présentes au sein du matériau. Le chargement va ouvrir et faire croître ces microfissures. Lorsqu'un certain nombre d'entre elles va se relier, une coalescence fera apparaître une macro fissure et entraînera la ruine de l'échantillon (Zhou et Molinari 2004). Zhou et Molinari (2004) et Zhou, Molinari, et Ramesh (2005) ont développé un modèle sur ce principe : lorsque la condition (2-26) est rencontrée sur une arête d'élément, alors un élément cohésif qui va s'endommager est inséré. C'est cet endommagement qui simule l'ouverture d'une microfissure. Lorsque l'endommagement δ_{max} est atteint, la fissure est ouverte. Equation (2-26), τ et σ_n sont respectivement les contraintes de cisaillement et normale appliquées à l'élément, β est un paramètre cohésif et σ_{facet} est la contrainte à rupture locale. Cette contrainte à rupture est distribuée de façon aléatoire.

$$\sigma_{local} = \sqrt{\beta^{-2}\tau^2 + \sigma_n^2} > \sigma_{facet} \quad (2-26)$$

2.5.4.2 Approche probabiliste

Sous sollicitations quasi-statiques, les matériaux fragiles ont un comportement de type probabiliste en raison du nombre et des tailles de défauts répartis aléatoirement. Cependant, avec l’augmentation des vitesses de sollicitation et de l’énergie apportée à l’échantillon, un très grand nombre d’activations de défauts locaux apparaît. Le comportement devient déterministe et les niveaux de contraintes à rupture augmentent (Forquin et Hild 2010). Ceci est une explication de la dépendance du comportement mécanique des matériaux fragiles au taux de déformation.

Hild et al. (2003), Forquin et Hild (2010) ont développé un modèle de comportement pour les céramiques dont la ruine de l’échantillon est basée sur une probabilité de rupture P_F . La loi de probabilité utilisée a été développée par Weibull (1951) :

$$P_F = 1 - \exp\left(-Z_{eff}\lambda_t(\sigma_F)\right) \text{ avec } \lambda_t(\sigma_F) = \lambda_0 \left(\frac{\sigma_F}{S_0}\right)^m \quad (2-27)$$

où λ_t est la densité de défauts, m le module de Weibull, S_0 un paramètre scalaire relatif à une densité de défauts de référence λ_0 , $\lambda_0 S_0^{-m}$ étant une constante de Weibull :

$$\sigma_F = \max_{\Omega} \sigma_1 \quad (2-28)$$

où σ_1 est la contrainte principale maximale dans le domaine Ω considéré et où Z_{eff} est un paramètre faisant apparaître la volume de l’élément considéré ainsi que l’hétérogénéité de la contrainte dans ce volume.

Ce type de modèle permet de bien représenter la fragmentation d’une plaque soumise à un impact, voir comparaison entre les fragmentations numérique et expérimentale figure 2-58.

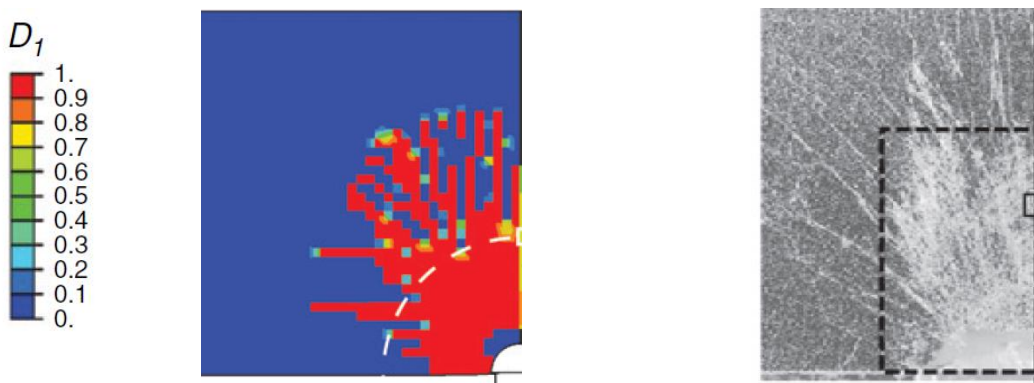


Figure 2-58 : Densité de fissuration d’une plaque suite à un impact en bas à droite d’un cylindre d’aluminium à $V_{impact} = 88m.s^{-1}$ (Forquin et Hild 2010)

2.5.4.3 Méthodes numériques

A l’opposé des méthodes continues, des méthodes discrètes sont utilisées pour la modélisation de la fragmentation de matériaux fragiles types bétons, silice ou céramiques.

Ces méthodes, encore peu utilisées, sont capable de représenter aussi bien la partie comportement solide, grâce à des liaisons cohésives, que la fragmentation (Cundall et Strack 1979; Prado et van Mier 2003; Mariotti 2007; Shiu, Donzé, et Daudeville 2008). Les méthodes discrètes étaient à l'origine développées pour la représentation de milieux granulaires tels que le sable (Cundall et Strack 1979; Calvetti 2008; Michaut 2011). Elles présentent donc de très bonnes performances pour la représentation d'écoulements granulaires. Parmi ces techniques, la Discrete Element Method (DEM) permet de représenter aussi bien un milieu continu qu'un milieu granulaire. Coré (2016), Coré et al. (2017) utilisent cette méthode pour simuler l'impact de sphères creuses en polymère et les résultats sont prometteurs. Le processus de fragmentation semble comparable à celui d'un grêlon de laboratoire, et la MED montre de très bonnes performances. Ce type de méthode n'a jamais été appliqué à la problématique de l'impact de grêlons. Analyser son potentiel pour cette application permettrait éventuellement de simplifier les modèles.

2.6 Synthèse

Le procédé de fabrication d'un grêlon naturel n'étant pas encore réalisable en laboratoire, toutes les études appliquées aux impacts de grêlons sont basées sur des grêlons de laboratoire, appelés Simulated Hail Ice (SHI). Ces grêlons de laboratoire ont un procédé de fabrication très différent du procédé de fabrication des grêlons naturels. Toutes ces études, ainsi que l'étude proposée durant cette thèse, sont donc basées sur une hypothèse forte : le projectile étudié, le grêlon de laboratoire, est très différent du grêlon naturel.

2.6.1 Comportement mécanique, essais de caractérisation mécanique dynamique de la glace

Le comportement mécanique de la glace est différent en traction et compression, ce qui est typiquement le cas des matériaux fragiles (Shazly, Prakash, et Lerch 2009). Il dépend de nombreux paramètres :

- la microstructure,
- la température,
- le taux de déformation,
- le confinement.

Le procédé de fabrication de la glace n'est pas facile à maîtriser et peut engendrer des microstructures très différentes. Ceci implique beaucoup de dispersion dans les résultats expérimentaux et des difficultés à comparer les résultats d'une étude à l'autre. Il semble donc nécessaire de bien caractériser la microstructure des échantillons testés. Or, la caractérisation des microstructures d'échantillons de glace apparaît dans très peu de publications sur le comportement de la glace, peut-être par manque de temps et/ou de moyens.

Les études du comportement mécanique dynamique de la glace disponibles se sont basées sur des moyens de caractérisation initialement développés pour les matériaux ductiles (compression uniaxiale). Le regard neuf apporté par l’étude de la littérature sur les matériaux fragiles montre que les résultats obtenus dans le cadre d’études existantes sur le comportement mécanique dynamique de la glace ne sont pas toujours exploitables. Les barres de Hopkinson en compression ne sont pas un outil efficace pour caractériser le comportement mécanique de la glace en régime dynamique, notamment pour mesurer une contrainte ultime en traction. Des techniques ont été spécialement développées pour caractériser les matériaux fragiles, parmi lesquelles : l’essai d’écaillage et l’essai edge-on impact mais les essais de compression uni axiale sont inexistantes. En effet, uniquement des essais de compression confinée sont réalisés, le confinement évitant une rupture déclenchée par de la traction transverse ou du cisaillement induite par le chargement de compression.

2.6.2 Modélisation de l’impact de grêlons

Depuis le début des années 2000, les modèles numériques de simulations d’impacts de SHI ont beaucoup évolué. La mesure de l’effort généré par l’impact sert de base de comparaison des résultats d’essais expérimentaux et numériques. La plupart des modèles se sont basés sur les travaux numériques et expérimentaux de Schulson (2001) ainsi que sur les travaux numériques de Carney et al. (2006). Il est à noter que ce dernier modèle est la référence actuelle dans les démarches de certification aéronautique.

Ce modèle ainsi que ses successeurs (le dernier en date étant celui des travaux de Tippmann, Kim et Rhymer (2013)) intègrent de plus en plus de paramètres qui ne sont pas tous mesurables expérimentalement. Ils sont alors déterminés numériquement afin de tendre vers une correspondance sur les signaux d’efforts d’impact.

De plus, nous pouvons remarquer que la totalité des modèles intègrent des comportements de déformations irréversibles à savoir de l’écoulement plastique ainsi que des critères de rupture basés sur des contraintes équivalentes de Von Mises ou de Drucker-Prager. Ces comportements ne correspondent pas à un comportement élastique-fragile observé pour le matériau glace. Ces non-linéarités sont en fait utilisées pour modéliser l’écoulement des fragments ainsi que pour faciliter la mise en œuvre de la prise en compte du taux de déformation dans les critères de rupture.

Il apparait donc à ce stade de la revue de la littérature un biais de modélisation qui pourrait expliquer les dérives de prédiction sur le signal d’effort d’impact pour des diamètres différents de SHIs.

Des approches numériques spécifiquement développées pour les matériaux fragiles existent mais des applications à l’impact de grêlon n’ont pas été investiguées.

2.7 Conclusions

Peu de modèles de comportement dynamique de la glace de laboratoire ont été développés. Des approches différentes ont été investiguées, toutes macroscopiques. Ces modèles sont résolus avec des méthodes continues alors que l'essai expérimental montre de grands déplacements et de la fragmentation. De plus, et de façon générale, dans la littérature peu d'efforts sont faits pour réaliser des essais de caractérisation des modèles développés.

Le contexte industriel de la thèse demande de tester un modèle continu basé sur les travaux de Carney.

L'étude bibliographique a montré qu'il est très important que le modèle choisi tienne compte du taux de déformation et que le matériau étudié est fragile dans les conditions de sollicitations observées durant un impact, en termes de taux de déformations et de température. Il n'est donc pas nécessaire que le modèle inclut d'équation d'état ni de phénomènes visqueux. Un modèle continu basé sur les travaux proposés par Tippman et al. (2013) sera donc testé. La méthode particulière SPH sera employée plutôt que la méthode éléments finis car plus appropriée pour la modélisation de l'impact, en raison des grandes transformations subies par le milieu représenté.

Pour pouvoir enrichir la base de données expérimentale d'impacts de SHIs et pour connaître le type de glace testé, une campagne expérimentale d'impact de grêlons de laboratoires doit être réalisée. Les résultats obtenus permettront de confirmer les résultats disponibles dans la seule campagne similaire publiée dans la littérature.

Ces travaux, numériques et expérimentaux sont l'objet du prochain chapitre. Les conclusions permettront d'aiguiller sur le développement d'une méthodologie de modélisation. Pour ces développements, un effort tout particulier sera fait afin de les baser exclusivement sur des observations et des mesures expérimentales.

3 Etudes expérimentale et numériques de l'impact d'un grêlon de laboratoire

Comme analysé au chapitre précédent, de nombreux paramètres, notamment le protocole de fabrication des échantillons, et l'analyse de leur microstructure, entrent en compte dans les résultats d'essais d'impacts de grêlons. Aussi, très peu d'études d'impacts de grêlons de laboratoire ont été publiées, il est donc pertinent d'enrichir la base de données. Au demeurant, ces études ne donnent pas d'informations précises sur le matériau, tel que la microstructure des échantillons testés. Il est donc nécessaire de réaliser une étude d'impact afin de maîtriser tous les paramètres amenant à des résultats sur lesquels une étude numérique peut se baser.

Cette étude expérimentale fait l'objet de la première partie de ce chapitre. Le protocole de fabrication des échantillons, l'analyse des microstructures obtenues, le protocole d'essais et les résultats obtenus sont présentés. Ils sont présentés sous forme d'un article de recherche soumis au « Journal of Dynamic Behavior of Materials ».

Ces essais ont montré la nécessité d'analyser plus finement les états de sollicitations dans une sphère soumise à l'impact, ainsi que les taux de déformation engendrés qui ne sont pas répertoriés dans la littérature. Ces données sont essentielles dans la compréhension des phénomènes mis en jeu lors d'un impact de grêlon de laboratoire. Cette étude, numérique, est l'objet de la deuxième partie de ce chapitre.

Suite aux interprétations faites durant les deux premières parties du chapitre, le modèle de Tippmann, Kim, et Jennifer D. Rhymer (2013) a été retenu et implémenté pour simuler les essais d'impacts. Les résultats sont comparés à ceux obtenus dans la partie 3.1.

3.1 Essais expérimentaux d'impacts

3.1.1 Experimental investigation on the simulated hailstone ice impact

L'article ci-dessous détaille la démarche expérimentale complète mise en œuvre dans le but de réaliser les essais expérimentaux d'impacts de grêlons de laboratoire. Les choix pris pour le développement de l'installation expérimentale qui a été développée sont expliqués, et le fonctionnement de cette installation est détaillé. Tous les paramètres nécessaires à la compréhension des essais sont donnés, ainsi que tous les résultats obtenus : les analyses de microstructures, les images des essais et les mesures expérimentales sont présentées.

L'article a été soumis au « International Journal of Dynamic Behavior of Materials » le mercredi 20 mars 2019.

Experimental investigation on the simulated hailstone ice impact

Simon Dousset^{1,2*}, Jérémie Girardot¹, Augustin Gakwaya², Frédéric Dau¹ and Ivan Iordanoff¹

¹ Arts et Métiers ParisTech, UMR CNRS 5295, Institute of Mechanical and Engineering sciences, France

² Laval university, Department of Mechanical Engineering, M³C laboratory, Québec

Abstract:

In the aeronautic field, hail impact threat remains a key problematic for aircraft safety. Results of an experimental investigation on impacts of laboratory manufactured hail ice study are presented. The protocol used is fully detailed and samples' microstructure is analysed. The experimental facility, developed for that study, is also detailed. New experimental results are brought to the literature, to confirm the few ones available. The samples' microstructure analysis proposed; enable better understanding in the link with the manufacturing process. New discussions are proposed, mainly about the influence of the diameter. These discussions/interpretations are in order to give indications to future numerical studies.

I Introduction

As aircraft structures are increasingly made of advanced fibre-reinforced polymer matrix and are in general exposed to a variety of impact scenarios (bird, hail, flying debris etc.), an understanding of the impact event and the strength performances of composites materials during impact is necessary for the development of new structures. This work is focused on impact of the atmospheric hail ice which is a known threat affecting the design and skin-sizing of primary aircraft composite structures. Composite structures threatened by impact include: fuselages, wings, empennage, nacelles, radomes and control surfaces. They are vulnerable to impact damage, and have to satisfy certification requirements for high velocity impact damage. Since performing full scale impact tests is highly expensive, the development of validated numerical tools for the prediction of the structural response is essential for the industry. The objectives are to reduce the development costs and to speed up the development process.

Hailstones could impact aircrafts on the ground or during the lowest altitudes of a flight, after take-off or before landing. In the first case, the impact speed is around $40m \cdot s^{-1}$,

which corresponds to the speed of the free fall of hailstones. In the second case, impact speeds could reach $150\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ which corresponds to the case of an aircraft flying through hail precipitation. Hailstones of interest have dimensions ranging from 30mm to 60mm (Field et al. 2009; Tippmann, Kim, et Rhymer 2013).

The stable crystallographic structure of ice under environmental conditions is hexagonal “Ih” ice (Schulson 1999; Soobarayen et al. 2017). Real hailstones observations report that it has a complex microstructure overall arranged as a concentric layered structure (Browning 1966; Pflaum 1980). They are porous because of air trapped during its natural formation. This process can be qualified as 3D accretion because of the air flow maintaining the growing hailstone in the storm without any support (Pflaum 1984).

The “Ih” ice’s behaviour depends on the temperature (Schulson 1999; K. Dutta et al. 2004): the maximal stress in compression grows when the temperature decreases. It has been chosen to study impacts at -10°C , a temperature mostly chosen in the literature because it is representative of the worst conditions that structures can encounter (Carney et al. 2006). Its behaviour also strongly depends on the microstructure and the grains’ size (Schulson et Duval 2009). The link manufacturing process – ice’s microstructure – ice’s mechanical behaviour is strong (Lebensohn et al. 2009).

Microstructure and effects of the microstructure on the static macro behaviour have been investigated in (Schulson 1999, 2001). Other studies have tried to understand, characterise and model macroscopic ice’s behaviour under high strain rates (Kim et Keune 2007; Chuzel 2009; Soobarayen et al. 2017; Ortiz, Deletombe, et Chuzel-Marmot 2015). It appears that experimental results have a lot of dispersion and that characterising ice at high strain rates is still an open problem. A lot of parameters, not always controllable during the test process, strongly influence the results, the manufacturing of samples, the temperature of tests, the limit conditions during loading for instance.

Only 4 studies have studied the behaviour of laboratory manufactured hailstones, called Simulated Hailstone Ice (SHI), and gave hard data as impact force vs time (Kim et Kedward 2000; Tippmann, Kim, et Rhymer 2013; Sun et al. 2015; Hauk et al. 2015). But they are not easily comparable: different force sensor are used in (Kim et Kedward 2000; Tippmann, Kim, et Rhymer 2013; Sun et al. 2015) and the sample manufacturing process are too briefly described; particles smaller than 3.5mm diameter are tested in (Hauk et al. 2015). Impacts of cylindrical ice projectiles have been realised in (Pereira et al. 2006; Chuzel 2009), but the size specimens are different so no comparison are possible. Surprisingly, no microstructure analyses are proposed for the samples manufactured in these studies, whereas it has been shown that the ice behaviour strongly depends on it. Fragments of the impacted SHI have also been studied, in term of size, speed, and directions (Vidaurre et

Hallett 2009; Guégan et al. 2011). Other experimental studies have focused on the damage caused by SHIs' impacts on structures (Kim, Welch, et Kedward 2003; Park et Kim 2010; Appleby-Thomas, Hazell, et Dahini 2011; Pernas-Sánchez et al. 2016). In these studies, no microstructural analyses neither. Overall, many aspects of hail impact tests need to be investigated because they are still not perfectly understood or explained.

In order to predict hailstones loadings on structure, in one hand, analytical studies have been proposed (Sun et al. 2015; Roisman et Tropea 2015; Perera et al. 2017). They can predict only the maximum impact force. In the other hand, numerical models have been developed to try to predict all the impact phenomenon (Tippmann, Kim, et Rhymer 2013; Carney et al. 2006; Sain et Narasimhan 2011; Pernas-Sanchez et al. 2012). Models presented are not predictive on the full range of diameters and impact speeds of interest.

The present work is purely experimental. It proposes to take a step further the experimental work initiated by (Tippmann, Kim, et Rhymer 2013) by giving more details about tests and by trying to discuss on every aspects of the impact phenomenon. The present study aims to increase the scientific data base on laboratory manufactured hailstones impacts. Indeed, different diameters of projectile and terminal impact velocities are tested and compared. The manufacturing protocol of the Simulated Hail Ice is firstly detailed. Then, microstructures are analysed and all impact results are provided. Results comparable to those of Tippmann are presented, they confirm, with a new set-up, the mechanical behaviour of ice under impact. Deviations are explained, and then, investigations are pushed further: novel interpretations of observed phenomena are proposed in order to help for future numerical developments. New discussions about the influence of projectile's diameter and the fragmentation process are proposed.

2 Material

2.1 Manufacturing of SHI

Real hailstones cannot be realized in laboratories because the 3D accretion process is not yet reproducible. Artificial manufacturing process available in laboratories enables to produce 1D accretion ice, compacted snow, perfect moulded ice and moulded ice with defects (Combescure, Chuzel-Marmot, et Fabis 2011; Fangming 2015; Lavoie, Nejad Ensan, et Gakwaya 2011). Laboratories consider one type or another depending on their objectives and on available manufacturing process. Tests to compare monolithic SHIs and flat-wise layered SHIs have been realized (Kim et Kedward 2000). No significant differences have been observed, so monolithic SHIs will be used in this study.

Simulated Hailstone Ice are so called SHI because there are far from real hailstones in term of microstructure and shape (Kim et Kedward 2000; Tippmann, Kim, et Rhymer 2013). SHIs are made of distilled water frozen slowly in perfectly spherical moulds. They are easy to

produce and enable the study of impacts of a material similar to real hailstones, but with not well known material and microstructural properties.

In this work, SHIs are obtained by moulding distilled water in spherical handmade silicone moulds. Distilled water is used to limit the presence of potential contamination. Then, moulds and distilled water are subjected to a vacuum for a period of 5 minutes to eliminate some air bubbles (porosities). The goal of that protocol is to be precise to be reproducible. Because silicone is much compliant than ice, SHIs are not perfectly spherical. The advantage of silicone moulds is that it limits residual stress in ice because it can expand if necessary. The moulds are placed into a freezer at -2°C to solidify the water as slowly as possible. A slow solidification is a solution to limit the number of defects and residual stress in samples. Moulds are then placed on the freezing element of the freezer. After solidification, SHIs are coated with silicone oil and placed into the freezer at -20°C to be stored until tests. The silicone oil is hydrophobic, so it avoids sublimation of samples during long conservation periods.

Two sizes of SHIs are manufactured: $\text{Ø}50\text{mm}$ and $\text{Ø}30\text{mm}$.

A representative example of manufactured SHIs is illustrated figure 3-1. It is not perfectly spherical; the mould parting line can be seen in the middle of the SHI, and also defects inside. These defects are due to residual air trapped during solidification. SHIs obtained look like those obtained in literature (Fangming 2015).

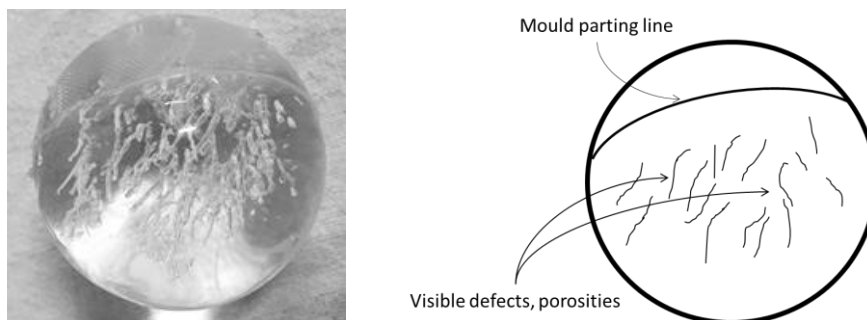


Figure 3-1 : Picture (left) and scheme (right) of a $\text{Ø}50\text{mm}$ manufactured SHI

2.2 Microstructure characterisation

Observations of the microstructure of samples were made in the IGE laboratory in Grenoble, France.

0.3mm thick layers of ice are collected in samples and are observed under crossed polarizers. Layers are realised using a microtome. Ice being birefringent, differences in colour will appear for each individual grain. The different colours observed correspond to crystals

orientations following the method developed in (Wilson et al. 2007): Automatic Ice Texture Analyser.

Two diameters of SHIs were analysed: 30mm and 50mm. These diameters correspond to those used in the impact tests. The figure 3-2 shows the two orientations of observations for the micrographs: one is following the solidification path (coming from the localisation of the freezer) and one is perpendicular to it. Thanks to the polarized light, porosities can also be observed and correspond to “non-reflecting” zones in the layer sample.

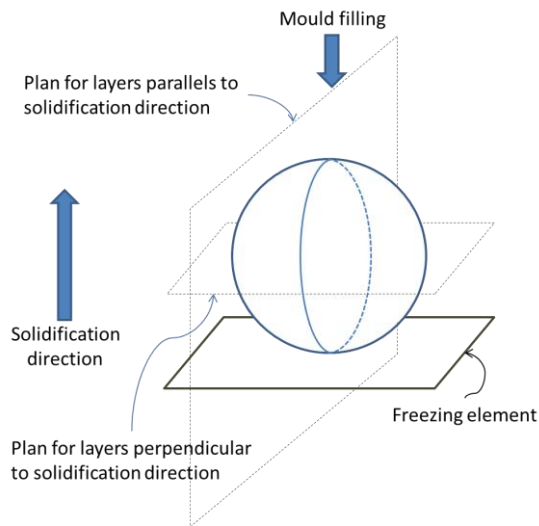


Figure 3-2 : Scheme for layers orientation plane definition

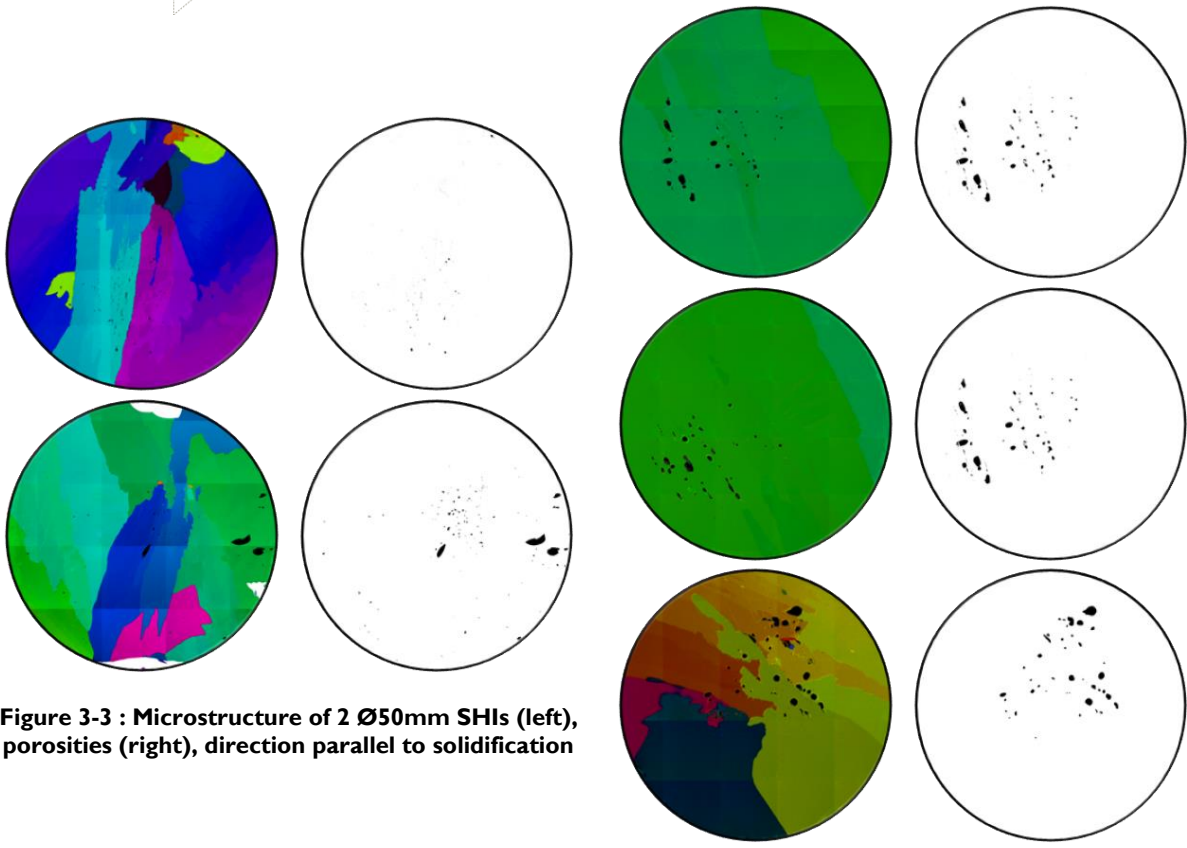
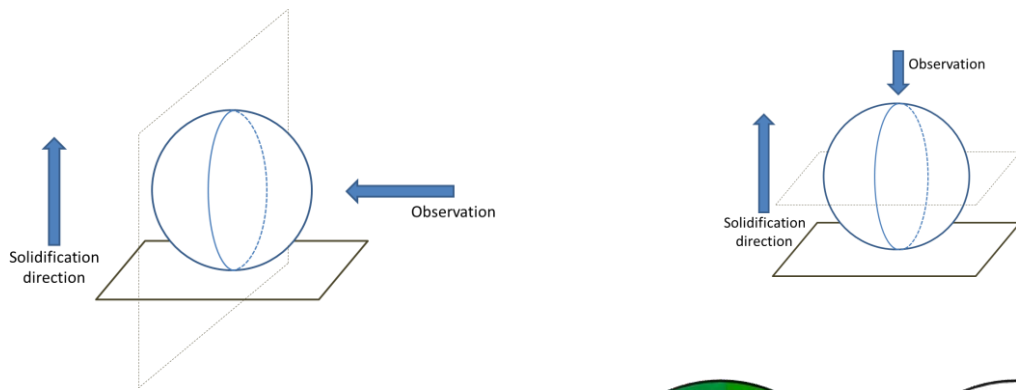


Figure 3-3 : Microstructure of 2 Ø50mm SHIs (left), porosities (right), direction parallel to solidification

Figure 3-4 : Microstructure of 3 Ø50mm SHIs (left), porosities (right), direction perpendicular to solidification

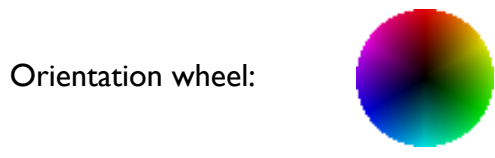


Figure 3-3 & figure 3-4 show the analysed layers of Ø50mm SHIs in the direction of solidification and perpendicular to it respectively. White regions visible on the second layer figure 3-3 are due to damages caused by the microtome’s blade. Few grains can be seen on layer: from only one to 6. Growth direction can be identified in layers figure 3-3: the overall shape of grains is columnar, from the bottom to the top of the sample. SHIs are almost mono-crystalline ice because all grains’ directions are close to each other. Porosities are not important; the medium ratio of porosities is 2.3%.

The same analyses are made for Ø30mm SHIs in figure 3-5 & figure 3-6. However, more crystals are present. Because they are smaller, they solidify faster. Crystals cannot grow slowly and some rearrangements have to be done, inducing small grains, visible in the top of figure 3-5. The medium ratio of porosities is around 3.1%.

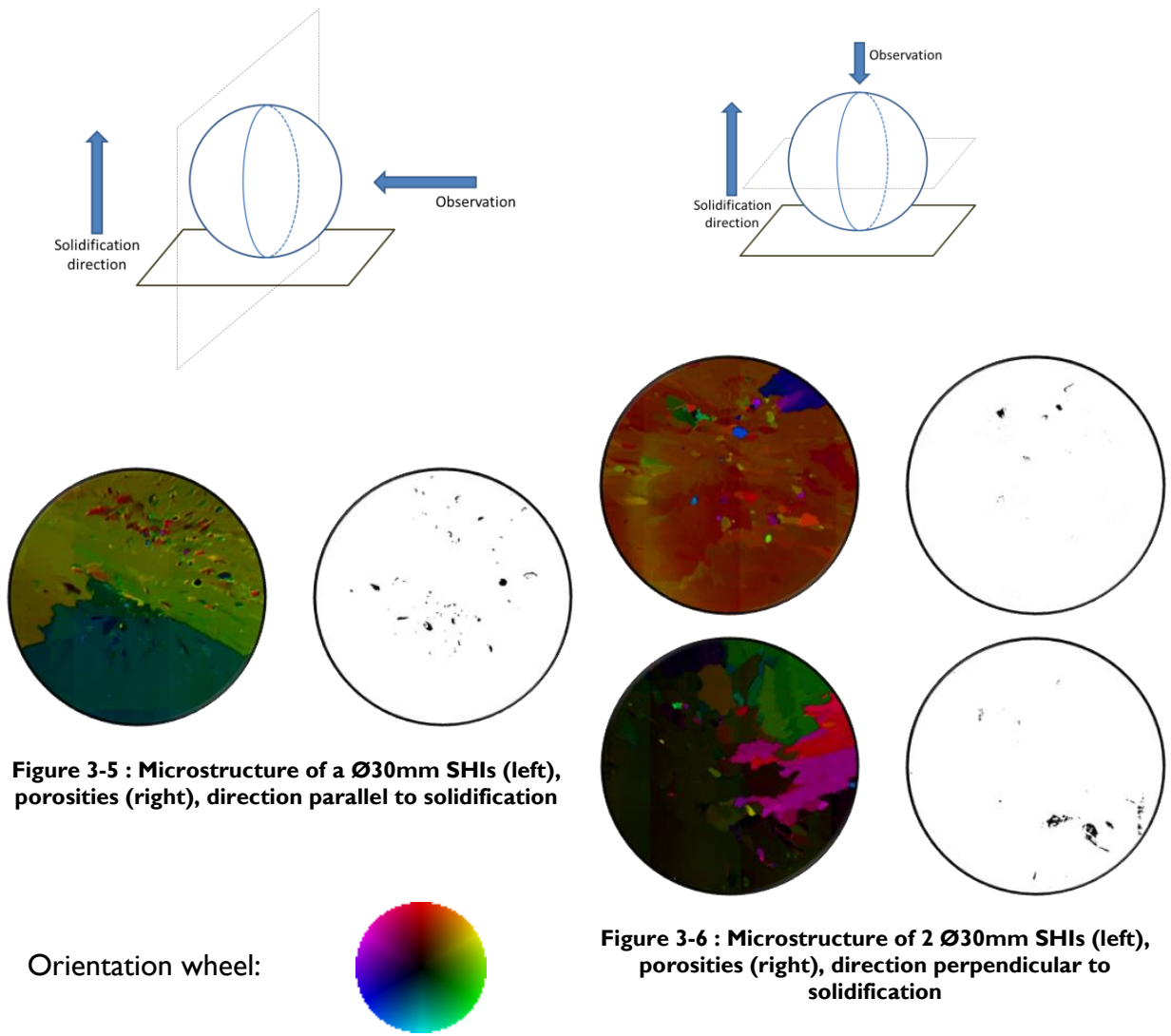


Figure 3-5 : Microstructure of a Ø30mm SHIs (left), porosities (right), direction parallel to solidification

Figure 3-6 : Microstructure of 2 Ø30mm SHIs (left), porosities (right), direction perpendicular to solidification

Orientation wheel:



A comparison of the microstructure observations in (Browning 1966; Pflaum 1984) and in the present study enables to conclude that SHIs used for that study are far from real hailstones: in terms of shape and microstructure arrangements. Due to the oriented microstructure, mainly in Ø50mm SHIs, the material behaviour may be anisotropic. The microstructure being of the same scale of the one of the samples could also induce some anisotropy in the mechanical behaviour. However, the good repeatability and the description of the samples manufacturing will help analysing the results presented latter.

3 Experimental set up

An air gun, see figure 3-7 and paragraph 3.1, is used to launch SHIs on a target. Target can be of different kinds of materials (metallic, composite, structures...) or also can be a dynamic force sensor, see paragraph 3.2, as it is the case in this study. Facility has been developed in the laboratory in order to be as versatile as possible and thus makes easy to change the diameter and length of the barrel, to reach impact velocities from $30m.s^{-1}$ to $300m.s^{-1}$, depending on size and mass of projectiles.

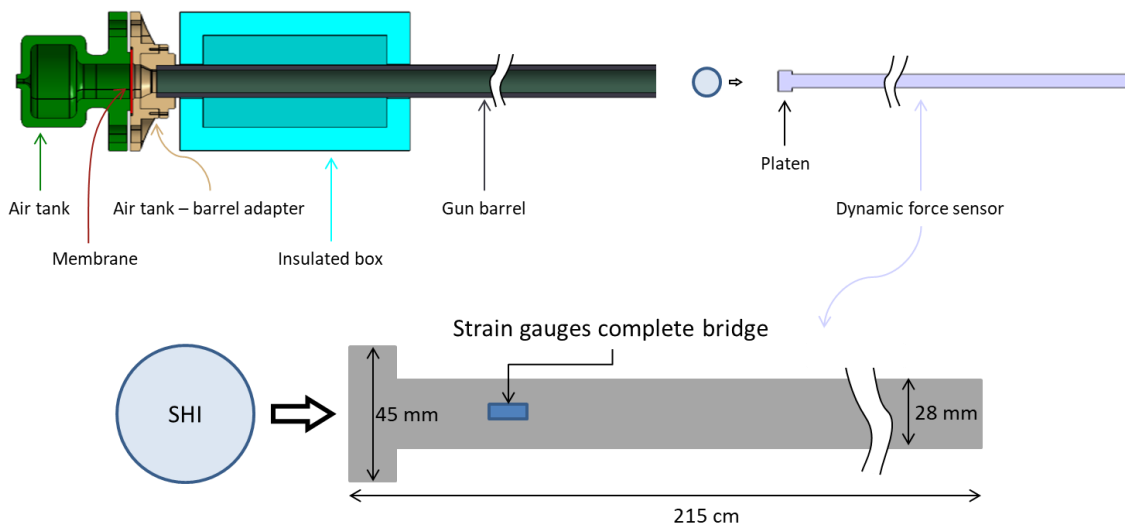


Figure 3-7: Schematic representation of the experimental set-up and detailed representation of the dynamic force sensor

In order to align the barrel of the canon and the sensor a laser is used. Supports of both the canon and the sensor have a drilled hole in them. The alignment is achieved when the laser passes through the holes in both the canon and sensor supports.

3.1 Air gun

The barrel of the air gun is made of steel. Two different barrels have been used for this study: one barrel of 50mm internal diameter, 2m long and another of 30mm internal diameter, 3.2m long. Supporting bearings are positioned every meter to avoid bending of the barrel.

The air gun uses compressed air. The tank, connected to the barrel, is visible in green in figure 3-7. A calibrated membrane triggers the shot at a predetermined pressure by breaking. Membrane material is a polymer chosen for its strength repeatability. Furthermore, this membrane does not produce any debris that go with the projectile; it would disturb the impact phenomenon by changing the impact force, or damaging the target.

To guide the SHI in the barrel, no sabot is used, as in (Fangming 2015; Guégan et al. 2011). To avoid melting, the barrel is cooled using dry ice placed into an insulated box crossed by the barrel, see figure 3-7. The SHI is positioned into the barrel before the shot at a place where the temperature is at around -10°C .

3.2 Force sensor

Different force sensors have been used in the literature to measure the impact force due to the SHI. Kim, Welch and Kedward (2003) and Pereira and al. (2006)'s sensor is based on a piezoelectric dynamic force transducer mounted between a titanium and a thick steel plate. Problems of vibrating structures occur, resulting in a noisy force signal and many oscillations can be observed in the force history diagrams. A mass-spring system is used in (Sun et al. 2015). But, a high speed camera is dedicated to the force measurement and the data treatment to get the impact force is consequent. A force measurement bar is used in Tippman's study (Tippmann, Kim, et Rhymer 2013). Strain gages are used to measure the propagation of a wave in a bar due to the SHI impact. The knowledge of the bar's material properties and dimensions enable Tippman & al. to calculate the impact force. Because there are fewer interfaces in that system than in the others there is no wave reflection and vibrating structure. So the force signal is not perturbed. This solution seems to be the most adapted and is used in this study.

The force sensor, see figure 3-7, is based on an aluminium bar of 28mm of diameter and 2,15m long supported by three bearings. The impact creates a shock wave that propagates into the bar. A platen is screwed in front of the bar to expand the impact area. Four strain gages, for a complete Wheatstone bridge, positioned at 40cm of the impact zone, measure the propagating strain wave. The gauges are glued diametrically opposed on the surface of the bar to eliminate from measurements potential buckling or bending of the bar. The complete Wheatston Bridge is excited by a Vishay 2210B bay, which also amplifies the measured signal. Sampling frequency is set to 300 kHz.

Figure 3-8 shows a raw signal exported from the force sensor. Maximum and minimum illustrates the back and forth travel of the wave in the bar. There is not too much decrease between peaks, the wave travels without any lose and no parasite reflection is created in bearings. Also, amplitude's signal is significantly higher than noise, so no filtering is needed.

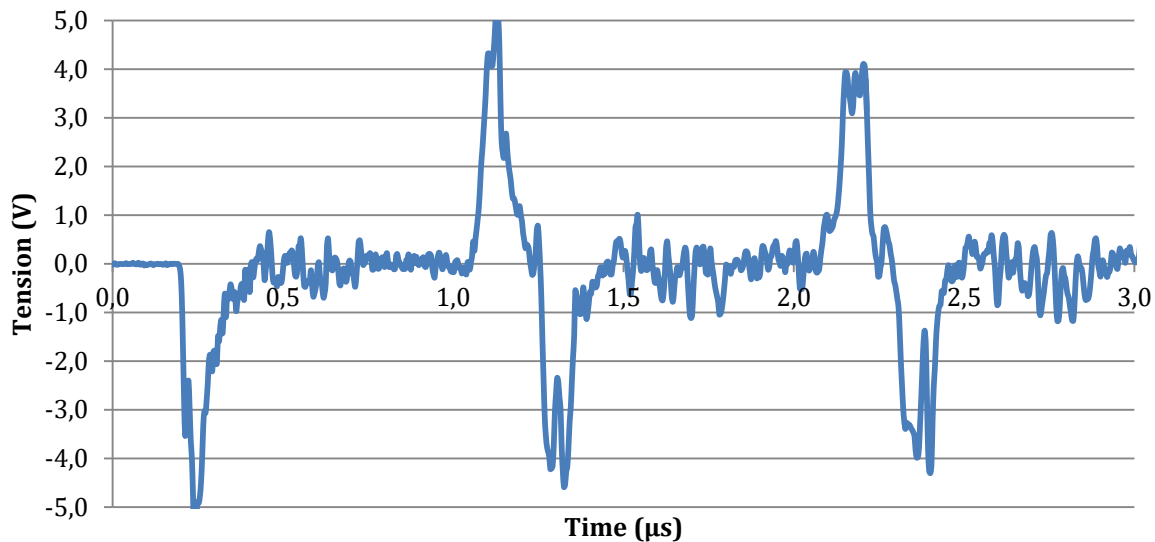


Figure 3-8 : Raw signal from the force sensor a few milliseconds after the impact

The observation window lasts $800\mu\text{s}$ before the impact wave goes to the end of the bar and passes again through the gauges. This period is long enough to observe the SHI impact (Tippmann, Kim, et Rhymer 2013).

In order to convert the voltage signal from the amplificatory system to a force signal, a calibration has been made. It aims to eliminate errors due to potential inaccuracies on material properties or bar dimensions.

3.3 SHI observation during impact

To observe the SHI under impact, a Photron SA5 high speed camera is used. It enables taking 100000 fps, see figure 3-9. Lighting is realized by strong led lights that are positioned as close as possible to the subject. Exposure time is then set at $\frac{1}{253000} \text{ s}$.

SHI’s speed is measured using the camera. A pre-calibration is realized thanks to a graduated steel rule. The camera also enables a visual control to ensure that the SHI wasn’t damaged by the shot before the impact.

4 Results

Impact speed varies from 37m/s to 212m/s in the case of $\varnothing 30\text{mm}$ SHIs. The maximum impact force varies from 4kN to 39kN. In the case of $\varnothing 50\text{mm}$ SHIs, impact speed varies from 58m/s to 140m/s and maximum impact force varies from 11kN to 40kN. Results are presented in figure 3-11 & figure 3-12. All the tests realized appear on figure 3-13. There is a gap for $\varnothing 30\text{mm}$ SHIs between $100\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ and $140\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ because a different membrane is used under $100\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ and over $140\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$. Intermediate thickness has to be found in order to fill that gap.

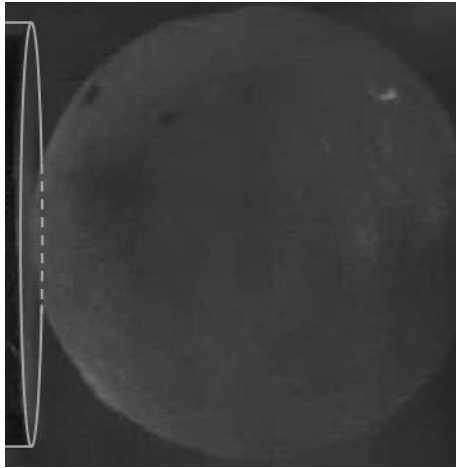
The diameter of the Ø50mm SHIs is bigger than the diameter of the platen of the bar that is 45mm, see figure 3-7. This could cause a die cutting of the SHI. However, visual verifications, see figure 3-10, shows that impact tests presented here can be compared with tests realized on “wide-infinite” target until 80 – 90µs. At 90µs, the SHI’s fragments pass around the target so a difference between “wide-infinite” target and the present sensor could be noticed.

During these tests, speeds of interest have been reached for the two tested diameters. So, the pressurized tank, and barrels are validated. Four tests have been realized with the Ø50mm SHIs at about $100 \frac{m}{s}$. The difference of speed between the slower shot and the faster is 8%, so controlling the speed using the membrane is satisfactory. Repeatability is sufficient to be able to compare tests at same speed.

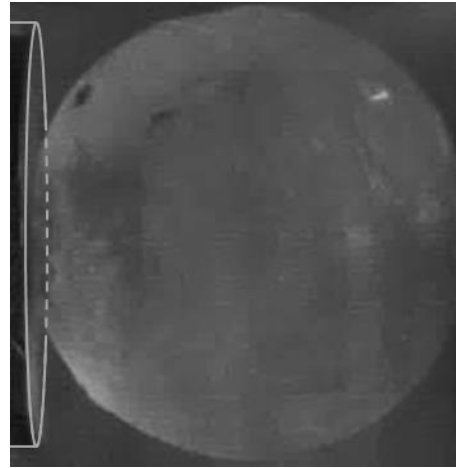
4.1 Observation of SHIs impacts

Figure 3-9 presents different frames of a Ø30mm SHI during impact at $87 \frac{m}{s}$. In this sequence of pictures, the target is on the left and the SHI comes from the right. The corresponding impact force curve is presented in the figure 3-11. The test selected here is representative of all tests realised. Before the impact, the SHI is a solid material composed of ice. It fragments gradually until 50µs. Fragmentation is initiated on the contact area with the target. After 20µs, the area near the impact zone is already fully fragmented. Then cracks spread in all the SHI. After, the SHI is totally fragmented, all the fragments are flowing one around the others.

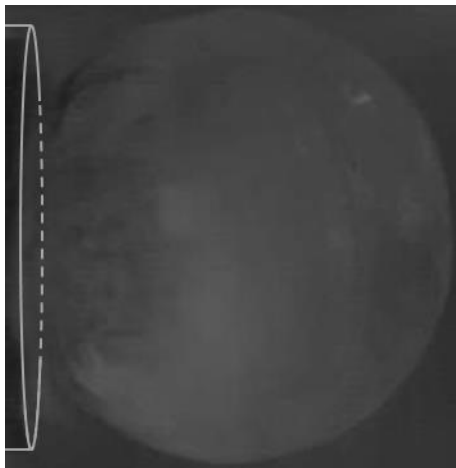
The measurement error of timing on frames is about 20µs: because of the frequency of the camera, there is 10µs between frames. The determination of the initiation of the contact happens between the two first frames, so there are 10µs of potential error in the measurement of that timing. This is the same for the case of the full fragmentation, happening between the 5st and the 6st frames. Therefore, the time measurement error is about 20µs.



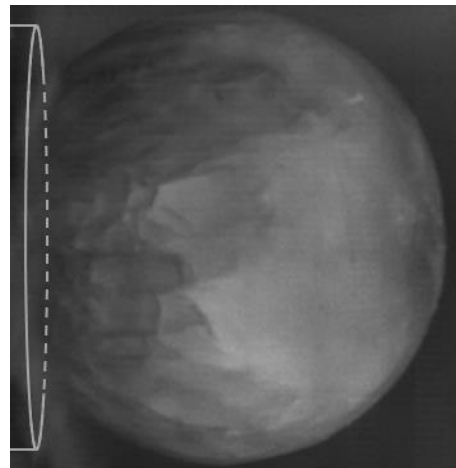
$t = 0 \mu\text{s}$



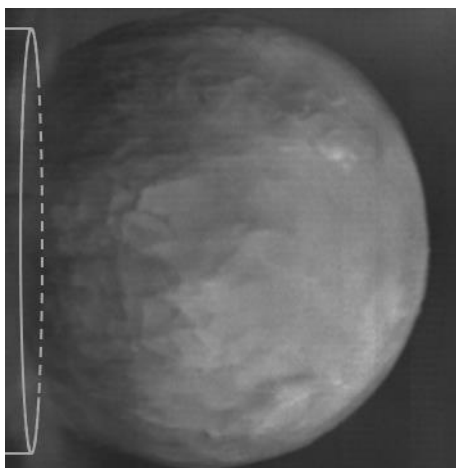
$t = 10 \mu\text{s}$



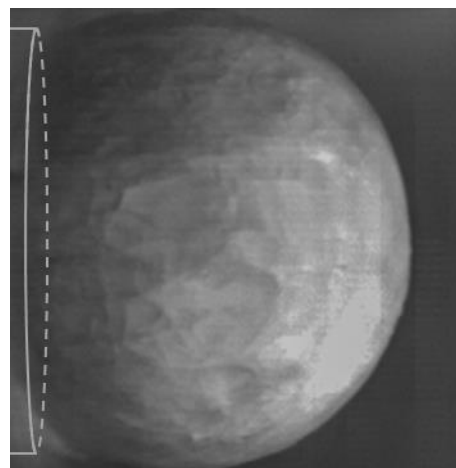
$t = 20 \mu\text{s}$



$t = 30 \mu\text{s}$



$t = 40 \mu\text{s}$



$t = 50 \mu\text{s}$

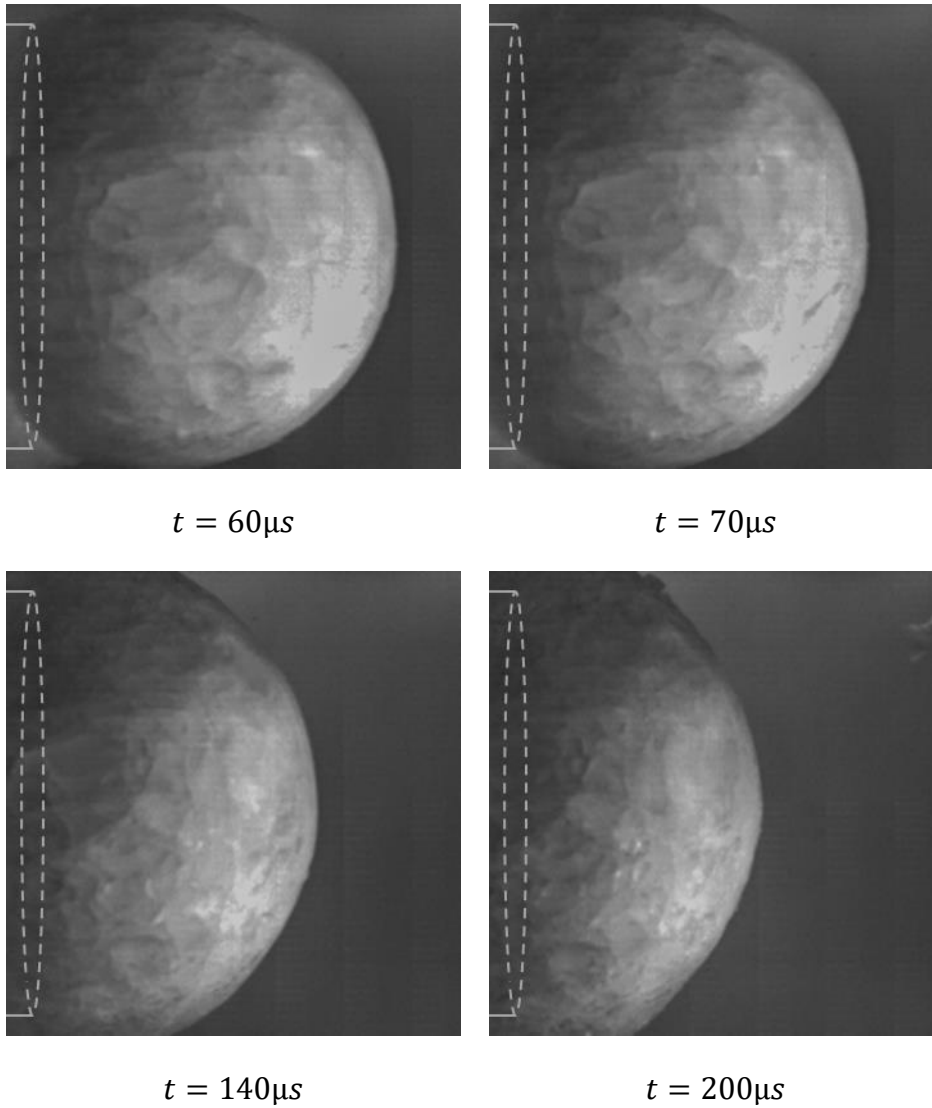
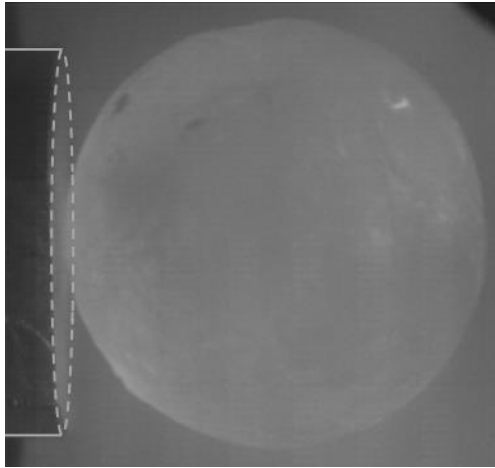
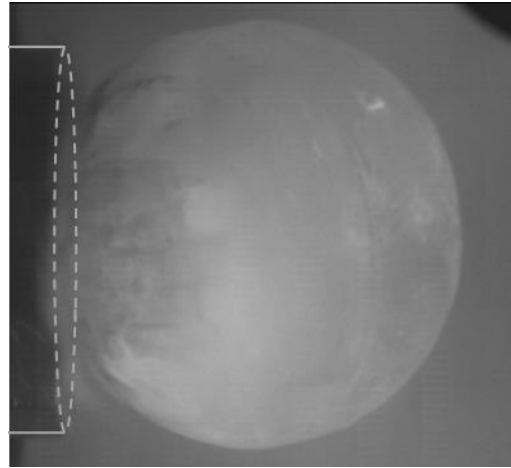


Figure 3-9 : Pictures of the impact of a Ø30mm SHI at 87 m/s

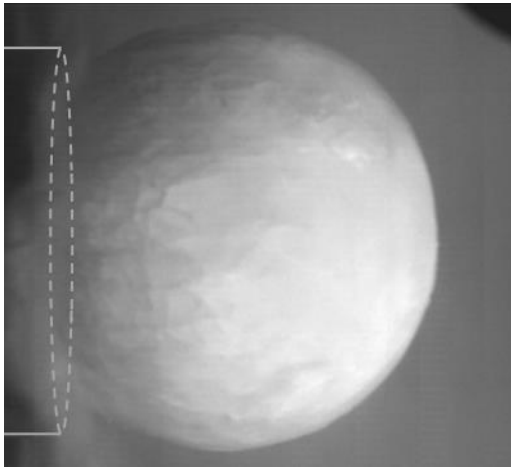
The same scheme happens in the case of Ø50mm SHIs impacts (see figure 3-10): the contact area fragments in the first 20µs, at 40µs the SHI is well damaged and some fragments continue to be partitioned into smaller fragments until 60µs. Then, the SHI is fully fragmented and all fragments flow one over the others until the end.



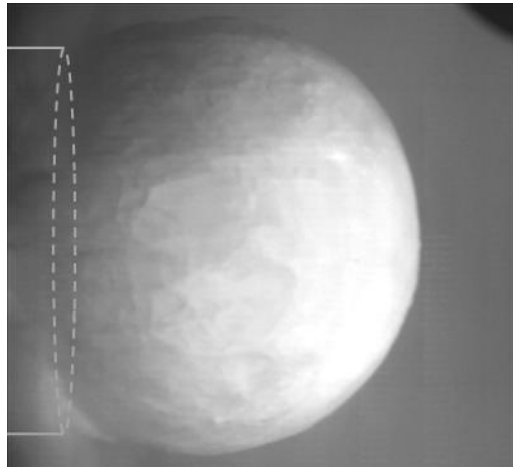
$t = 0\mu\text{s}$



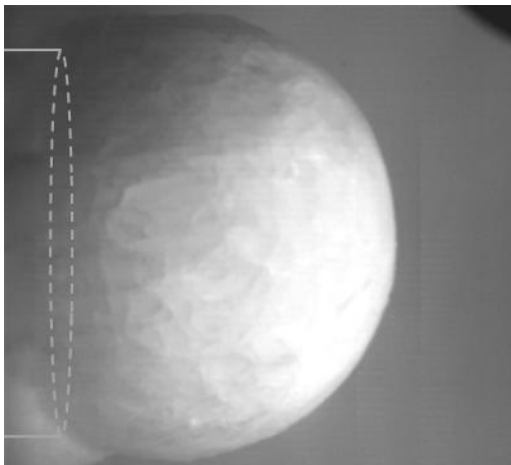
$t = 20\mu\text{s}$



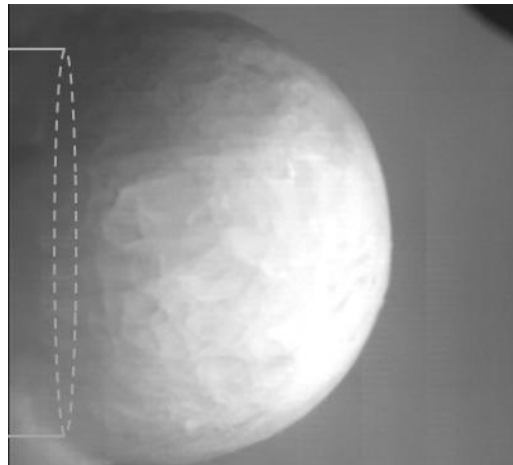
$t = 40\mu\text{s}$



$t = 60\mu\text{s}$



$t = 80\mu\text{s}$



$t = 90\mu\text{s}$

Figure 3-10 : Pictures of the impact of $\varnothing 50\text{mm}$ SHI at 136m/s

4.2 Impact force curves

Impact force curves for Ø30mm SHIs are presented figure 3-11. Maximum impact force gradually grows with the impact speed. Impact durations are almost the same for every impact speed, and the maximum force seems to be reached in the same time. For all but the $37m.s^{-1}$ impact curves, the same scheme appears. The impact force increases linearly to a first peak force. After a small decrease, the impact force grows again until reaching its maximum. Then, it gradually decreases to almost zero. The oscillation before the maximum impact force occurs between $17\mu s$ and $23\mu s$ for the $100m.s^{-1}$, $160m.s^{-1}$ and $171m.s^{-1}$ impacts, whereas it occurs between $10\mu s$ and $16\mu s$ for the $53m.s^{-1}$ and $87m.s^{-1}$ impacts. However, it is not visible in the $37m.s^{-1}$ curve. The maximum impact force is reached between $36\mu s$ and $46\mu s$ for all the tests and after fragments flow until the end.

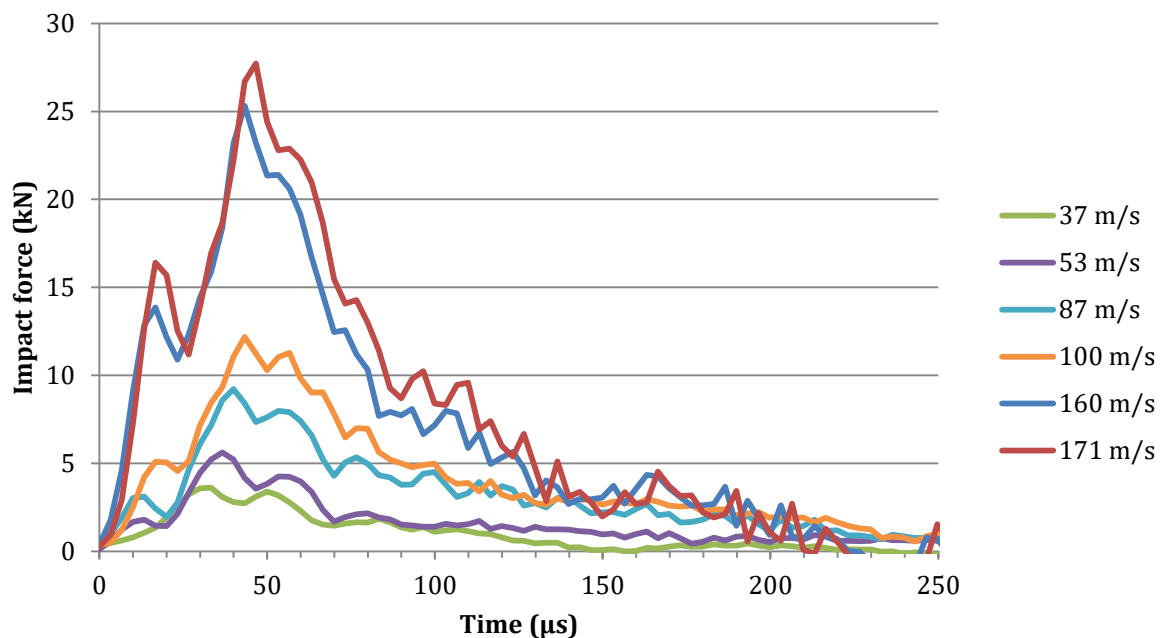


Figure 3-11 : Impact force curves of Ø30mm SHIs

Similar trends can be observed on the Ø50mm SHI impact force curves presented figure 3-12. For the same impact speed, maximum impact force is logically much higher for the Ø50mm SHIs than for the Ø30mm SHIs: 26kN of peak force for the Ø50mm SHI at $100m.s^{-1}$ and 12kN for the Ø30mm SHI.

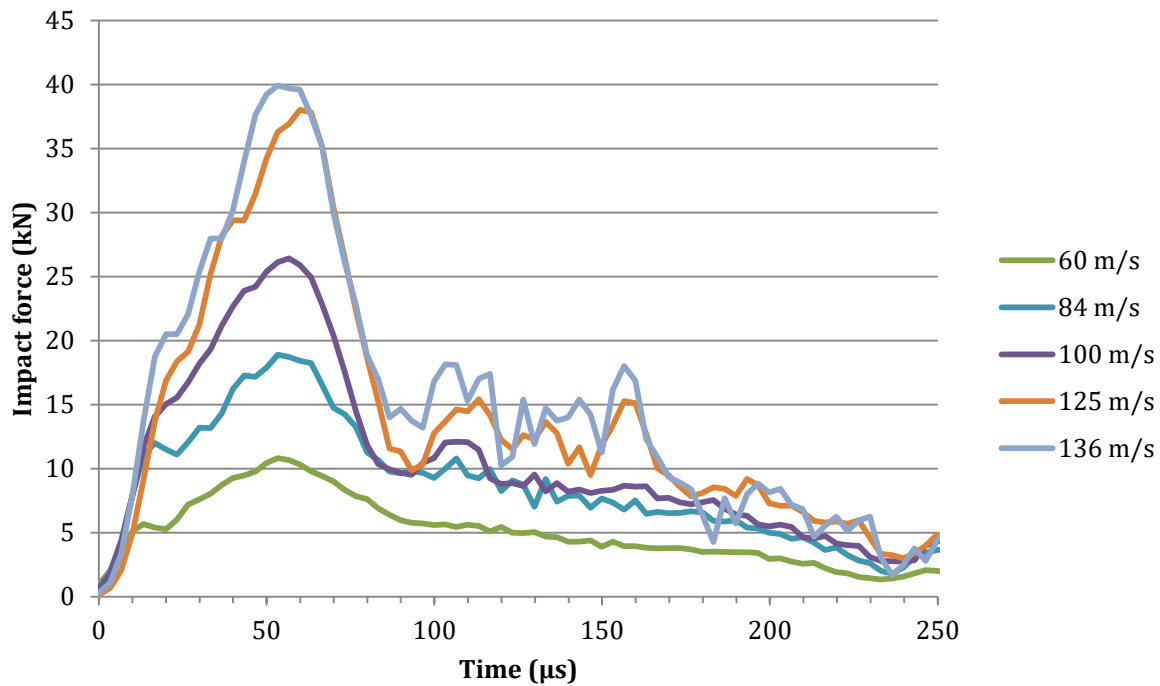


Figure 3-12 : Impact force curves of Ø50mm SHIs

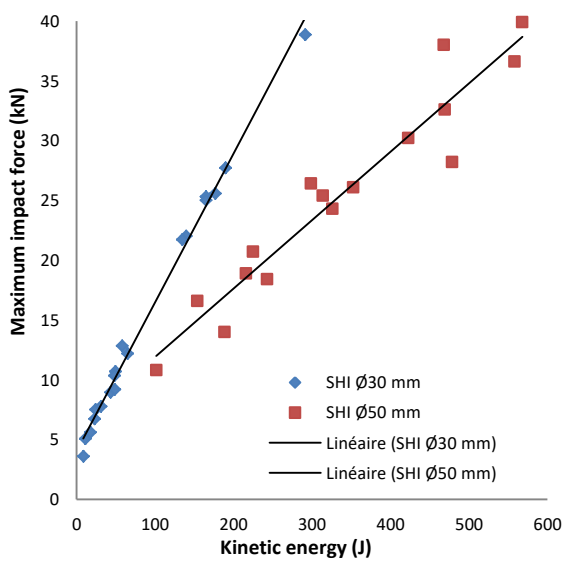


Figure 3-13 : Maximum impact forces reached for impacts on kinetic energy for Ø30mm and Ø50mm SHIs

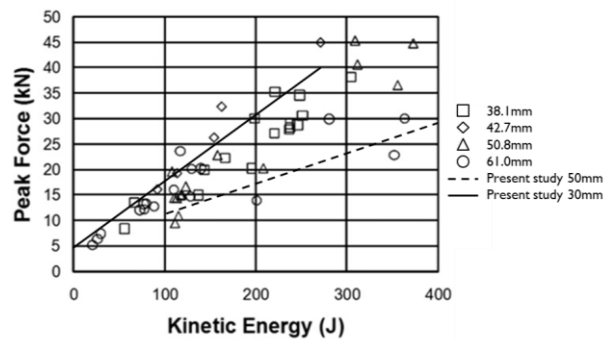


Figure 3-14 : Peak force and kinetic energy relationship for SHI impact tests with energies less than 400J (Tippmann, Kim, et Rhymer 2013)

5 Discussions

5.1 Comparisons with available results in literature

Reproducibility can be analysed using figure 3-13. As described in the introduction of section 4, four tests of Ø50mm SHIs have been realized at around $100m.s^{-1}$ (kinetic energy $E_k \approx 300J$) and a speed difference of 8% is observed. The dispersion in the maximum impact force is of 9%. The dispersion increases with the impact speed: it is equal to 24% for the impact speed of $130m.s^{-1}$ for the Ø50 mm SHIs. Dispersion could be caused by random orientation of projectile microstructure during the impact, and to small differences in microstructures between samples. However, there is a good repeatability in the full testing process. The dispersion is smaller for the Ø30mm SHIs than for Ø50mm SHIs.

Figure 3-13 and figure 3-14 show the maximum force reached during impacts versus the kinetic energy. Results obtained during the present study are compared to available results in the literature figure 3-14. Results are within the overall dispersion. However, the tendency of higher force for smallest SHIs at equivalent kinetic energy is more visible.

Figure 3-15 shows a comparison between experimental results obtained by (Tippmann, Kim, et Rhymer 2013) and results obtained in the present study. The global shapes of the response of impacts are similar. Results of both studies are comparable, but differences appear. The peak impact force of Tippman's study should be in the middle between 26kN and 38kN because $110m.s^{-1}$ is an intermediate speed between $125m.s^{-1}$ and $100m.s^{-1}$. But it is near the peak force of the $125m.s^{-1}$ impact. Also, the peak force in Tippman's study is delayed of $20\mu s$. These differences highlight the importance of ices' properties. Indeed, force sensor and post treatment are similar. In particular control of the manufacturing protocol and the knowledge of the microstructure obtained are essential to enable comparisons between SHIs impact studies. As an example, Tippmann's mould is made of aluminium whereas moulds used in this study are made of silicone; so initial state of the SHI is probably not the same, internal stress state, initial cracks... The temperature of the test is also important. Differences induced by the manufacturing process and the test protocol could induce major differences in the material, resulting in the impossibility to compare results.

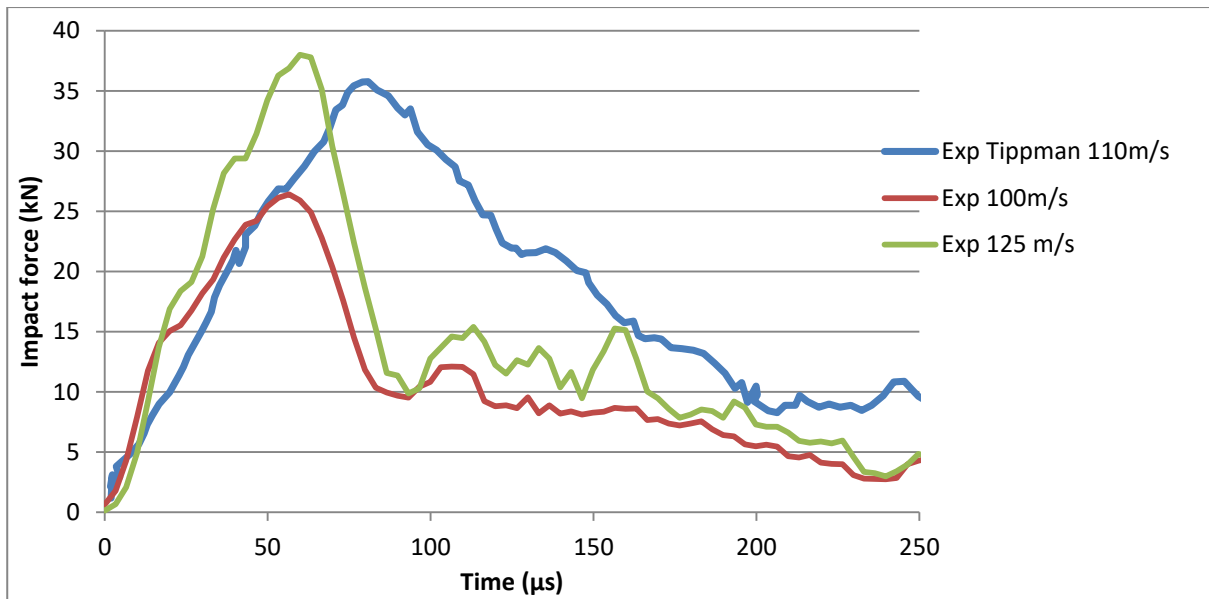


Figure 3-15 : Experimental comparison of Ø50mm SHIs between the present study and (Tippmann, Kim, et Rhymer 2013)

5.2 Impact scenario analysis

5.2.1 Strain rate influence

Comparing figure 3-11 and figure 3-12, at the same impact speed, peak force is higher in the case of Ø50mm SHI. This seems logical because Ø50mm SHI are 4,5 times heavier than Ø30mm SHIs, so kinetic energy is 4,5 times higher. However, seeing figure 3-13, comparing peak force versus kinetic energy, peak force is higher for Ø30mm SHIs. This could be due to much higher speeds generating higher strain rates than in Ø50mm SHIs. As illustrated, and observed in (Schulson 2001; Shazly, Prakash, et Lerch 2009), maximum stress increases with the strain rate, so at same kinetic energy, the peak force for the smaller SHIs are more important.

5.2.2 Three phases scenario

Analysing SHIs pictures under impact, see figure 3-9, three phases can be identified: 1- before the contact, the SHI is a solid; 2- as the contact is initiated, the SHI fragments, it fragments until 50μs, that phase is called “fragmentation”, as observed by (Tippmann, Kim, et Rhymer 2013); 3- during the third phase, it can be viewed as a granular state, fragments flow ones over the others. A granular state can be seen as an assembly of grains without cohesion between each other, the contact between grains describing the mechanical behaviour of the middle (Pouliquen et Chevoir 2002; GDR MiDi 2004). To correctly predict such a phenomenon, and numerically determine the induced loading on structures, the numerical model (material behaviour model and numerical method) have to be adapted and able to represent the three phases. Those observations are similar to those reported in the literature by (Guégan et al. 2011; Tippmann, Kim, et Rhymer 2013).

5.2.3 Peak force duration

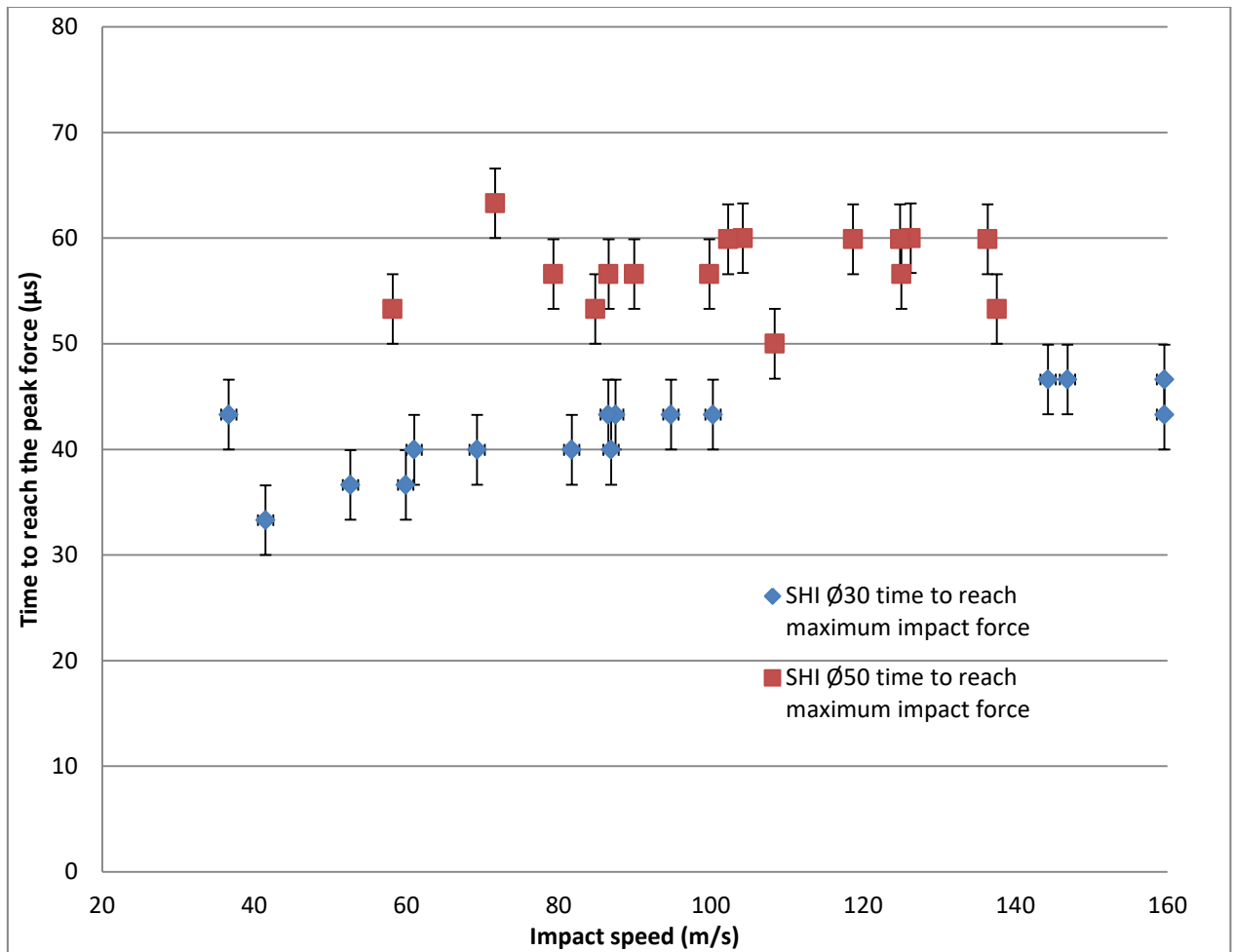


Figure 3-16 : Time to reach maximum impact forces on impact speed for Ø30mm and Ø50mm SHIs

Time to reach the peak force seems to be independent from the impact speed, as noticed by (Kim, Welch, et Kedward 2003; Pereira et al. 2006), see figure 3-16. Error bars are representing the measurement error related to the 300 kHz sampling acquisition. For Ø30mm SHIs, the average time to reach impact peak force is around $T_{F_{maxi}\text{Ø}30} = 43\mu\text{s}$. For the Ø50mm SHIs, the average time is $T_{F_{maxi}\text{Ø}50} = 57\mu\text{s}$. The ratio $\frac{T_{F_{maxi}\text{Ø}50}}{T_{F_{maxi}\text{Ø}30}} = 1.32$ is of same order of the diameter ratio $\frac{50\text{mm}}{30\text{mm}} = 1.67$. So, the time to reach the peak force may be related to the size of the SHI. This time could be linked to the crack propagation speed. Cracks are propagating at the same speed in the ice, independently from the size and the impact speed. Those results could be improved with a high speed camera that is able to reach higher strain rates than 100000fps to reduce the measurement error on the crack propagation, see section 4.1.

5.2.4 Fragment size

The size of fragments varies with speed. Figure 3-17 & figure 3-18 present two pictures taken at 50µs of Ø50mm SHIs impacted at 118m/s and 58m/s respectively. Larger

fragments can be seen on figure 3-18 than on figure 3-17. Kinetic energy is greater in the case of the 118 m/s impact, so more surface is created during the fragmentation of the SHI.

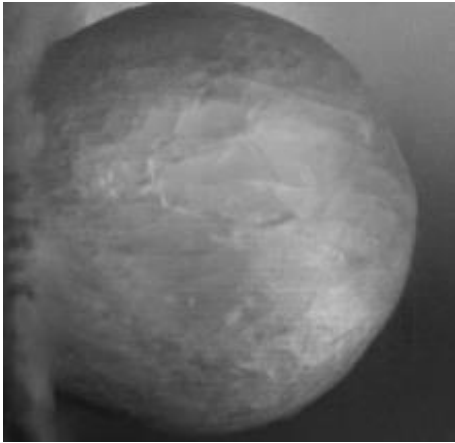


Figure 3-17 : Ø50mm SHI impacted at 118m/s,
picture at 50µs

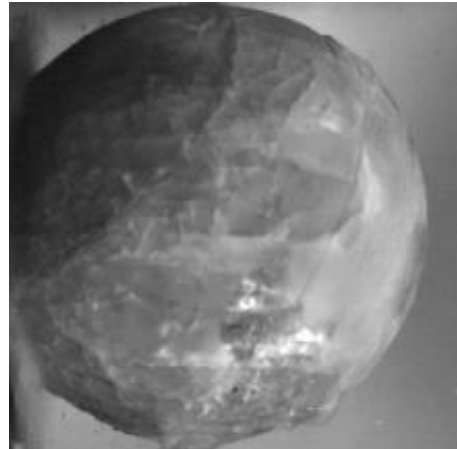


Figure 3-18 : Ø50mm SHI impacted at 58m/s,
picture at 50µs

These observations are also visible on Ø30mm SHIs. Figure 3-19 and figure 3-20 present 2 pictures of Ø30mm SHIs impacted at 171m/s and 37m/s respectively. Large cracks dividing the projectile in eight parts are visible in figure 3-20, whereas the SHI impacted at 171 m/s is opaque because of all the fissures fragmenting it, figure 3-19.

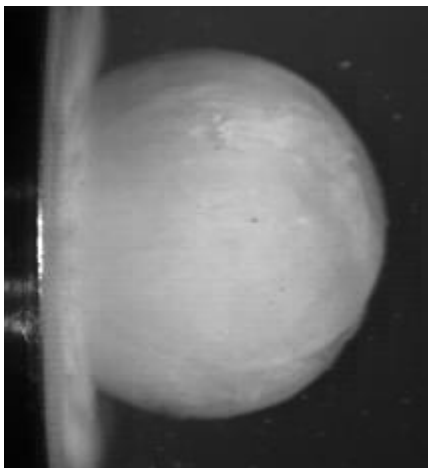


Figure 3-19 : Ø30mm SHI impacted at 171m/s,
picture at 20µs

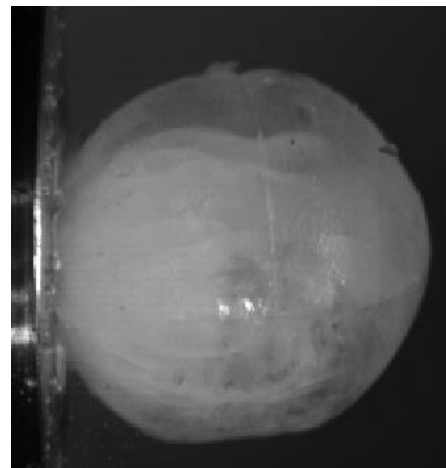


Figure 3-20 : Ø30mm SHI impacted at 37m/s,
picture at 20µs

5.3 Size effect

Pre peak forces drop are observed on curves figure 3-11. They are present, but with less amplitude for the Ø50mm force curves, see figure 3-12.

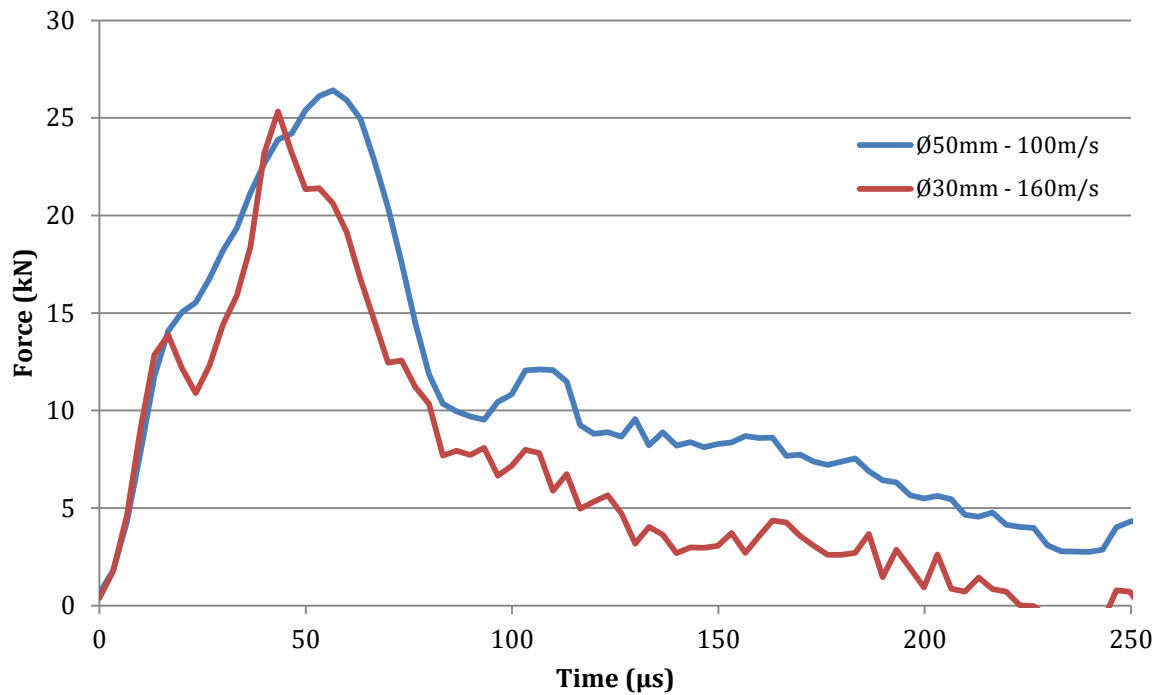


Figure 3-21: Impact force curve comparison for a Ø30mm SHI and a Ø50mm SHI

Figure 3-21 shows a comparison of two impact force reaching similar maximum force of the two sizes of SHIs tested. The pre peak force drop is identifiable on the Ø30mm curve, but not visible on the Ø50mm curve.

The decreasing of the force between 17µs and 23µs in the case of Ø30mm SHI could be due to crushing of the contact area that is fragmented during the first 15µs of the impact. The force increases again until 43µs because the rest of the SHI is not totally fragmented yet and the area of contact between the SHI and the target is increasing. The phenomenon is not visible in most of the Ø50mm SHIs impacts.

This difference between the two sizes of SHIs tested could be explained by more confinement in the contact area in the case of larger SHIs. Testing additional SHIs sizes could help explaining that phenomenon. Numerical simulations could provide insight measurement and also help for the understanding of that phenomenon, barely visible in the literature (Tippmann, Kim, et Rhymer 2013).

6 Summary and Conclusions

A complete experimental protocol for the realisation of experimental tests of laboratory manufactured hailstones has been presented. Every aspect of the tests is detailed: manufacturing of samples, analyses of their microstructure, experimental set-up used and post-processing of the results. Results are presented, compared to those found in open literature and interpretations are proposed. The results presented here are an addition to scientific data base on the subject. Because samples' microstructures are provided, their

influence during the impact can be discussed. Also, these results could be helpful to develop a consistent model able to predict impact loadings on structures.

Among other things, the particularity of the SHI impact is that there is a transition from a solid state to a granular one. At the very beginning of the impact, the projectile fragments and then, a granular flow is observed. The time to reach the peak force and the full fragmentation of the SHI seems to be independent of the impact velocity. This may be verified in the case of impacts at slower velocity than the speed of fragmentation wave in the ice (Pereira et al. 2006). However, the size of fragments is dependant of the impact speed. More fragments, which are smaller, are created in the case of high speed impact. The peak force is higher for smaller SHIs at equivalent kinetic speed because of the maximum stress's dependency on the strain rate of ice.

7 Perspectives

To continue that research work, investigating the effect of the microstructure would be interesting. The effect of the microstructure is known on the quasi static mechanical behaviour of ice, but how does-it influence the dynamic one? Moreover, differences are observed comparing results of studies, see figure 3-15. But explaining them is not easy because no information is given on the microstructure of their samples.

Adding experimental data for slower impact speed would enable better interpretation for the fragmentation of the SHI: would the fragmentation speed remain approximately constant? What about the size of fragments, and the energy transmitted to the structure? Add experimental data for higher impact speed could give information about the behaviour of SHIs approaching the impact speed similar to the fragmentation speed.

However, only a global force versus time is available. Having a pressure repartition on the target over the time would be very useful information for future model validations.

8 Acknowledgments

Microstructures observations have been realized in the IGE laboratory in Grenoble. David Georges and Maurine Montagnat are gratefully acknowledged for the time passed to explain the methodology.

3.1.2 Validation du capteur de force

Afin de valider l'installation expérimentale, notamment l'utilisation du capteur de force dynamique, une simulation a été réalisée. L'objectif de cette simulation est de comparer les efforts appliqués et mesurés sur le modèle du capteur dynamique. Aussi, afin de connaître l'influence de l'embout (« platen »), qui permet d'augmenter la surface d'impact, fixé en bout de barre, une barre avec et une barre sans embout ont été simulées. Numériquement, la méthode de mesure de l'effort est similaire à la méthode expérimentale : la contrainte dans la direction longitudinale de la barre est mesurée dans un élément dont le positionnement est identique au positionnement des jauges sur la barre réelle, et l'effort est déterminé grâce aux propriétés dimensionnelles de la barre (diamètre $\varnothing 28\text{mm}$).

Le capteur est discrétisé en 143 620 (131 616 pour le cas de la barre sans embout) éléments C3D8r, éléments 3D à 8 nœuds et intégration réduite, figure 3-22. Le logiciel de calculs éléments finis utilisé est Abaqus v6-14. Les conditions limites de la barre réelles sont simulées : les nœuds du maillage (représentés en orange sur la figure 3-22) situés au niveau des paliers réels sont libres de translater dans la direction longitudinale de la barre uniquement. Le modèle de comportement est un modèle élastique linéaire dont les paramètres sont les suivants :

- Densité : $\rho = 2700 \text{ kg.m}^{-3}$;
- Module d'Young : $E = 70000 \text{ MPa}$;
- Coefficient de Poisson : $\nu = 0,33$.

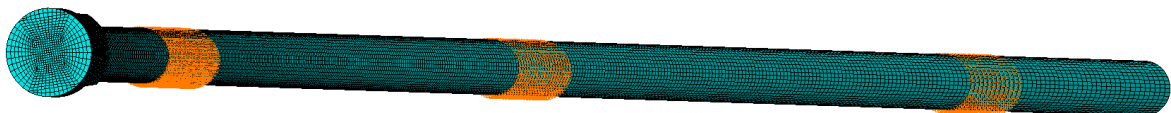


Figure 3-22 : Maillage et conditions limites de la barre avec embout

Les hypothèses suivantes sont faites pour la modélisation du capteur :

- aucun frottement n'est présent dans les paliers ; des paliers en téflon, graissés, sont utilisés sur l'installation expérimentale ;
- aucune dissipation n'est présente dans le modèle, aucune dissipation d'énergie n'est modélisée ;
- l'embout et la barre ne sont qu'une seule pièce ; sur l'installation expérimentale, l'embout est vissé sur la barre préalablement filetée.

L’effort appliqué sur la face d’impact du capteur est le même dans le cas de la simulation de la barre avec et sans embout. Cet effort est représentatif de l’effort provoqué par un impact de grêlon, en termes de maximum de force, de durée pour atteindre le maximum de force et de durée totale du signal. Les réponses obtenues dans le cas de la barre avec embout et de la barre sans embout sont comparées à l’effort appliqué sur chacune d’elle Figure 3-23. Dans le cas de la barre sans embout, l’effort mesuré est très proche de l’effort appliqué, un écart temporel de $3\mu\text{s}$ est observé lors de la phase de montée de l’effort, et des oscillations sont observées durant la phase de déchargement. Dans le cas de la barre avec embout, l’effort est légèrement filtré, un retard de l’ordre de $30\mu\text{s}$ est mesuré pour atteindre le maximum de force et le plateau n’est pas observé. Durant la phase de redescente, quelques oscillations apparaissent.

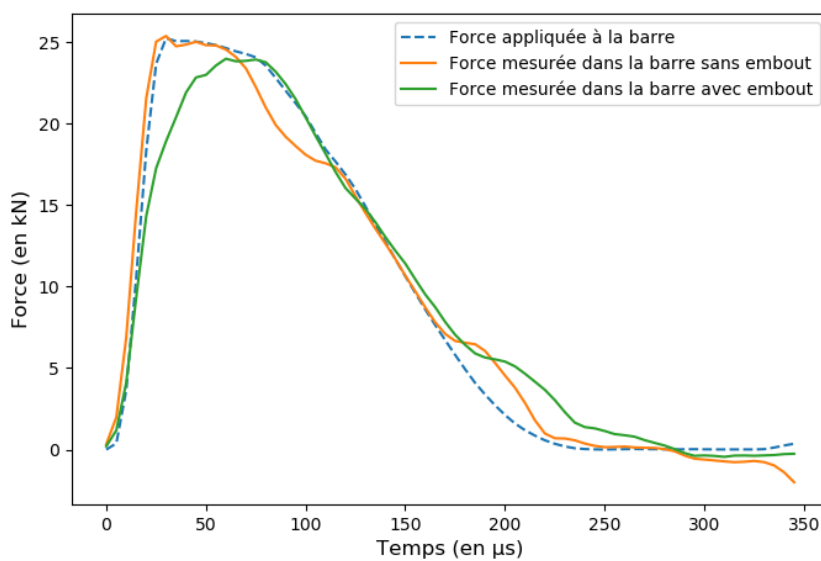


Figure 3-23 : Comparatifs des mesures de forces de plusieurs façons sur le capteur

Figure 3-24 sont tracées les courbes de mesures de force faites à partir de tous les éléments de la section droite de la barre. La superposition parfaite de ces courbes montre qu’une mesure locale de surface à partir d’une jauge de déformations est suffisante pour déterminer la force d’impact via la loi de Hooke.

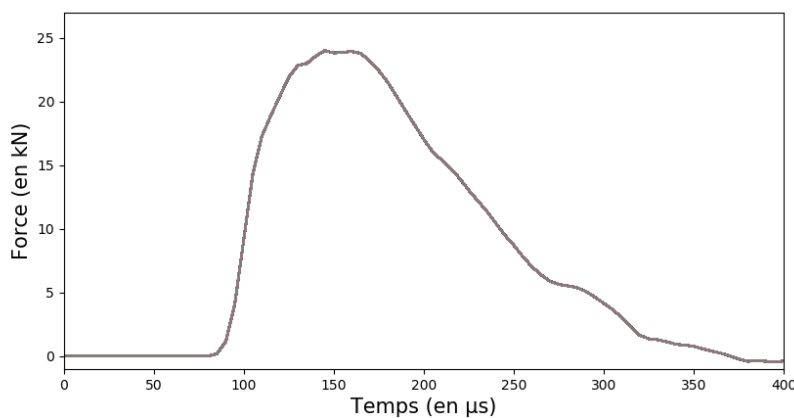


Figure 3-24 : Tracé de la force pour tous les éléments de la section droite de la barre

Le capteur de force utilisé lors de cette étude expérimentale est caractérisé. L'effort appliqué en bout de barre est correctement retranscrit par le capteur, en termes de maximum d'effort et de tendance globale.

Toutefois, il apparaît clairement que des différences existent entre l'effort appliqué et l'effort mesuré. Il est donc nécessaire, dans le cadre de comparaisons de forces d'impacts numériques et expérimentales de modéliser le capteur. Si tel n'est pas le cas, les écarts entre signaux ne pourraient être correctement interprétés.

3.1.3 Synthèse : étude expérimentale d'impacts

Pour cette étude, une installation expérimentale d'impacts a été développée et validée. Un protocole complet a également été développé pour la réalisation d'impacts de grêlons de laboratoire, SHIs. Toutes les étapes sont détaillées, la fabrication des échantillons, l'analyse de leur microstructure, l'installation expérimentale utilisée et le post-traitement des résultats. Tous les résultats obtenus sont présentés et comparés aux résultats disponibles dans la littérature. Des interprétations aux observations réalisées sont proposées.

L'impact de SHIs a notamment la particularité d'avoir une transition d'un état solide à un état granulaire. Au tout début du phénomène d'impacts, le projectile fragmente et ensuite un écoulement de fragments les uns sur les autres est observé. Au demeurant, les temps pour atteindre le maximum d'effort et la fragmentation semblent indépendants de la vitesse d'impact. Ce phénomène est observable dans le cas où la vitesse d'impact est inférieure à la vitesse de fragmentation. Par contre, la taille des fragments est, quant à elle, dépendante de la vitesse d'impact : plus la vitesse d'impact est importante, plus le nombre de fragments est important, moins ils sont gros. Aussi, le maximum d'effort atteint durant l'impact est plus important pour les SHIs les plus petits, à énergie d'impact égale.

Plusieurs interprétations sont données suite à ces essais expérimentaux. Pour en confirmer certaines, et/ou discuter, l'étude numérique qui suit est proposée.

3.2 Analyses des états de contraintes dans une sphère soumise à l'impact

Cette deuxième partie vise à analyser les états de contraintes internes et les taux de déformations d'un projectile sphérique durant un impact. Les contraintes principales seront analysées afin de connaître les directions principales de sollicitations. Les taux de déformations seront également mesurés, ces données, non disponibles dans la littérature permettront d'avoir des données supplémentaires pour le développement d'un modèle de comportement dynamique de la glace.

Comme observé expérimentalement, le grêlon de laboratoire, lors d'un impact, passe d'un état solide à un état granulaire. Pour cette étude, ce sont uniquement les premiers instants de l'impact qui nous intéressent, quand le projectile peut encore être considéré comme solide. Pour cette étude numérique, le comportement mécanique de la sphère est élastique linéaire. Ce sont les états de contraintes amenant à la fragmentation du projectile que nous souhaitons analyser.

3.2.1 Modèle

La géométrie considérée est une sphère de diamètre 50 mm qui impacte une cible rigide. La double symétrie est exploitée pour ne représenter qu'un quart de la sphère. Le capteur de force dynamique n'est pas modélisé ici car ce sont les états internes au projectile qui nous intéressent, pas la force induite par l'impact. Le modèle de comportement utilisé est un modèle élastique linéaire dont les propriétés matériau sont celles de la glace :

- Densité : $\rho = 900 \text{ kg.m}^{-3}$;
- Module d'Young : $E = 9380 \text{ MPa}$;
- Coefficient de Poisson : $\nu = 0,3$.

Un maillage de 436 982 éléments C3D8r est utilisé pour le modèle du quart de sphère, figure 3-25. Les conditions limites sont telles que les nœuds dans les plans de découpe du quart de sphère ne peuvent se déplacer hors plans. La vitesse d'impact est de 70 m.s^{-1} . Le contact entre le projectile et la cible est un contact de type pénalisation sans coefficient de frottement. Le maillage de la sphère a été choisi sur la base d'une étude de convergence en contrainte maximale. Le maillage de la cible a été choisi de façon à avoir une taille de maille similaire à celle de la sphère pour une meilleure gestion du contact.

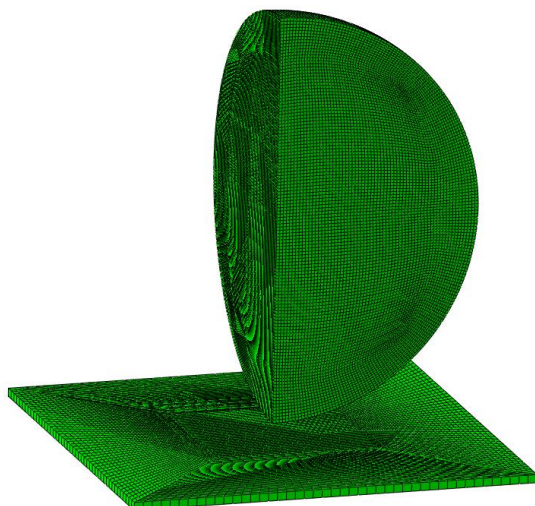


Figure 3-25 : Maillage du quart de sphère Ø50mm modélisé ainsi que de la cible

3.2.2 Résultats

3.2.2.1 Etats de contrainte

Le temps d'observation est 10 μ s après impact. Grâce aux films, il est possible de voir que ce temps correspond au début de la propagation des fissures dans tout le projectile.

La pression hydrostatique est très localisée dans le projectile, autour de la zone de contact avec la cible, figure 3-26. Au-delà d'un cercle de rayon 8 mm centré sur la zone d'impact, la pression de confinement est de l'ordre de 0.

Discussion autour de la question du changement d'état en cours d'impact

La pression maximale atteinte dans le projectile est de l'ordre de 1 000 MPa, soit 10 000 bars. A la température de -10°C, la pression d'équilibre solide-liquide de l'eau est de 1 400 bars⁴. Il y a donc, a priori, fusion de la glace à cause du confinement local. Il pourrait toutefois y avoir un état hors équilibre et/ou un phénomène cinétique qui ne laisserait pas le temps à la fusion d'apparaître. Aussi, le comportement mécanique réel du matériau va venir fortement modifier cet état de confinement local.

⁴ http://nte.mines-albi.fr/Thermo/co/uc_Clapeyron.html,
https://fr.wikipedia.org/wiki/Formule_de_Clapeyron

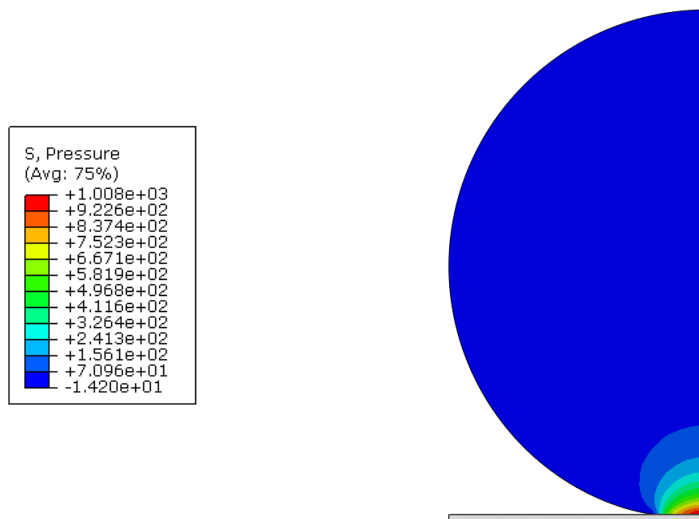


Figure 3-26 : Pression hydrostatique en MPa à l’instant $t = 10 \mu s$ (calculs réalisés avec Abaqus qui calcule la pression hydrostatique p à partir du tenseur des contraintes σ de la façon suivante : $p = -tr(\sigma)$ (Abaqus 2014))

La contrainte de Von Mises, présentée figure 3-27, est plus répartie au sein du projectile. L’étendue de la zone d’évolution de la contrainte de Von Mises est de l’ordre de 20 mm. Son maximum est atteint pour une valeur de 738 MPa et est situé en décalé par rapport à la zone de contact, 3 mm au-dessus.

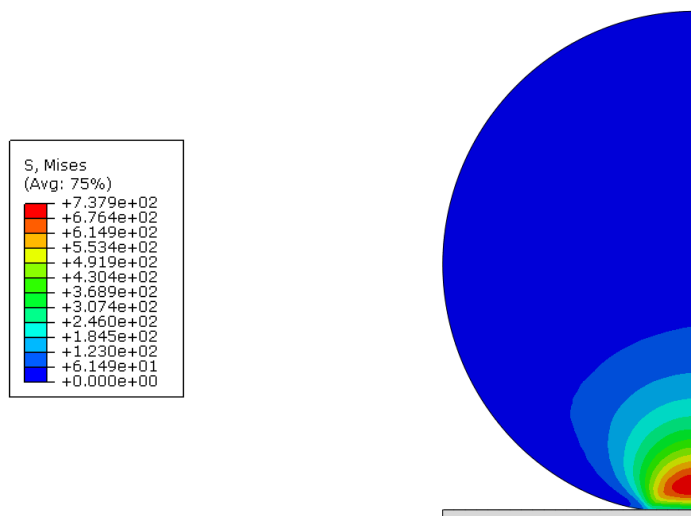


Figure 3-27 : Contrainte équivalente de Von Mises en MPa à l’instant $t = 10 \mu s$

La partie positive de la première contrainte principale est affichée figure 3-28. Les portions grises correspondent à des zones dans lesquelles la première contrainte principale est négative : la zone au niveau du point de contact correspond à l’endroit où la pression est importante et une autre zone allant de la 25 mm à 40 mm dans la hauteur du projectile est également sollicitée en compression. Elle correspond à une onde qui se propage dans le projectile. Partout ailleurs, la contrainte principale maximale est positive et varie de 0 MPa à 21,4 MPa. Cette cartographie de la valeur de contrainte principale montre que 10 μs après

impact une importante sollicitation de traction, notamment juste en dessous du centre de la sphère et en surface, est présente, voir les deux zones rouges figure 3-28.

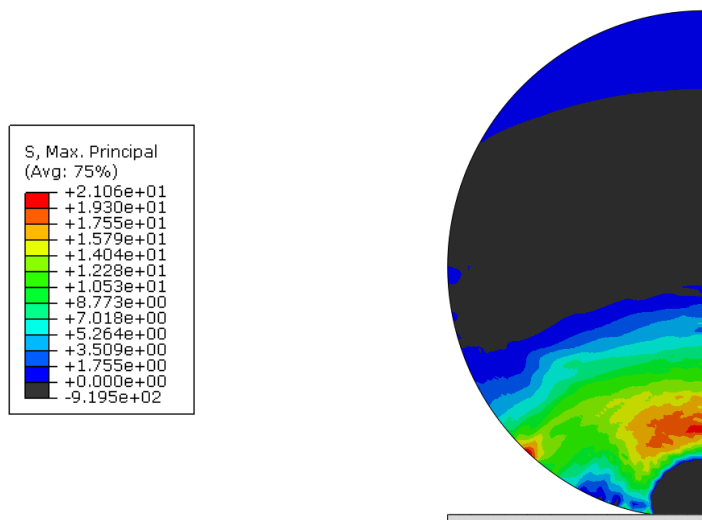


Figure 3-28 : Contrainte principale maximale en MPa à l'instant $t = 10 \mu s$

Figure 3-29 est représentée la direction de la contrainte principale maximale observée figure 3-28. Uniquement un set d'éléments sur le pourtour de la sphère est représenté pour une meilleure visibilité. La direction de contrainte principale maximale est ortho radiale.

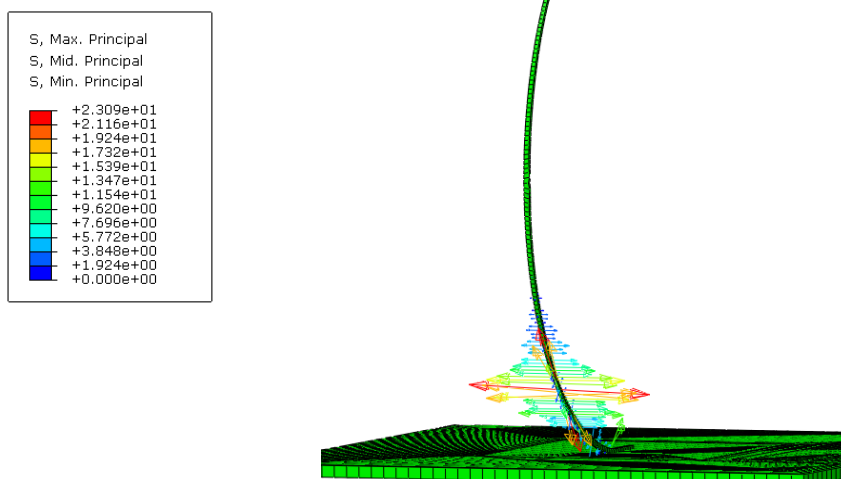


Figure 3-29 : Direction de la contrainte principale maximale sur le pourtour de la sphère à l'instant $t = 10 \mu s$

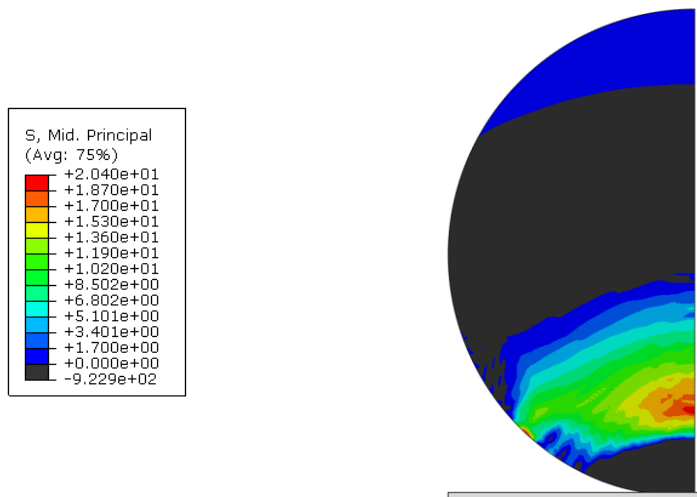


Figure 3-30 : Deuxième contrainte principale en MPa à l'instant $t = 10 \mu s$

Les observations de la contrainte principale numéro 2 montrent qu'un état de traction bi axial est présent dans une zone de 18 mm à 25 mm au-dessus du point d'impact.

Suite aux résultats obtenus précédemment, il est possible que de la fusion très localisée de l'eau apparaisse au niveau de la zone d'impact. De plus, les observations faites à la caméra rapide montrent que les zones de contraintes principales maximales correspondent aux endroits de départs des fissures. La recommandation est donc de s'intéresser à la traction pour la glace soumise à l'impact, comme suggéré par l'étude de la littérature dédiée aux matériaux fragiles.

3.2.2.2 Effet structure

Afin de découpler l'effet de la structure des effets matériau durant l'impact, la même étude a été faite avec une sphère de diamètre 30 mm. Le modèle numérique est donc identique au modèle présenté paragraphe 3.2.1, le projectile changeant de diamètre. Afin d'avoir des énergies d'impacts identiques dans le cas du calcul avec le projectile $\varnothing 50$ mm et le calcul avec le projectile $\varnothing 30$ mm, la vitesse d'impact du projectile $\varnothing 30$ mm est égale à : $V_{impact} = 108 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$.

Les analyses des états de contrainte interne au projectile sont faites pour une force d'impact égale, dans le cas du projectile $\varnothing 50$ mm et du projectile $\varnothing 30$ mm. A $t_{\varnothing 50 \text{ mm}} = 10 \mu s$, la force d'impact du projectile $\varnothing 50$ mm précédent est $F_{impact_{\varnothing 50 \text{ mm}}}(t_{\varnothing 50 \text{ mm}}) = 13,5 \text{ kN}$. Le temps choisi pour étudier les états de contraintes internes au projectile $\varnothing 30$ mm est tel que $F_{impact_{\varnothing 30 \text{ mm}}}(t_{\varnothing 30 \text{ mm}}) = 13,5 \text{ kN}$. Le temps d'observation des sollicitations internes est donc égal à : $t_{\varnothing 30 \text{ mm}} = 8,6 \mu s$. Ce temps d'observation est logiquement très proche de celui du modèle de projectile $\varnothing 50$ mm.

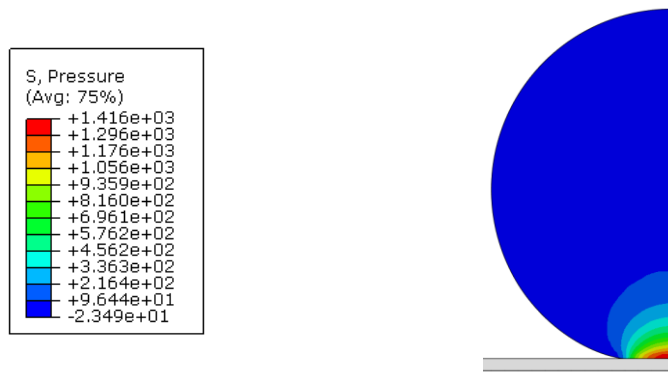


Figure 3-31 : Pression hydrostatique en MPa à l'instant $t = 8,6 \mu\text{s}$ (calculs réalisés avec Abaqus qui calcule la pression hydrostatique p à partir du tenseur des contraintes σ de la façon suivante : $p = -tr(\sigma)$ (Abaqus 2014))

La pression hydrostatique maximale atteinte dans le projectile est de l'ordre de 1 400 MPa, figure 3-31. Cette pression hydrostatique est 1,4 fois supérieure à celle obtenue dans le cadre du projectile de diamètre 50mm, qui est de l'ordre de 1 000 MPa.

A force égale, le ratio des pressions hydrostatiques des projectiles $\varnothing 30$ mm et $\varnothing 50$ mm est cohérent avec les rapports de pressions données par le contact de Hertz en quasi-statique dans le cas d'un contact sphère-plan :

$$F \approx E\sqrt{R}\delta^{\frac{3}{2}} \quad P_{maxi} \approx \frac{2E}{\pi} \sqrt{\frac{\delta}{R}} \quad (3-1)$$

où F est la force engendrée par la contact, E est le module d'Young du matériau de la sphère, R est le rayon de la sphère, δ est l'interpénétration et P_{maxi} est la pression hydrostatique maximale au sein de la sphère. Dans les deux cas d'études, le matériau est identique, la force de contact également, et l'interpénétration est supposée égale.

La pression hydrostatique maximale dans une sphère est :

$$P_{maxi} \approx \frac{2}{\pi} E^{\frac{2}{3}} F^{\frac{1}{3}} R^{-\frac{2}{3}} \quad (3-2)$$

Le rapport des pressions maximales dans la sphère $\varnothing 30$ mm et la sphère $\varnothing 50$ mm est égal à :

$$\frac{P_{maxi\varnothing 30}}{P_{maxi\varnothing 50}} = \frac{R_{\varnothing 30}^{-\frac{2}{3}}}{R_{\varnothing 50}^{-\frac{2}{3}}} = \frac{15^{-\frac{2}{3}}}{25^{-\frac{2}{3}}} = 1,4 \quad (3-3)$$

Il est donc logique de trouver des niveaux de contraintes supérieurs dans le plus petit projectile. Les effets inertiels influencent peu la pression hydrostatique, en effet, elle est très proche de la zone de contact, les effets inertiels sont faibles.

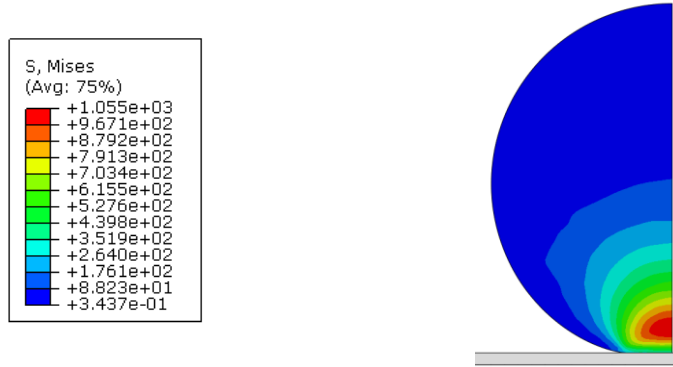


Figure 3-32 : Contrainte équivalente de Von Mises en MPa à l’instant $t = 8,6 \mu s$

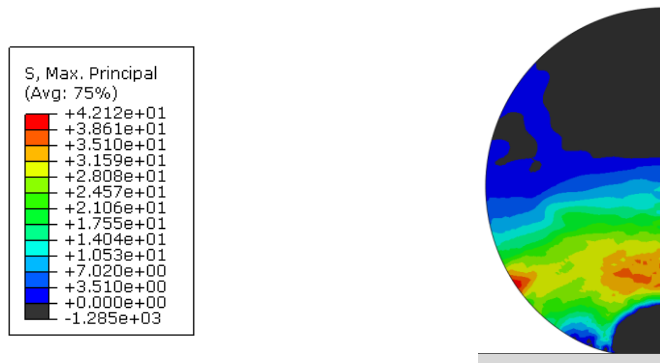


Figure 3-33 : Contrainte principale maximale en MPa à l’instant $t = 8,6 \mu s$

Les champs de contraintes dans le cas de la contrainte équivalente de Von Mises, figure 3-32, et de la partie positive de la contrainte principale maximale, figure 3-33, sont similaires à ceux observés précédemment pour le cas du projectile $\varnothing 50$ mm. Toutefois, les niveaux atteints sont également supérieurs dans le cas du petit projectile : la contrainte équivalente de Von Mises et la contrainte principale maximale sont respectivement 1,4 et 2 fois supérieures dans le cadre de l’impact du projectile diamètre 30mm.

A même force d’impact, les contraintes sont plus élevées dans le projectile le plus petit. Il devrait donc se fragmenter plus tôt. Cependant, ce n’est pas ce qui est observé expérimentalement, voir figure 3-13 (courbe $F_{impact_{maxi}} vs E_C$), où, à énergie cinétique équivalente, la force d’impact maximale est supérieure dans le cadre d’un petit projectile. Ce phénomène n’est donc pas un effet structure mais bien un effet du matériau. Deux hypothèses sont émises pour expliquer ce phénomène, le matériau se renforce avec le taux de déformation, et/ou un effet d’échelle, le petit projectile étant plus petit, il y a moins de maillons faibles, voir partie 2.5.

3.2.2.3 Taux de déformations

Cette étude numérique permet également de mesurer les taux de déformation dans les projectiles dans les premiers instants après impact. Ces valeurs permettront de connaître les ordres de grandeurs des taux de déformations dans le cadre de la modélisation d'impacts de grêlons de laboratoire, ils pourront aider au choix d'essais de caractérisation mécanique dynamique de la glace dédiés à ce sujet.

La valeur absolue des taux de déformations dans la première direction principale de l'impact du quart de sphère $\varnothing 50$ mm à $V_{impact} = 70 \text{ m.s}^{-1}$ sont présentés figure 3-34. Ils sont observés pour des temps allant de 0 μs à 14 μs après contact.

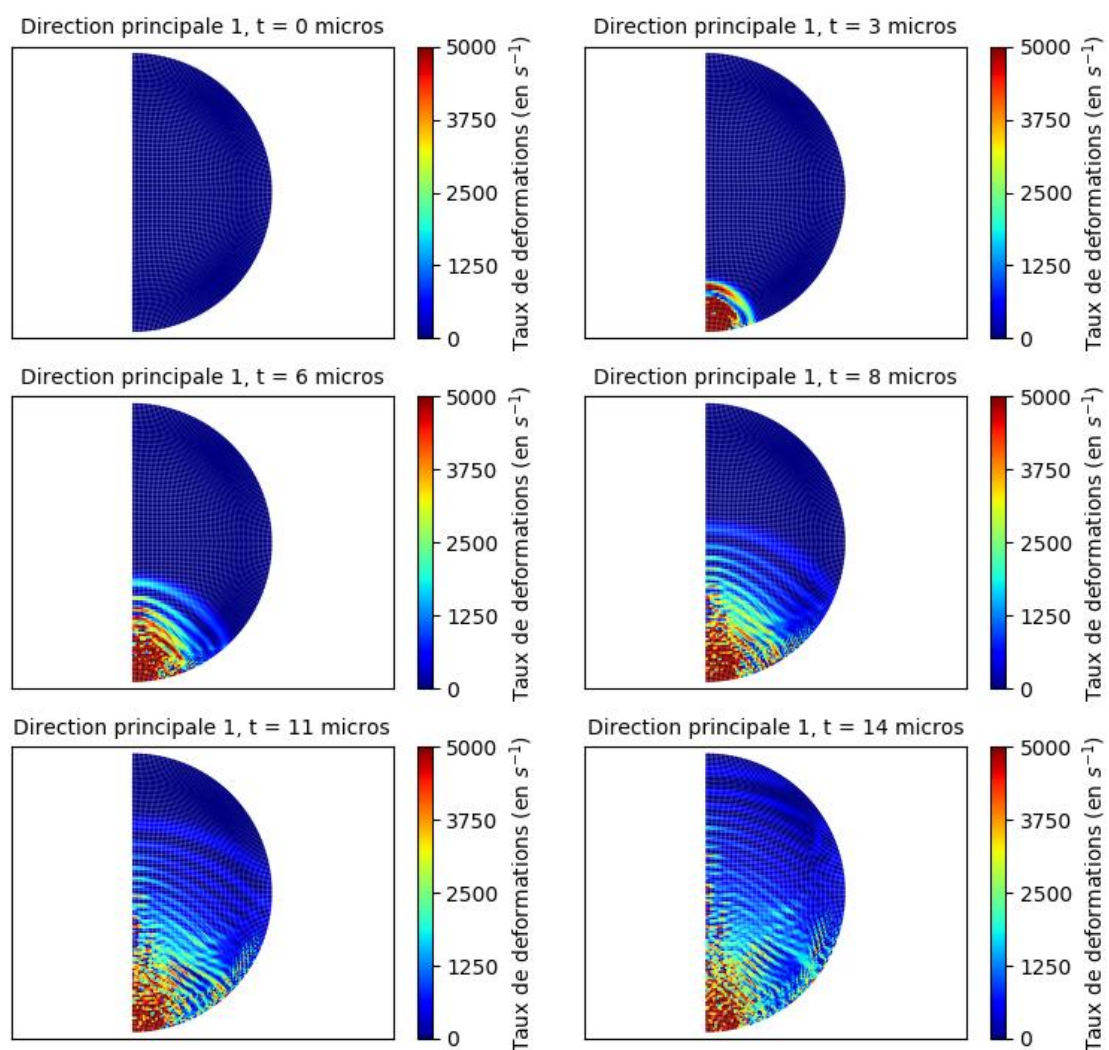


Figure 3-34 : Cartographies des taux de déformation de la déformation principale 1 pour différents instants pour une sphère $\varnothing 50$ mm à $V_{impact} = 70 \text{ m.s}^{-1}$

Les taux de déformations atteints varient de 0 s^{-1} à plus de $5\,000 \text{ s}^{-1}$, le maximum étant atteint proche de la zone de contact. L'échelle ne permet pas de visualiser la valeur de taux de déformations maximale afin de pouvoir mieux visualiser les taux de déformations

atteints dans le reste du projectile. Au-delà de la zone de contact, les taux de déformation varient de 500 s^{-1} à $2\,500 \text{ s}^{-1}$.

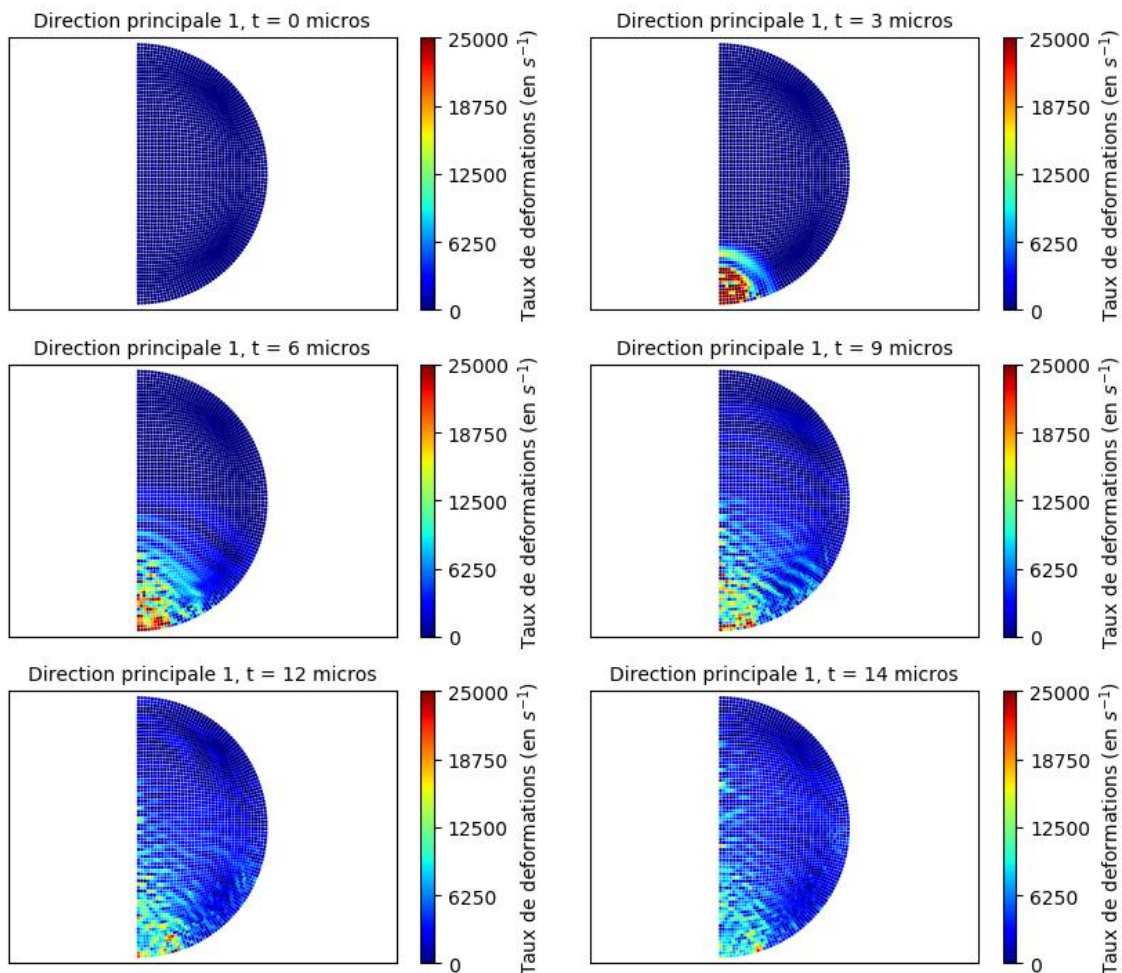


Figure 3-35 : Cartographies des taux de déformation de la déformation principale I pour différents instants pour une sphère $\text{Ø}30 \text{ mm}$ à $V_{\text{impact}} = 108 \text{ m.s}^{-1}$

La figure 3-35 présente les cartographies de la valeur absolue du taux de déformation dans la première direction principale pour différents instants pour un impact de sphère de $\text{Ø}30 \text{ mm}$ à $V_{\text{impact}} = 108 \text{ m.s}^{-1}$. Dans ce cas, les taux de déformations sont plus importants, ils montent jusqu’à plus de $25\,000 \text{ s}^{-1}$ dans la zone autour du contact projectile-cible. Ailleurs dans le projectile, ils évoluent de $2\,000 \text{ s}^{-1}$ à $12\,500 \text{ s}^{-1}$.

Ces résultats confirment la littérature et montrent l’importance de connaître les paramètres matériaux de la glace en fonction du taux de déformation.

3.3 Essais d'impacts numériques : modèle de Tippman

Cette partie s'intéresse à l'implémentation et au test du modèle proposé dans la littérature par (Tippmann, Kim, et Rhymer 2013). Ce modèle a été choisi car c'est celui qui se rapproche le plus des observations physiques faites précédemment. Il est parmi ceux qui demandent le moins de paramètres d'entrée, il est dépendant du taux de déformation, et il est implémentable dans Abaqus.

Les détails du modèle sont rappelés, et des modifications seront apportées. Ensuite, les résultats sont présentés et comparés aux observations effectuées parties 3.1 & 3.2. L'objectif de cette partie est d'appréhender la simulation de l'impact de SHI, et de vérifier quelles sont les performances des modèles actuels.

3.3.1 Implémentation et tests du modèle de Tippman

Le modèle de comportement développé par Tippmann, Kim et Rhymer (2013) est détaillé paragraphe 2.4.1.6.

3.3.1.1 Détails du modèle numérique

Ce modèle est basé sur une séparation des parties volumique p et déviatorique \bar{S} du tenseur des contraintes :

$$p = K\varepsilon_{vol} \quad \bar{S} = 2G\bar{e}^{el} \quad (3-4)$$

Un modèle de type plastique-parfait contrôle l'évolution inélastique du comportement jusqu'à rupture :

$$f = q - \bar{\sigma}(\bar{e}^{il}, d\bar{e}^{il}) \leq 0 \quad (3-5)$$

La rupture est déclenchée par l'atteinte de la condition de traction hydrostatique ultime :

$$p \geq p_{max} \quad (3-6)$$

Une fois le seuil de rupture atteint, le comportement est défini par :

$$\begin{cases} p = \min(p_{max}, p) \\ q = 0 \end{cases} \quad (3-7)$$

Le comportement post-rupture ne permet aucune résistance en cisaillement, et la pression ne peut être supérieure à p_{max} , c'est-à-dire qu'elle est limitée en traction. Mais le matériau peut toujours transmettre des chargements sous sollicitations de traction volumique jusqu'à p_{max} et de compression volumique.

Les paramètres utilisés sont ceux utilisés par Tippman :

Table 3-1 : Paramètres matériau d’entrée du modèle (Tippmann, Kim, et Rhymer 2013)

Summary of ice material model inputs.

Material property value		Additional comments
Young’s modulus: E	9.38 GPa	Based on published data [19]
Poisson’s ratio: ν	0.33	Based on isotropic relations using bulk and shear moduli [19]
Density: ρ	900 kg/m ³	Average of measured SHI densities
Tensile failure pressure	0.517 MPa	Chosen based on parametric study
Quasi-static yield strength	5.2 MPa	Applies for strain rates below 0.1 s ⁻¹
Rate dependent yield strength	[Tabular input]	See Table 2

Table 3-2 : Définition du coefficient de correction dynamique (Tippmann, Kim, et Rhymer 2013)

Strain rate dependent yield strength.

Strain rate (s ⁻¹)	Yield strength ratio ^a for:		
	Curve C1 – Avg	Curve C2 – Lower	Curve C3 – Upper
~0 (quasi-static)	1	1	1
0.1	1.01	1.01	1.01
0.5	1.50	1.27	1.72
1	1.71	1.38	2.03
5	2.20	1.65	2.75
10	2.42	1.76	3.06
50	2.91	2.03	3.78
100	3.13	2.15	4.09
500	3.62	2.41	4.81
1 × 10 ³	3.84	2.53	5.12
5 × 10 ³	4.33	2.80	5.84
1 × 10 ⁴	4.55	2.91	6.15
5 × 10 ⁴	5.04	3.18	6.86
1 × 10 ⁵	5.25	3.29	7.17
5 × 10 ⁵	5.75	3.56	7.89
1 × 10 ⁶	5.96	3.67	8.20

^a Ratio = rate-dependent yield strength over quasi-static yield strength.

3.3.1.2 Modifications apportées au modèle

3.3.1.2.1 Modèle de comportement

Comme observé partie 3.1, après rupture, le SHI devient un milieu granulaire, composé de fragments de glace. Il n’y a donc plus de résistance possible du milieu en traction lorsque le critère (3-6) est rempli. L’équation (3-7) devient donc :

$$\begin{cases} p = \min(0, p) \\ q = 0 \end{cases} \quad (3-8)$$

3.3.1.2.2 Modèle numérique

Dans leur travaux, Tippmann, Kim et Rhymer (2013) utilisent les éléments finis. Toutefois, comme démontré par Anghileri et al. (2005); Liu et Liu (2003), la méthode SPH, Smoothed Particle Hydrodynamics, est plus performante pour de telles applications. Tout comme la méthode éléments finis, la méthode SPH est une méthode continue. Le même modèle de comportement mécanique que celui développé par Tippmann, Kim, et Jennifer D. Rhymer (2013), avec la modification décrite précédemment, peut donc être utilisé. Les détails sur le paramétrage de la méthode SPH sont décrits ci-dessous, paragraphe 3.3.1.3.

De plus, comme expliqué paragraphe 3.1.2, le capteur de force est modélisé. Le grêlon numérique vient impacter le capteur de force dynamique numérique et la force d'impact numérique issue du capteur numérique est comparée à la force d'impact expérimentale.

Aucune viscosité artificielle autre que celles incluses dans le schéma d'intégration numérique d'Abaqus et celle de déformation volumique associée au matériau n'est présente dans la simulation. Cependant, le choix du paramètre de viscosité artificielle associée à la déformation volumique du matériau est basé sur une analyse fine des bilans d'énergies au cours de tous les calculs qui montrent que l'énergie issue de ces effets est très largement négligeable devant les autres énergies, l'énergie cinétique par exemple ($E_{artificielle} < 10^{-14} \times E_C$).

Le projectile et le capteur sont espacés de 1 mm en début de calcul. Cela permet une initialisation du contact en évitant d'éventuelles pénétrations de certaines particules. Un contact de type pénalisation est utilisé. Aucune friction entre le projectile et le capteur n'est introduite.

3.3.1.3 Méthode SPH et maillage du projectile

La méthode SPH est basée sur une fonction noyau qui permet de définir le lien entre les particules, voir [annexe A](#). Le type de noyau utilisé a de fortes influences sur les résultats obtenus (Liu et Liu 2003). Des simulations ont été menées avec différents types de noyaux (cubique, quadratique et quintique) et des instabilités numériques, telles que des énergies de déformation élastique négatives, apparaissent dans certains cas. Le noyau de type quintique a été choisi pour ses meilleures performances. La longueur de lissage définit le nombre de particules dans le domaine d'influence d'une particule d'intérêt. Le nombre de particules dans le domaines d'influence est laissé par défaut, de l'ordre de 50 à 60 particules (Abaqus 2014).

Le nombre de particules total pour discrétiser le projectile a été déterminé par une étude de maillage. Onze maillages ont été testés lors d'un calcul d'impact de SHI Ø30mm :

de 2 560 particules (Figure 3-36) à 387 672 particules (Figure 3-37). Les courbes de force d'impact en fonction du temps servent de référence pour le choix du maillage.

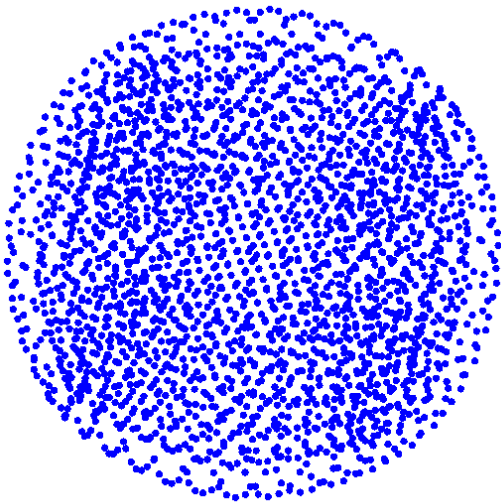


Figure 3-36 : Maillage du SHI, Ø30mm, 2 560 particules

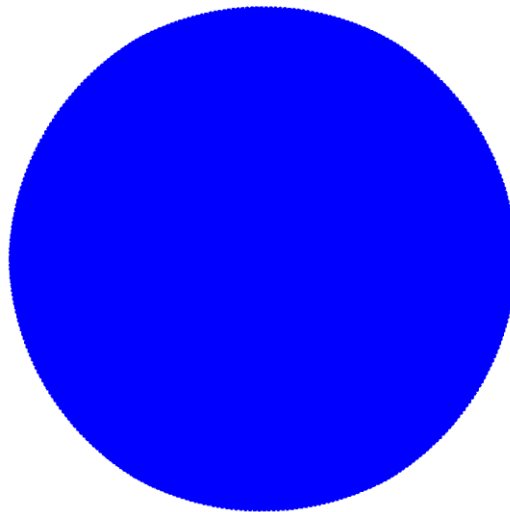


Figure 3-37 : Maillage du SHI; Ø30mm, 387 672 particules

Figure 3-38 sont présentées deux courbes d'impacts, pour les deux maillages extrêmes testés. D'importantes oscillations apparaissent dans la mesure de l'effort d'impact dans le cas de l'essai avec 2 560 particules. Ce maillage n'est donc pas retenu. Sur la courbe obtenue pour l'impact avec 387 672 particules, le bruit est nettement moins important, et d'un niveau inférieur au signal à observer.

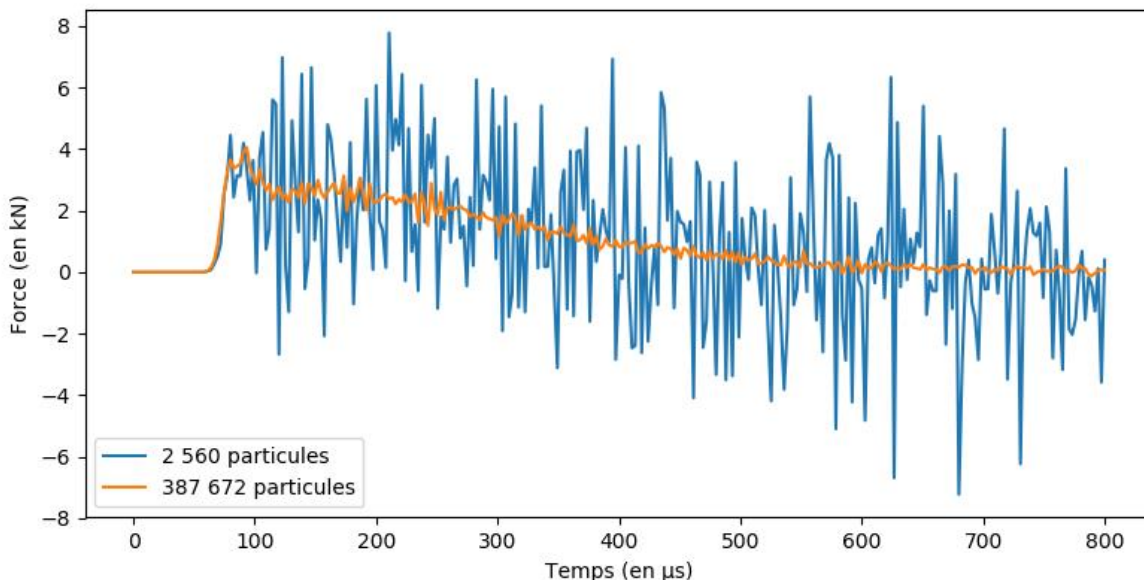


Figure 3-38 : Courbes comparatives de force en fonction du temps pour l'impact d'un SHI maillé avec 2 560 et 387 672 particules

La courbe de force réalisée avec un maillage intermédiaire utilisant 111 568 particules montre encore de nombreuses oscillations, tandis que les courbes réalisées avec les

maillages à 193 016 et 254 176 particules montrent des oscillations bien moins importantes, figure 3-39. Le maillage avec 193 016 particules, figure 3-40, a été retenu car il présente peu d'oscillations et un temps de calcul relativement rapide.

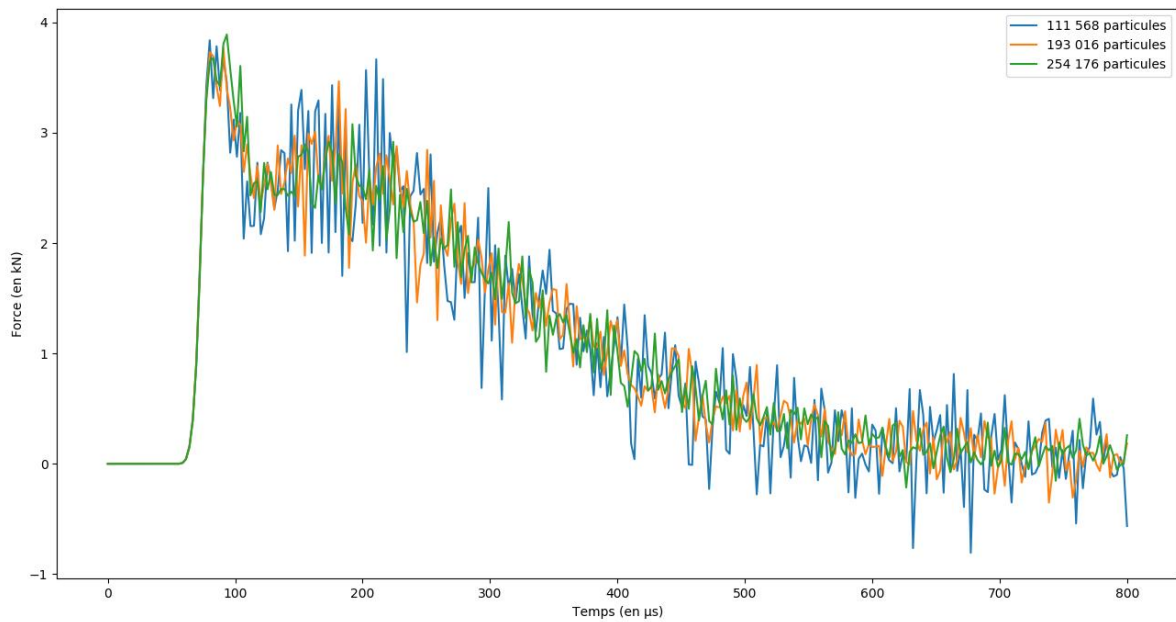


Figure 3-39 : Comparatif des courbes de force d'impact pour trois maillages

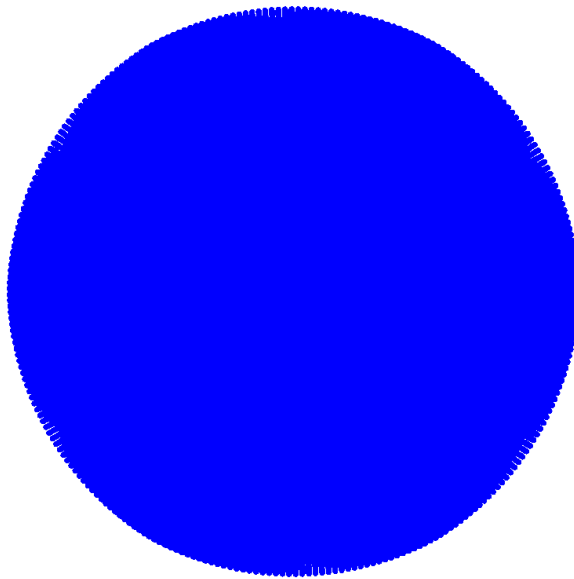


Figure 3-40 : Maillage d'un SHI Ø30mm avec 193 016 particules

Pour le modèle du SHI Ø50mm, la même densité de particules que dans le cas du SHI Ø30mm a été choisie. Le maillage du SHI Ø50 mm possède donc 895 128 particules.

3.3.2 Résultats

L'objet de cette partie est de présenter les résultats obtenus après simulations et de les comparer aux résultats expérimentaux. Les résultats d'un essai numérique pour un SHI

Ø50mm à la vitesse d'impact $V_{impact} = 84m/s$ sont détaillés paragraphe 3.3.2.2. Un bilan d'énergie complet est proposé. Une étude des performances du modèle numérique proposé est réalisée paragraphe 3.3.2.3. Un essai numérique correspondant à chaque essai expérimental disponible a été réalisé pour comparer les résultats.

Tous les calculs de cette étude sont réalisés avec le coefficient de correction dynamique $R(\dot{\epsilon}) = C_1 - avg$, table 3-2.

3.3.2.1 Remarque préliminaire

Tout d'abord, l'état des sollicitations du projectile est analysé 10 μs après contact avec le capteur dans le but de les comparer aux données obtenues précédemment, lors de l'impact de la sphère élastique.

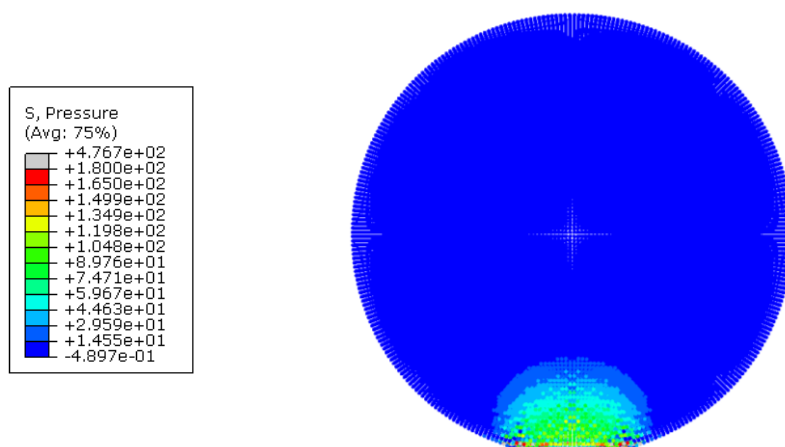


Figure 3-41 : Pression hydrostatique en MPa à l'instant $t = 10 \mu s$ (calculs réalisés avec Abaqus qui calcule la pression hydrostatique p à partir du tenseur des contraintes σ de la façon suivante : $p = -tr(\sigma)$ (Abaqus 2014))

Le champ de pression hydrostatique est similaire à celui obtenu dans le cadre de l'impact de sphère élastique. Toutefois, le niveau de pression atteint est nettement inférieur, il était de 1 000 MPa, figure 3-26, contre 477 MPa, figure 3-41.

Le champ de contrainte équivalente de Von Mises est bien différent. Il était centré sur un point situé 3 mm au-dessus du milieu de la zone d'impact et n'atteignait pas la surface extérieure de la sphère, figure 3-27. Dans le cas présent, figure 3-41, il est beaucoup plus diffus et vient atteindre la surface extérieure de la sphère. Le niveau de contrainte maximal atteint est deux fois inférieur à celui atteint dans le cas de l'impact de la sphère élastique et est toujours centré sur la zone d'impact. Ces différences s'expliquent par l'activation de phénomènes de plasticité et de passages à l'état granulaire dans le modèle de comportement du grêlon qui n'étaient pas présentes lors des simulations de sphère élastique précédentes. La rupture est visible dans au niveau de la zone de contact : les particules bleues ont une contrainte équivalente de Von Mises mise à zéro, qui est l'effet du critère de passage à l'état granulaire.

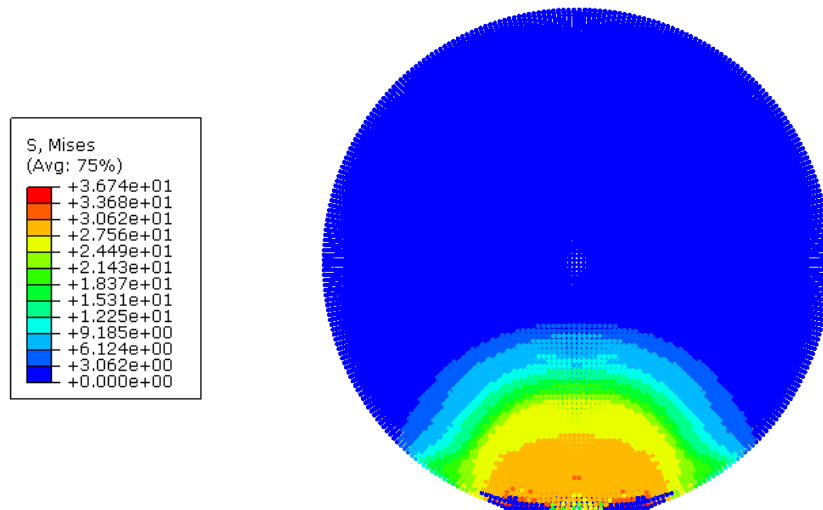


Figure 3-42 : Contrainte équivalente de Von Mises en MPa à l'instant $t = 10 \mu s$

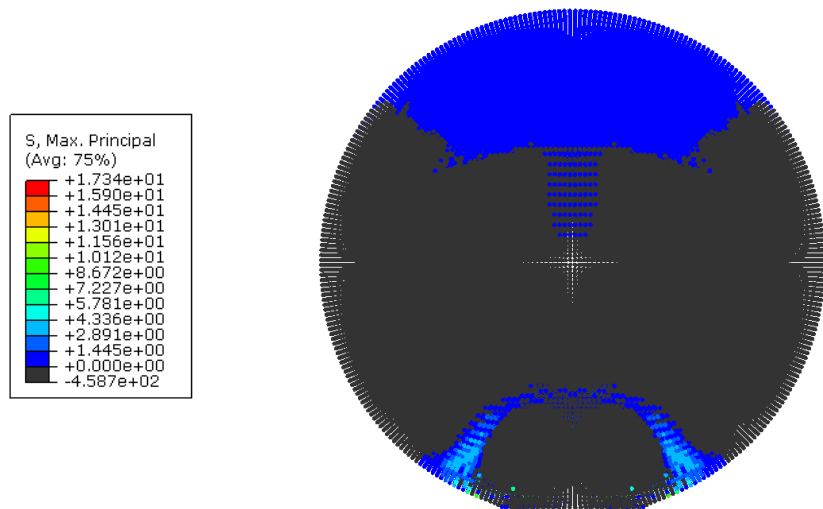


Figure 3-43 : Contrainte principale maximale en MPa à l'instant $t = 10 \mu s$

La contrainte principale maximale de traction est également moins sollicitée, figure 3-43 et figure 3-28. La zone sollicitée en traction est moins étendue, et le niveau de contrainte atteint est également plus faible, de l'ordre de 17 MPa contre 21 MPa précédemment.

Les différences remarquées entre cette simulation et la simulation précédente de l'impact de la sphère élastique sont principalement dues aux modèles de comportement mécanique utilisés : parfaitement linéaire élastique dans un cas, élastique plastique dans le second. Ce sont les non linéarités dans le second modèle qui viennent modifier les champs de contraintes.

3.3.2.2 Cas d'un impact de SHI diamètre 50mm, $V_{impact} = 84 \text{ m/s}$

Figure 3-44 sont présentées des images issues de la simulation d'un impact de SHI Ø50mm à la vitesse d'impact $V_{impact} = 84 \text{ m.s}^{-1}$. Le modèle utilisé est le modèle défini paragraphe 3.3.1. Les images présentées montrent le champ de contrainte équivalente de Von Mises. Comme lorsque le critère de passage à l'état granulaire est activé, la contrainte de Von Mises est forcée à zéro, la visualiser permet de se rendre compte de la propagation des fissures à travers le projectile. La couleur bleue sur les images correspond à une contrainte de Von Mises nulle, soit car la zone est non sollicitée, à l'instant $t = 0 \mu\text{s}$ par exemple, ou lorsque les fissures se propagent dans le maillage. Le SHI impacte la cible, non représentée, vers le bas.

La réponse du modèle est bonne : de la fissuration ortho-radiale est observée, et la fragmentation et l'écoulement sont bien captés. Très rapidement après initiation de l'impact, la zone du projectile en contact avec la cible est rompue, voir les particules bleues contre la cible à l'instant $t = 14 \mu\text{s}$ figure 3-44. Des macros fissures se propagent ensuite dans le projectile de $t = 22 \mu\text{s}$ à $t = 38 \mu\text{s}$, et il n'oppose quasiment plus de résistance au sens de Von Mises ensuite. Les observations numériques correspondent à ce qui est observé expérimentalement, voir partie 3.1.

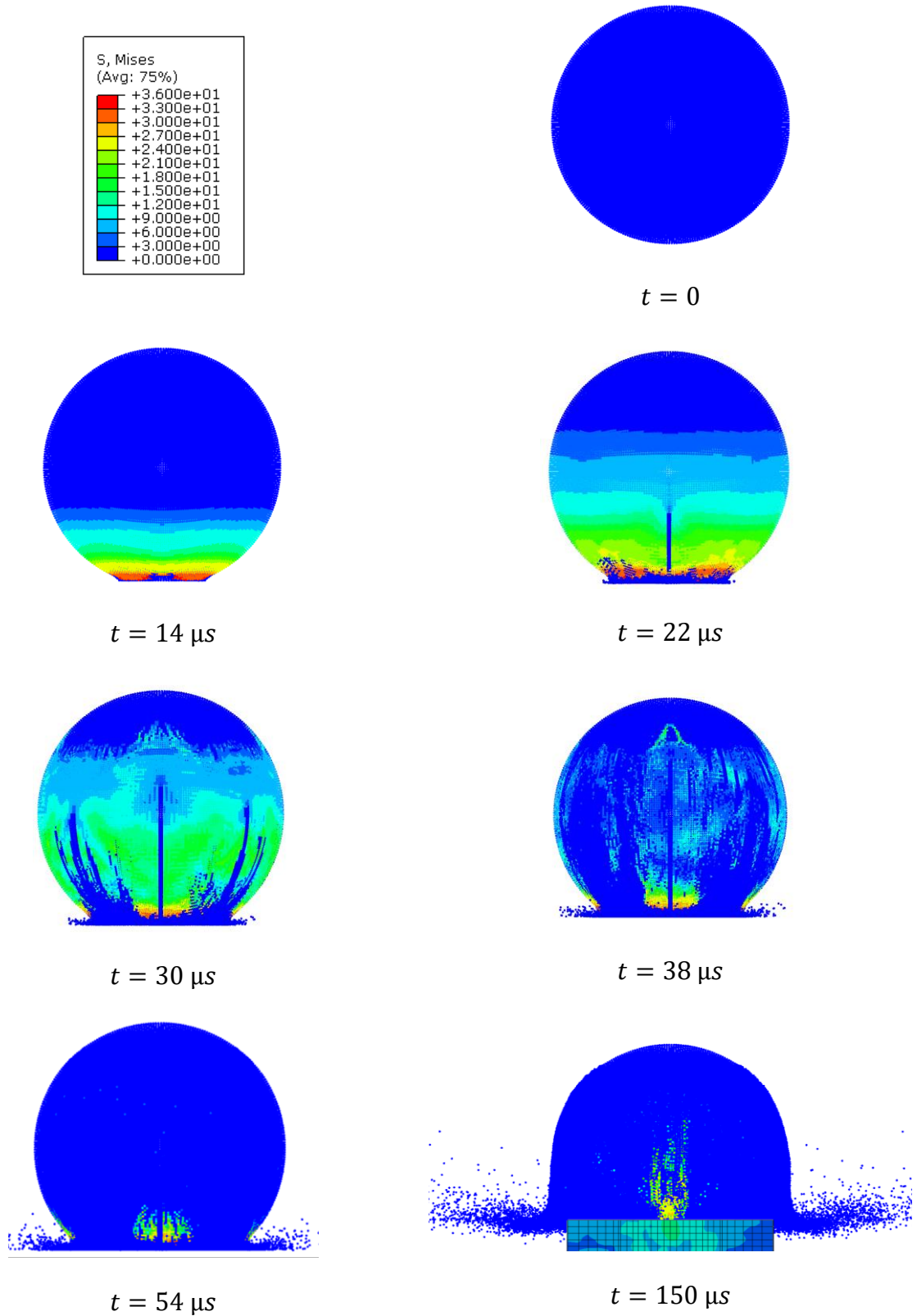


Figure 3-44 : Images numériques de l'impact d'un SHI Ø50mm à la vitesse de 84m/s, le champ de contrainte équivalente de Von Mises (en MPa) est représenté

Figure 3-45 est présentée la courbe de force induite par l’impact en fonction du temps. Cette courbe est extraite du modèle avec la méthode définie paragraphe 3.1.2. La position des images de la figure 3-44 est indiquée par les points orange.

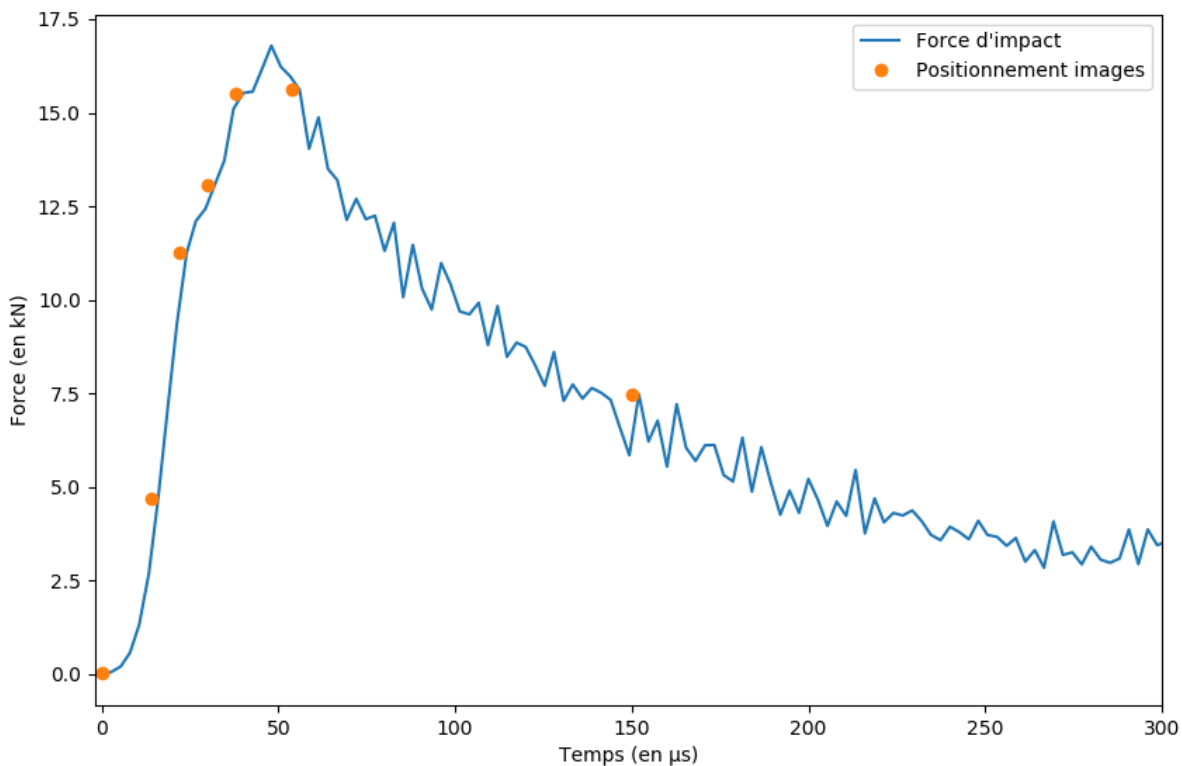


Figure 3-45 : Courbes de force induite par l'impact d'un SHI Ø50mm à 84m/s avec le positionnement des images de la figure 3-44 en orange

L’énergie de déformation se sépare en trois parties, figure 3-46 : une énergie de déformation récupérable, énergie de déformation élastique, une énergie de dissipation inélastique, cf détails du modèle paragraphe 3.3.1, et une énergie de viscosité artificielle. L’énergie de dissipation visqueuse est très largement négligeable devant les autres énergies mises en jeu. Dans le cas de la simulation menée, l’énergie de déformation élastique est très faible, et n’évolue que durant de très courts instants en tout début d’impact. Alors que l’énergie élastique a atteint son maximum, la dissipation plastique évolue de façon très rapide. En effet, la limite du domaine élastique atteinte, la plasticité est activée. La dissipation plastique cesse d’évoluer autour des 100 µs, quand le projectile est complètement fissuré, et que la contrainte de Von Mises est forcée à 0. Le niveau de déformation élastique maximum est très faible devant le niveau de dissipation plastique car la contrainte de VonMises élastique maximale est de 5,2 MPa tandis que dans le domaine plastique cette contrainte évolue jusqu’à 36 MPa, figure 3-44. Le paramètre pilotant la simulation est donc la plasticité.

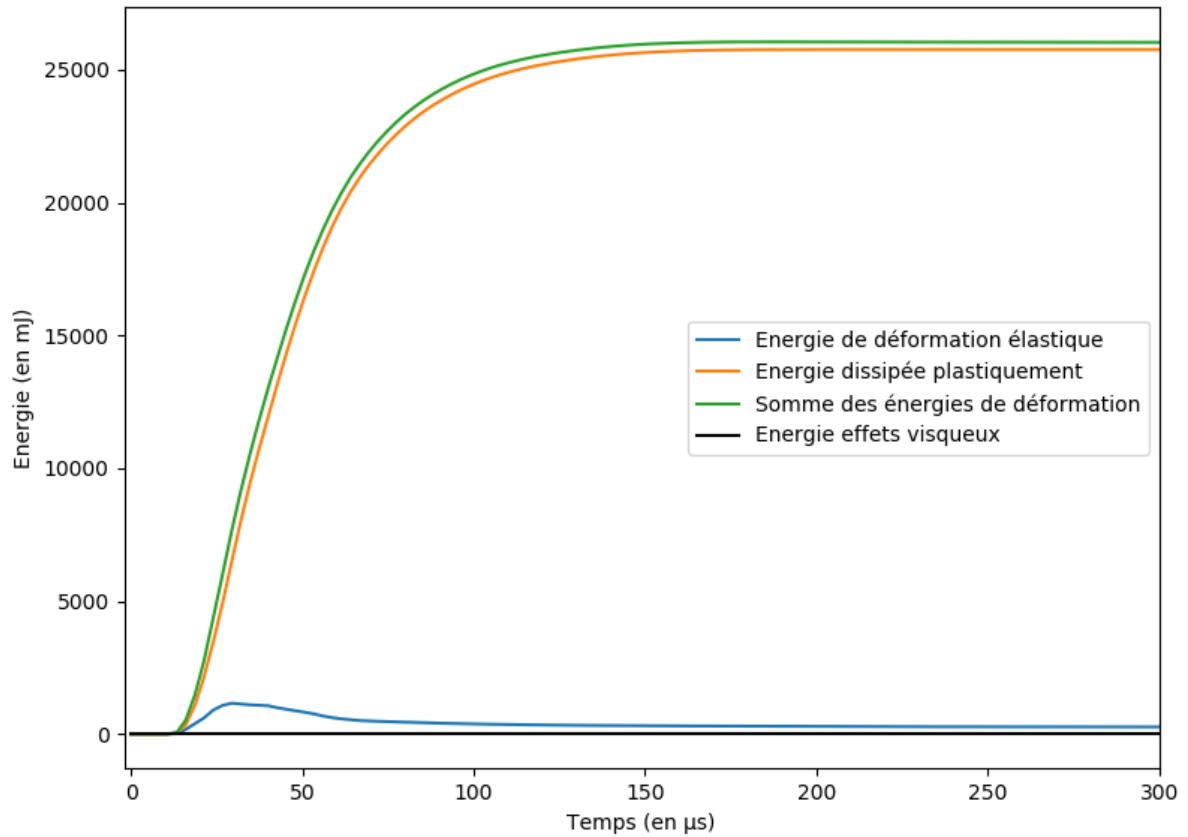


Figure 3-46 : Bilan d'énergie de déformations pour un impact de SHI à 84m/s

D'un point de vue macroscopique, le bilan d'énergie global du projectile est présenté Figure 3-47. L'essentiel de l'énergie cinétique initiale du projectile n'est pas absorbée. Environ 12% de l'énergie cinétique initiale est dissipée par effets plastiques dans la déformation du projectile avant fissuration.

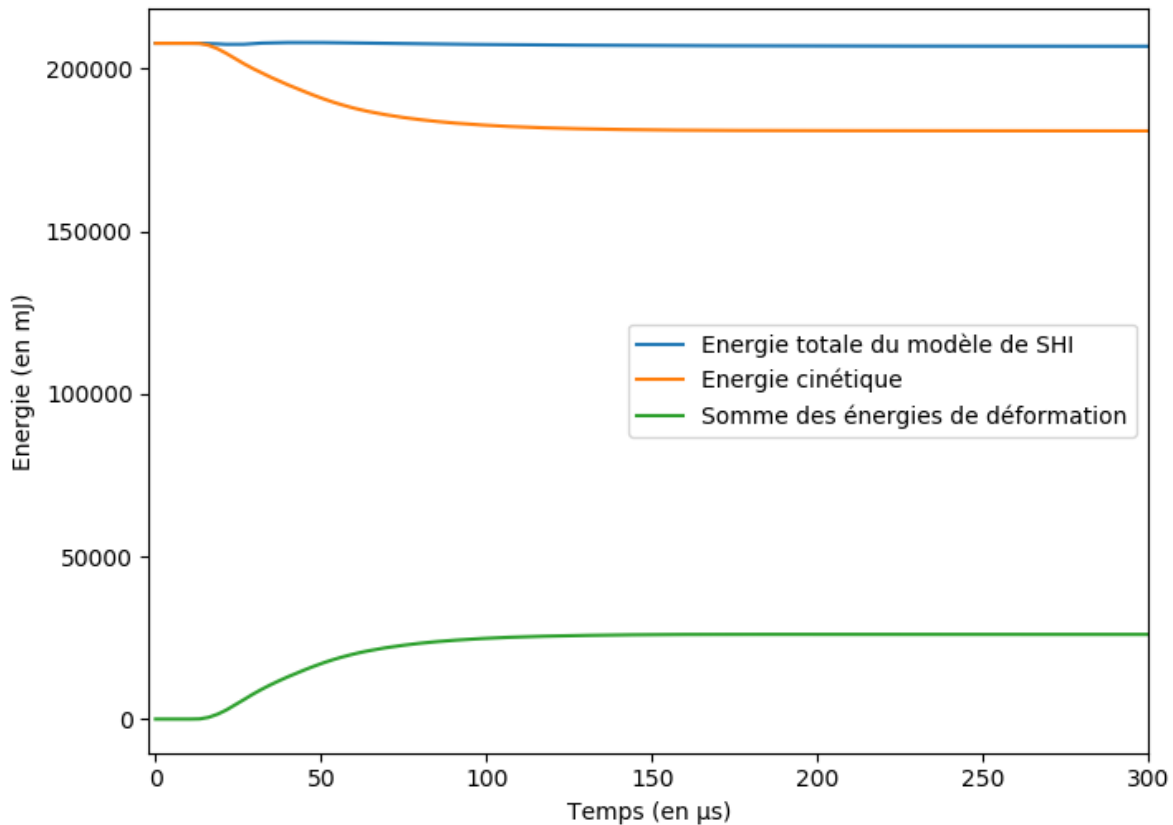


Figure 3-47 : Bilan d’énergies pour un SHI Ø50mm impacté à 84m/s

3.3.2.3 Comparatifs impacts numériques et impacts expérimentaux

Figure 3-48 et figure 3-49 sont présentées les courbes comparatives des essais numériques et expérimentaux.

La tendance globale des courbes est bien prédite par le modèle : croissance de la force d’impact très rapide jusqu’à son maximum puis décroissance plus progressive. Les pentes à l’origine des courbes sont correctement prédites. Les maximums de force d’impact sont bien prédits par le modèle pour le cas des SHIs Ø50 mm uniquement. Cependant, dans le cas des projectiles les plus petits, le modèle n’est pas du tout prédictif, figure 3-49.

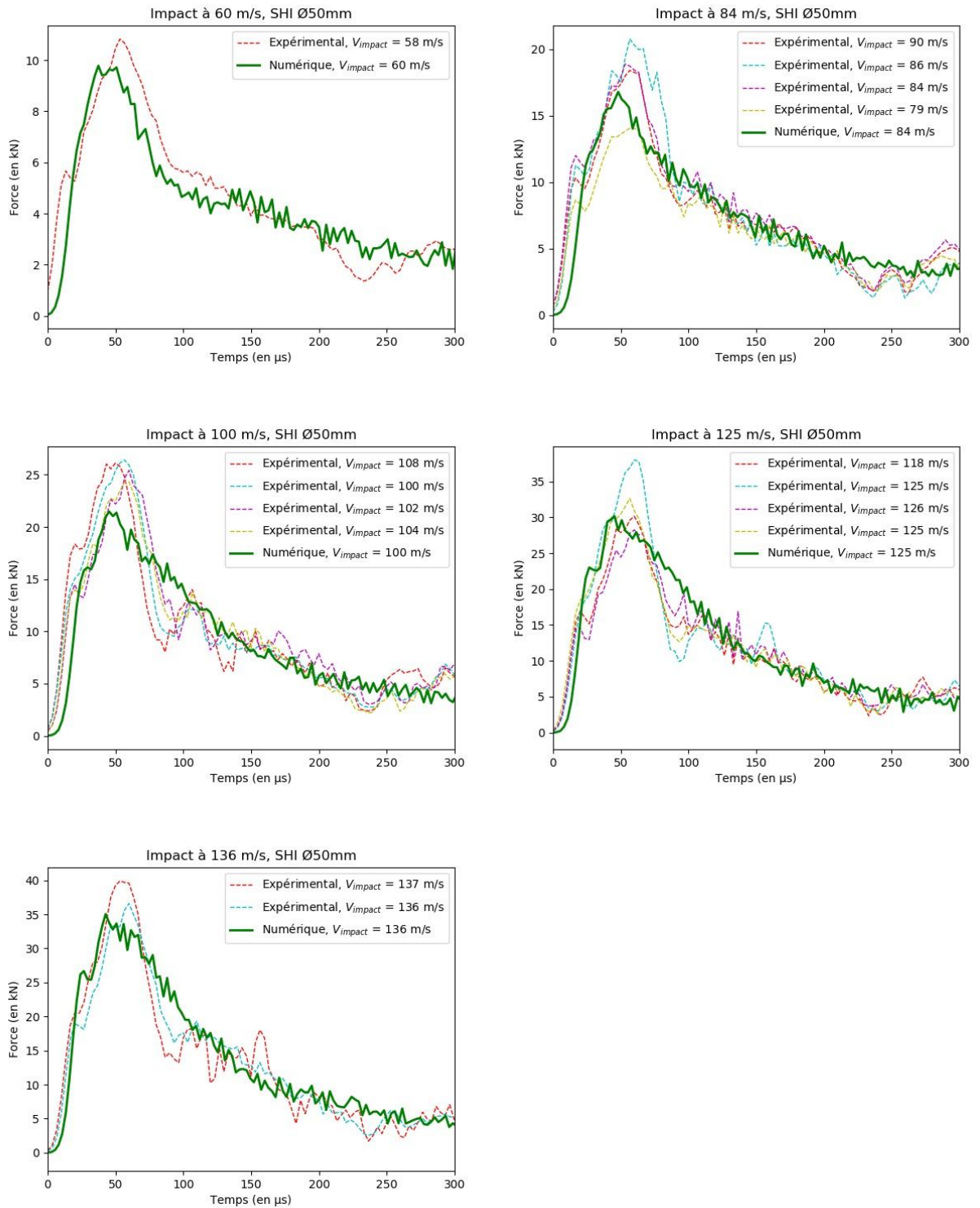


Figure 3-48 : Comparatifs de forces d'impacts en fonction du temps pour des impacts de SHI Ø50mm

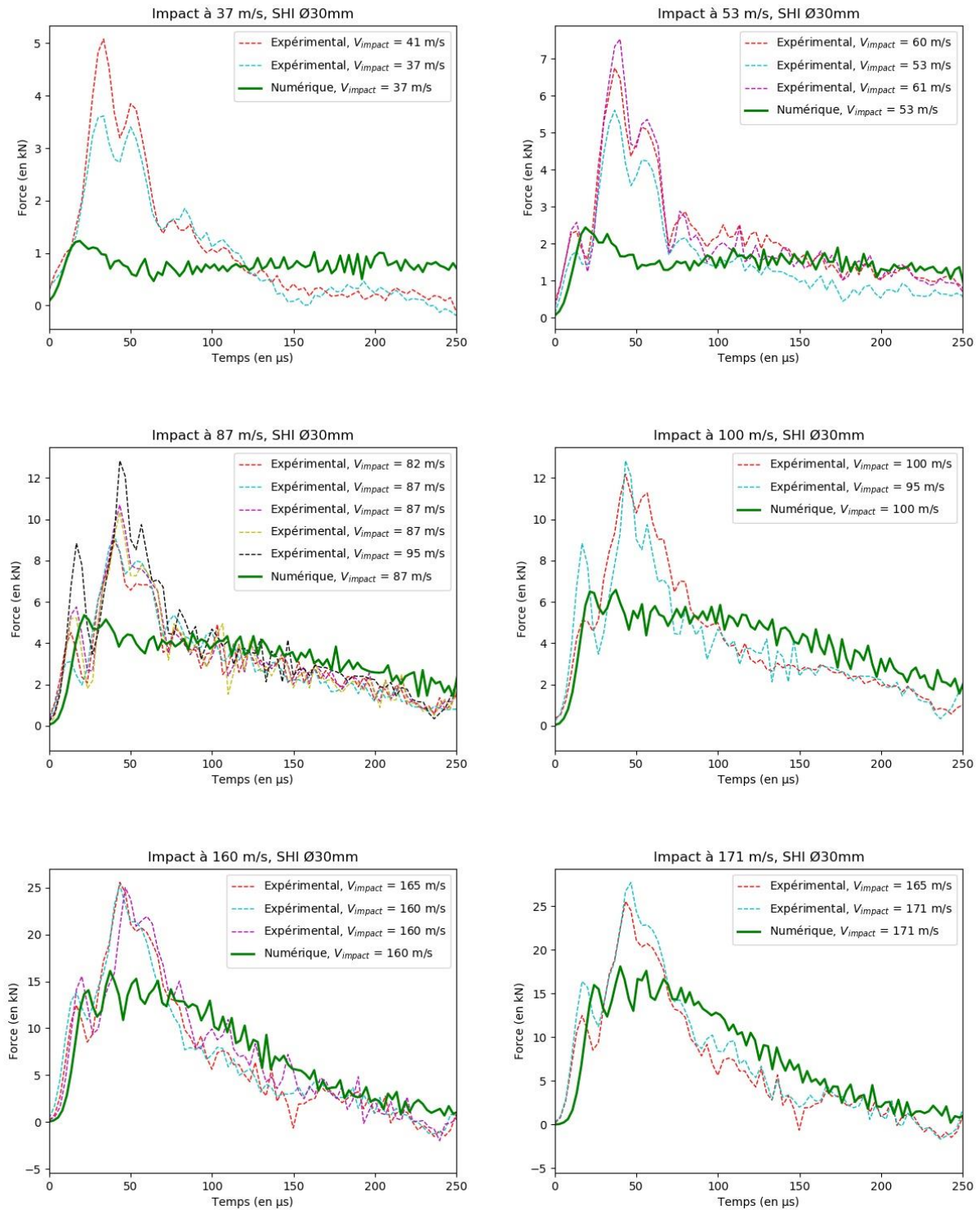


Figure 3-49 : Comparatifs de forces d'impacts en fonction du temps pour des impacts de SHI Ø30mm

3.4 Synthèse

Pour cette étude, une installation expérimentale d'impacts a été développée. Un protocole complet a également été développé pour la réalisation d'impacts de grêlons de laboratoires, des SHIs. Toutes les étapes sont détaillées, la fabrication des échantillons, l'analyse de leur microstructure, l'installation expérimentale utilisée et le post-traitement des résultats. Tous les résultats obtenus sont présentés, et des comparaisons sont faites avec les résultats disponibles dans la littérature.

L'impact de SHIs a la particularité de mettre en jeu un projectile qui passe d'un état solide à un état granulaire. Au tout début du phénomène d'impacts, le projectile fragmente et ensuite un écoulement de fragments les uns sur les autres est observé. Au demeurant, les temps pour atteindre le maximum d'effort et la fragmentation semblent indépendants de la vitesse d'impact. Ce phénomène est observable dans le cas où la vitesse d'impact est inférieure à la vitesse de fragmentation. Par contre, la taille des fragments est, quant à elle, dépendante de la vitesse d'impacts : plus la vitesse d'impacts est importante, plus le nombre de fragments est important, moins ils sont gros. Aussi, le maximum d'effort atteint durant l'impact est plus important pour les SHIs les plus petits, à énergie d'impact égale.

L'étude de l'impact d'une sphère élastique sur cible rigide permet de mieux analyser et comprendre le phénomène, en particulier l'état de contraintes internes et les taux de déformation subits par le matériau. La pression de confinement ainsi que la contrainte équivalente de Von Mises varient uniquement dans une zone au centre du projectile, proche du point d'impact. Ils ne sont donc, a priori, pas les critères les plus adaptés pour décrire la fissuration du projectile proche de la surface, comme observé expérimentalement. La contrainte principale maximale, quant à elle, varie beaucoup, dans tout le projectile, et sa direction correspond à une fissuration en mode I, comme observé lors des essais expérimentaux. Au demeurant, les taux de déformation mesurés varient de $2\,000\text{ s}^{-1}$ à $10\,000\text{ s}^{-1}$, ce qui justifie la nécessité de caractériser la glace en dynamique pour ensuite modéliser le phénomène d'impact de grêlon de laboratoire.

Enfin, le modèle le plus proche de nos objectifs de simplicité, disponible dans la littérature, a été implémenté dans le logiciel de calculs Abaqus. Des modifications y ont été apportées afin de le rapprocher des observations et interprétations faites : aucune résistance possible en traction après rupture et l'utilisation de la méthode SPH. Les résultats numériques obtenus sont analysés, un bilan d'énergie complet est présenté, et ils sont comparés aux résultats expérimentaux détaillés partie 3.1.

Il apparaît que le modèle retrouve bien les essais expérimentaux pour le cas d'impact de SHIs $\varnothing 50\text{ mm}$. La contrainte équivalente de Von Mises permet de représenter la fissuration du projectile. Cependant, il n'est pas du tout prédictif dans le cas des SHIs $\varnothing 30\text{ mm}$. En analysant la simulation, le principal phénomène pilotant est la plasticité dans le

projectile. Or, à de telles températures et taux de déformations, ce phénomène est à priori inexistant dans la glace, voir chapitre 2. En effet, la glace est un matériau de type fragile. Le modèle n'est donc pas fidèle à la physique du phénomène représenté. Ce serait la raison pour laquelle le modèle n'est pas capable de prédire les chargements induits par un impact de SHI Ø30 mm. Il a été développé et optimisé par ses auteurs pour des projectiles de diamètre 50,8 mm (Tippmann, Kim, et Rhymer 2013), son domaine de validité semble donc être limité à cette taille de projectile.

3.5 Conclusions

Les principaux résultats obtenus dans ce chapitre nous conduisent vers un comportement mécanique, macroscopique, de la glace de type fragile, à l'image de ce qui a été observé dans (Schulson 2001; K. Dutta et al. 2004; Shazly, Prakash, et Lerch 2009; Chuzel 2009).

De plus, les analyses expérimentales et numériques réalisées durant ce chapitre confirment le biais de modélisation induit par l'utilisation d'approches continues. Les approches continues impliquent l'utilisation de modèle plastiques non cohérents avec les observations faites.

La proposition formulée chapitre 4 est d'effectuer un retour à un comportement élastique-fragile uniquement pour :

- faciliter la mesure des grandeurs du modèle ;
- prendre en compte le taux de déformation sur la rupture ;
- implémenter dans une méthode discrète explicite qui prend en compte naturellement l'écrasement des fragments sur la cible ainsi que la partie élastique.

Pour pouvoir mener à bien cette proposition, il est nécessaire d'identifier une contrainte à rupture. Une nouvelle méthode de caractérisation expérimentale est développée.

4 Caractérisation de la glace et développement d'un modèle numérique d'impact de grêlons de laboratoire

Les études réalisées aux chapitres précédents ont permis d'identifier les points clés à prendre en compte dans la réalisation d'un modèle numérique prédictif de l'impact d'un grêlon de laboratoire. Ce modèle, de type élastique-fragile, doit tenir compte du taux de déformation. Le choix de la méthode numérique sera effectué en fonction de sa capacité à représenter la multi fracturation subit par le grêlon. En effet, le projectile peut être considéré comme solide seulement dans les tous premiers instants de l'impact, ensuite la multi fracturation le transforme en un milieu de plus en plus divisé.

Le point de vue « matériau fragile » appliqué aux études de caractérisation dynamique de la glace existantes permet de nouvelles interprétations : la rupture des éprouvettes soumises à un chargement de compression est déclenchée par des états de cisaillement ou de traction internes. Cependant, il est clair que les niveaux de charge atteints dépendent du taux de déformation appliqué. La dépendance du comportement mécanique de la glace au taux de déformation sera extraite des données issues de la littérature via un rapport des charges appliquées aux éprouvettes en statique et en dynamique. Ce rapport correspond à un facteur de correction dynamique, à l'image de ce qui est fait dans (Tippmann, Kim, et Rhymer 2013).

En revanche, le critère de rupture de la glace, notamment la dépendance de la fissuration aux contraintes normales et/ou de cisaillement reste un sujet de divergence dans la littérature. C'est le critère de rupture qui pilotera la fragmentation dans le modèle, son rôle est donc important et sa détermination expérimentale primordiale. Un essai de caractérisation est donc mis en place, il permettra de déterminer un critère de rupture pertinent. Le seuil à rupture sera également mesuré. L'essai mis en place est un essai quasi-statique car les données dynamiques disponibles dans la littérature seront utilisées. Ce travail est l'objet de la partie 4.1.

La partie 4.2 est ensuite dédiée à la mise en œuvre du modèle et à son application. Suite à cette mise en œuvre, les résultats numériques obtenus sont comparés aux résultats expérimentaux et numériques issus du chapitre 3.

4.1 Essai de caractérisation de la glace de laboratoire

Les conclusions du chapitre 2 sur les essais de caractérisation effectués sur la glace mettent en évidence que les essais de compression simple, quasi-statiques ou dynamiques réalisés, ne permettent pas de caractériser le comportement à rupture du matériau.

L'essai mis en œuvre a pour objectif de déterminer l'état de contrainte à rupture de la glace pour déterminer un critère de rupture pertinent ainsi qu'une contrainte seuil. Pour y parvenir, l'essai est quasi-statique, réalisé à la température de -10°C et s'adapte aux contraintes des matériaux fragiles, en particulier de la glace : maintien difficile des éprouvettes dans des mors, faibles efforts à rupture, faibles déplacements à rupture.

Le choix s'est porté sur l'essai de type Iosipescu. Cet essai est largement utilisé pour les matériaux composites, il l'est beaucoup moins pour les matériaux fragiles. Il a l'avantage de ne pas être problématique pour le maintien de l'éprouvette dans les mors comme dans le cas d'essais de traction conventionnels (d'Almeida et Monteiro 1999; Manhani, Pardini, et Levy Neto 2007; Gentieu 2017).

4.1.1 Essais de caractérisation de type Iosipescu

Cet essai, principalement développé dans les années 70-80, consiste à venir cisailier une éprouvette parallélépipédique entaillée, figure 4-1a (D. E. A. Walrath 1984; ASTM D5379/D5379M-12 s. d.). Il est utilisé pour caractériser des matériaux aussi bien isotropes qu'orthotropes. La zone entre les 2 entailles est sollicitée en cisaillement quasiment pur. Du fait de l'orientation des mors par rapport à la direction de chargement, figure 4-1b, un serrage important n'est pas nécessaire pour le bon maintien de l'éprouvette, ce qui le rend facilement applicable aux matériaux fragiles.

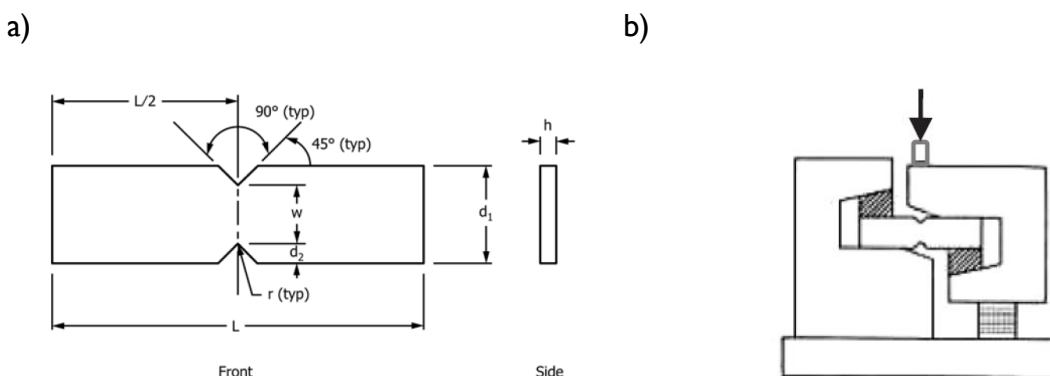


Figure 4-1 : a) Représentation d'une éprouvette entaillée typique (ASTM D5379/D5379M-12 s. d.) ; b) Représentation d'une éprouvette dans le montage de tests (D. O. Adams et al. 2007)

Cet essai est très utilisé pour la caractérisation de matériaux composites en cisaillement plan (D. E. Walrath et Adams 1983; D. E. A. Walrath 1984; D. F. Adams et

Walrath 1987; Morton et al. 1992; He et al. 2002; D. O. Adams et al. 2007). L'application aux matériaux fragiles n'est pas normée. Un modèle d'identification devra donc être construit à partir d'une simulation appliquée à un matériau homogène purement élastique.

4.1.2 Mise en place de l'essai

4.1.2.1 Géométrie des éprouvettes

Les dimensions des échantillons, figure 4-2, ont été déterminées par simulations numériques pour limiter au maximum les concentrations de contraintes risquant de déclencher une rupture prématurée des échantillons. Les rayons des congés de raccordement ont donc été agrandis et l'angle du V de l'entaille a également été agrandi par rapport aux dimensions préconisées par la norme dédiée aux composites (ASTM D5379/D5379M-12 s. d.). L'épaisseur de l'éprouvette choisie est l'épaisseur maximale admissible par le montage utilisé : 12 mm.

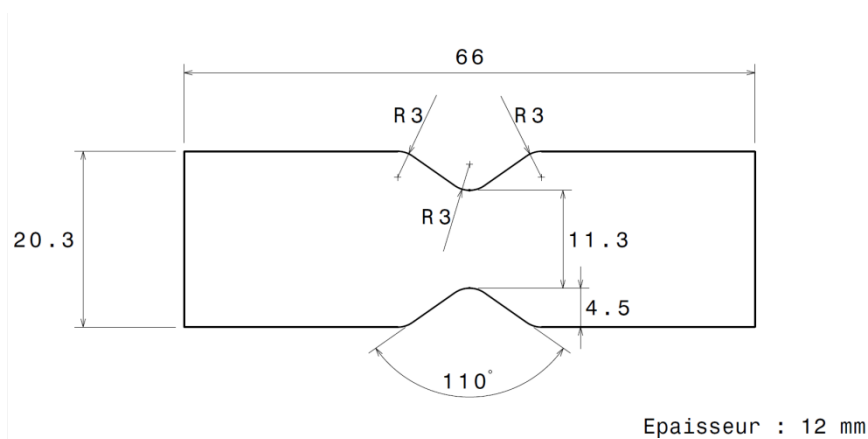


Figure 4-2 : Dimensions d'éprouvette retenues

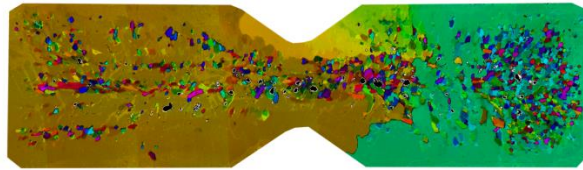
Les échantillons sont fabriqués avec le même protocole que les grêlons de laboratoire, défini partie 3.1.1 :

- de l'eau distillée est placée dans un moule en silicone ;
- le moule est placé 5 minutes sous vide afin de dégazer ;
- le moule est positionné dans le freezer à une température de l'ordre de -2°C afin de solidifier l'eau lentement, pour limiter les défauts internes tels que des porosités ou des fissures ;
- les éprouvettes sont ensuite recouvertes d'huile de silicone pour éviter leur sublimation pendant leur stockage au congélateur à -20°C .

Les microstructures des éprouvettes fabriquées ont été analysées. La même technique que dans le cadre des analyses des microstructures des grêlons de laboratoire a été employée (Wilson et al. 2007). Figure 4-3 est présentée une microstructure représentative des microstructures des éprouvettes réalisées. Les microstructures obtenues

pour les éprouvettes sont similaires à celles obtenues pour les grêlons de laboratoire de diamètre 30 mm, voir partie 3.1.1 : des gros grains orientés de façon similaire avec de nombreux grains plus petits inclus. Tout comme pour la fabrication des grêlons de laboratoire, la porosité des éprouvettes est très faible. L'analyse de la microstructure de la glace constitutive des éprouvettes réalisées permet de s'assurer que l'essai de caractérisation est réalisé sur le même matériau que le matériau constitutif des grêlons de laboratoire impactés dans le cadre de ces travaux.

a)



b)

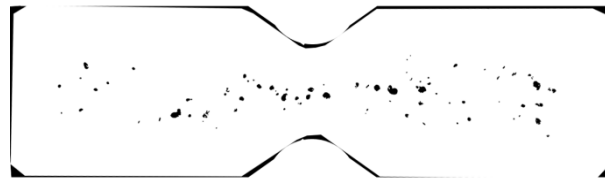


Figure 4-3 : a) Microstructure représentative des éprouvettes ; b) Porosité associée

4.1.2.2 Conditions d'essais

La température d'essais choisie est -10°C . Cette température correspond à la température des tests d'impacts réalisés. La température est réglée dans une chambre thermique refroidie à l'azote liquide.

La vitesse des essais est de $5\text{ mm}\cdot\text{s}^{-1}$. Les essais sont réalisés en quasi-statique. La durée moyenne des essais est de l'ordre de 0,5 s.

4.1.2.3 Suivi de l'essai

La force appliquée par la machine sur l'éprouvette est mesurée par un capteur de force piézo-électrique. Le principal intérêt de ce type de capteur est que la sensibilité est réglable. Les faibles efforts appliqués à l'éprouvette sont donc bien captés. L'acquisition se fait via une carte National-Instrument à la fréquence de 100 kHz.

Une caméra rapide photron SA5 est utilisée pour suivre l'évolution de l'essai. La fréquence d'acquisition est fixée à 60 kHz. La caméra permet de déterminer précisément l'endroit du départ de la fissure et donc de s'assurer que ce n'est pas une concentration de contraintes trop importante dans les mors qui la provoque. La caméra rapide permet aussi de faire de la corrélation d'images afin d'analyser les types de déformations de l'éprouvette sous charge. La corrélation d'image est réalisée à l'aide du logiciel GOM Correlate 2018.

4.1.3 Analyse d'un essai représentatif des résultats obtenus

4.1.3.1 Mode de rupture

Figure 4-4 sont présentées deux photos d'éprouvettes dans le montage Iosipescu après essai. Ces deux clichés sont représentatifs de tous les essais réalisés. Les fissures ont été déclenchées proche du fond de l'entaille, à droite dans l'entaille du bas sur la première image, à gauche dans l'entaille du haut sur la seconde image. Toutes les fissurations observées présentent le même scénario : déclenchement de la fissure proche du fond de l'entaille, à droite dans l'entaille du bas ou à gauche dans l'entaille du haut, puis un début de propagation de la fissure à 45° de la verticale. La fissuration étant un phénomène très rapide, ces conclusions sont réalisées à partir des images de caméra rapide.

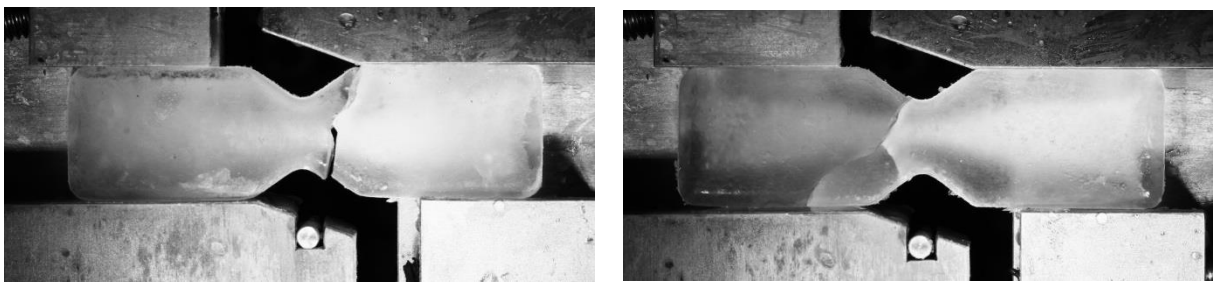


Figure 4-4 : Deux clichés représentatifs des éprouvettes fissurées

Figure 4-5 est présentée une courbe force-temps mesurée pendant un essai. La croissance de l'effort est régulière, jusqu'à atteindre son maximum. Ensuite, la chute d'effort est brusque, engendrant des oscillations. Cette chute d'effort brusque est caractéristique des tests réalisés sur matériaux fragiles. Un léger décalage par rapport au 0 N est observé après rupture car l'initialisation du capteur est faite avant le montage de l'éprouvette. Le serrage de l'éprouvette dans le montage induit un léger chargement, d'où le fait qu'un décalage apparaisse entre le 0 N du départ de l'essai et les -15 N après rupture. Ce scénario est répété pour tous les essais réalisés.

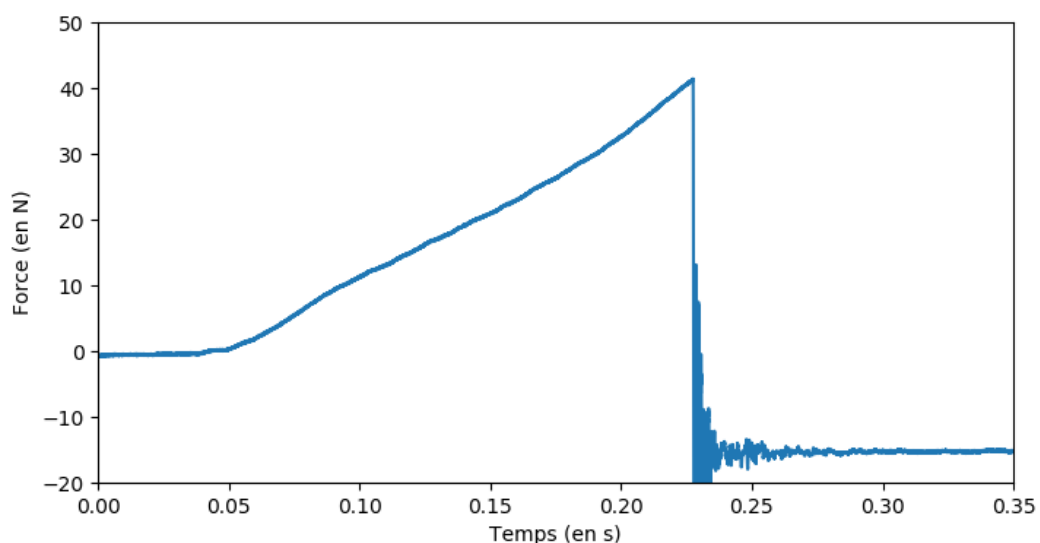
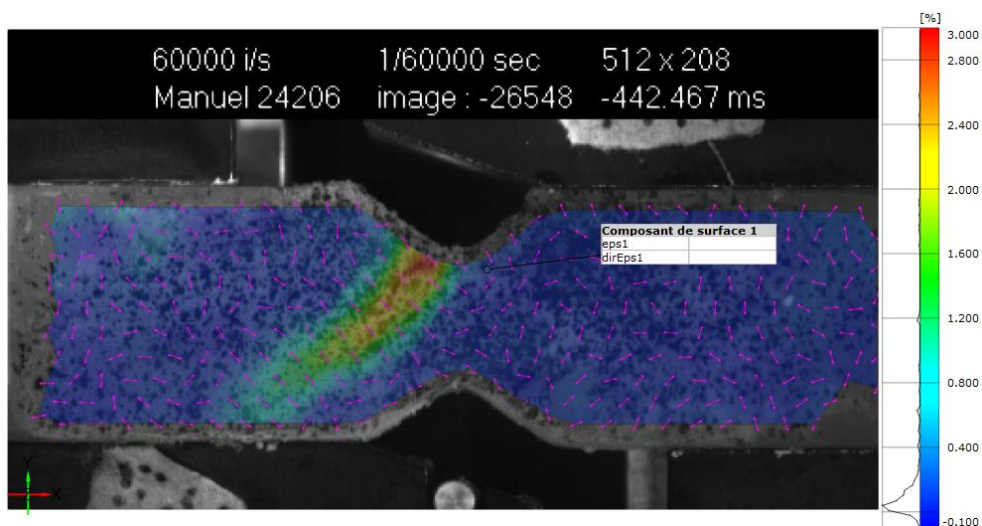


Figure 4-5 : Courbe de force en fonction du temps représentative des essais réalisés

L'analyse de tests par corrélation d'images prises à la caméra rapide permet de visualiser les champs de déformation pendant l'essai. Les images présentées figure 4-6 et figure 4-7 sont prises directement après déclenchement de la fissure, pendant la propagation. Le champ de déformation observé correspond donc à celui d'une éprouvette dont une fissure se propage à travers. Cela permet d'observer la zone de départ de la fissure, et le champ de déformation avoisinant.

Les cartes d'iso valeurs de couleurs présentées figure 4-6 & figure 4-7 montrent les niveaux de déformation principale maximale. Les flèches associées représentent la direction de la déformation principale maximale. Elles sont inclinées à 45° par rapport à la direction de cisaillement, direction reliant les 2 fonds d'entaille. La rupture observée est une rupture déclenchée en traction principale. La zone de départ de la fissure est autour du fond de l'entaille du haut.

a)



b)

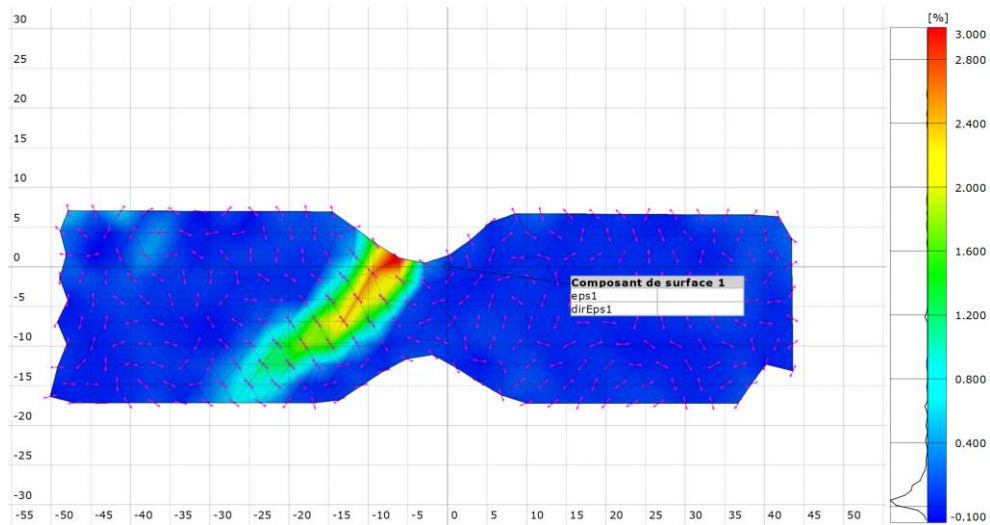


Figure 4-6 : Analyses des déformations principales par corrélation d'images lors d'un essai représentatif : a) analyse par corrélation d'images superposées à la photo initiale; b) maillage de l'analyse par corrélation d'images uniquement pour une meilleure visibilité

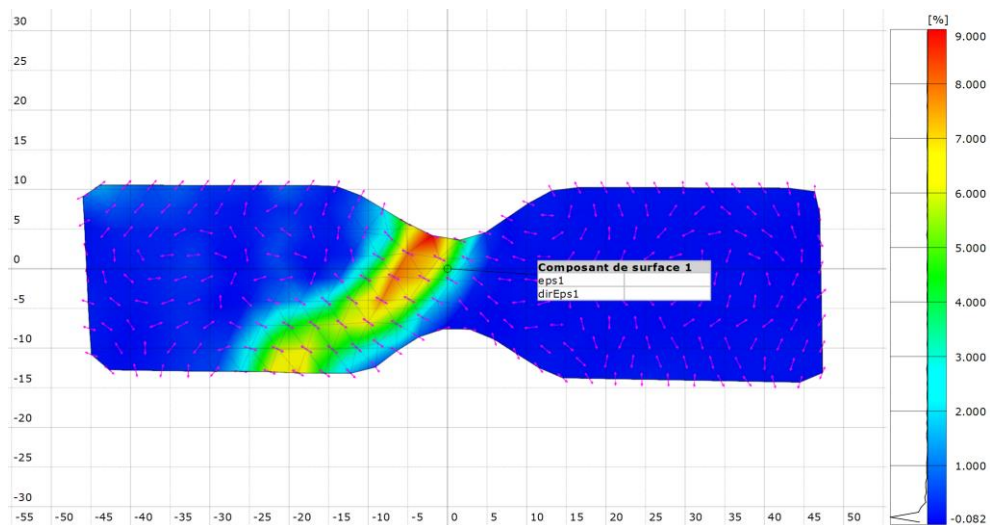


Figure 4-7 : Analyse des déformations principales d'un second essai représentatif

La traction dans le repère principal de déformations est confirmée. Elle semble donc être le type de critère de rupture pertinent à appliquer à la glace. Il faut maintenant déterminer la contrainte maximale admissible en traction par la glace. Pour y parvenir, un modèle d'identification est développé.

L'essai d'Iosipescu consiste à venir cisailier une éprouvette entaillée. L'entaille est réalisée pour concentrer les contraintes de cisaillement dans la zone souhaitée. Malgré tout, les éprouvettes de glace rompent à cause d'une limite de traction atteinte avant la limite de cisaillement. Ce phénomène est typique du comportement des matériaux fragiles. Le comportement des matériaux fragiles a la particularité de ne pas faire apparaître de

phénomènes, à l'échelle macro, de types visqueux et plastiques et de montrer ainsi une très forte dépendance aux défauts.

Aussi, l'essai proposé ici est un essai quasi-statique, et le comportement observé du matériau est fragile. Pour des faibles taux de déformation, le comportement mécanique de la glace peut-être ductile, selon les vitesses de sollicitations et les températures d'essais, voir chapitre 2. Le comportement mécanique de la glace est ductile dans le cas de sollicitations de type fluage, pour des taux de déformations de l'ordre de $10^{-7} s^{-1}$, inférieurs de plusieurs ordres de grandeurs aux taux de déformation observé en quasi-statique pour l'essai proposé. C'est la raison pour laquelle le comportement observé ici est de type fragile.

Afin de confirmer les observations faites expérimentalement, un modèle numérique de l'essai expérimental mis en place est réalisé sous Abaqus, en éléments finis. Le modèle numérique de l'éprouvette est composé de 207 000 éléments C3D8r. Le modèle de comportement est un modèle élastique linéaire dont les paramètres sont ceux correspondants à la glace de laboratoire :

- Module d'Young $E = 9380 MPa$;
- Coefficient de Poisson $\nu = 0,3$.

Les conditions aux limites sont :

- les nœuds en contact avec le mors fixe sont bloqués dans la direction 1, nœuds représentés en rouge figure 4-8,
- un déplacement vertical, en direction 1, est imposé aux nœuds en contact avec le mors mobile, nœuds représentés en bleu foncé figure 4-8,
- les nœuds d'une ligne d'une face latérale sont bloqués dans les directions 1 et 2 pour empêcher les mouvements de corps rigide, nœuds représentés en jaune-orange figure 4-8.

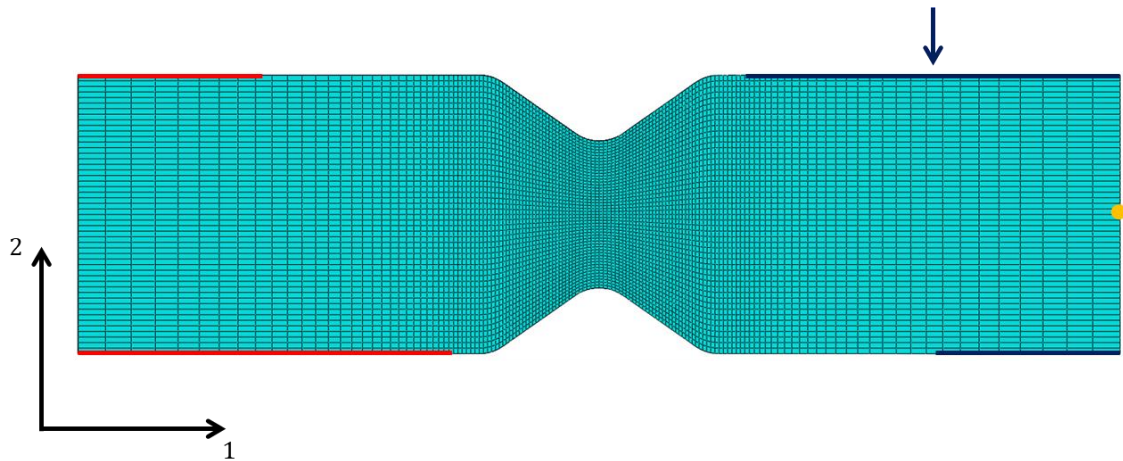


Figure 4-8 : Maillage de l'éprouvette entaillée avec localisation des conditions limites

La cartographie de la contrainte de cisaillement plan σ_{12} dans la zone utile de l'éprouvette est présentée figure 4-9. Le cisaillement est fortement sollicité entre les deux sommets d'entaille. Au niveau des sommets d'entaille, il est très faible.

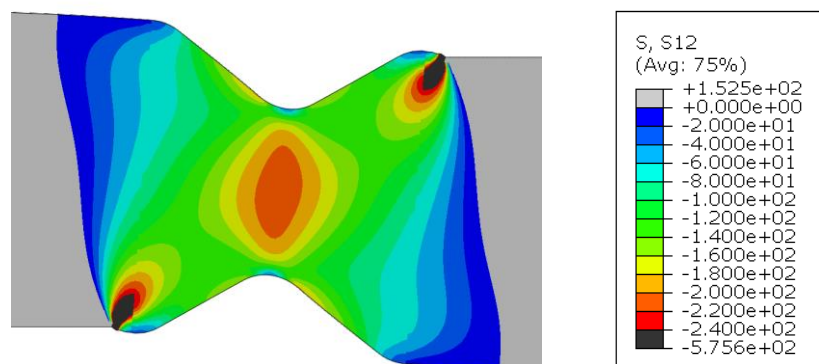


Figure 4-9 : Contrainte de cisaillement plan dans la zone utile de l'éprouvette

La cartographie de la première contrainte principale σ_I permet de se rendre compte que son maximum correspond aux zones de départ des fissures observées expérimentalement, figure 4-10.

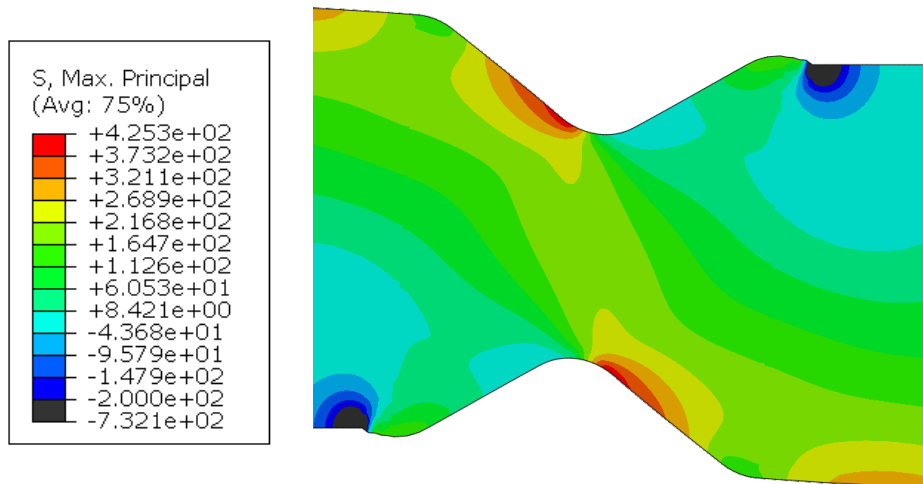


Figure 4-10 : Cartographie de la contrainte principale maximale dans l'entaille de l'éprouvette

La direction de la contrainte principale maximale est représentée par les vecteurs figure 4-11. Elle fait un angle de 45° avec la verticale, reliant les sommets d'entaille. Dans la base orientée par la normale à la surface créée par la fissure, c'est la contrainte de traction qui déclenche la fissure. Ceci confirme les observations expérimentales faites précédemment : la fissuration est déclenchée par un état de contraintes de traction en direction principale. Le critère choisi pour le modèle de comportement numérique est donc un critère en traction en direction principale avec une valeur de contrainte maximale seuil.

La fissuration observée expérimentalement figure 4-6 ne suit pas le chemin de contraintes principales maximales, visualisable figure 4-10. En effet, lors du départ de la fissure, la géométrie de l'éprouvette se retrouve complètement modifiée, induisant un champ de contrainte complètement différent de celui observé numériquement. Le champ de contrainte observé figure 4-10 est valable uniquement jusqu'au déclenchement de la fissuration.

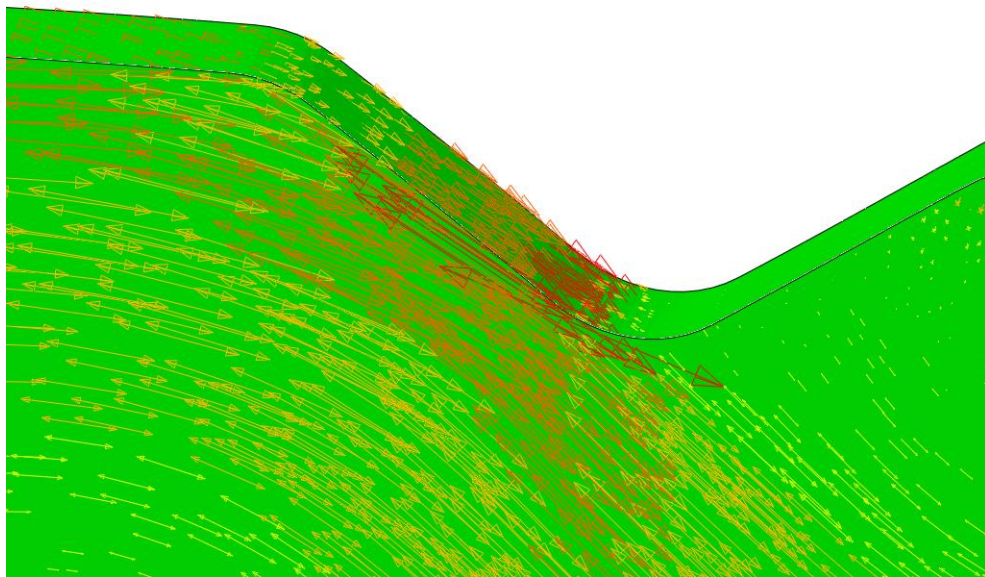


Figure 4-11 : Directions de la contrainte principale maximale

La mise en place de cet essai et son suivi à la caméra rapide ont permis de s'assurer que la rupture des éprouvettes est déclenchée loin des mors, donc qu'elle n'est pas due au serrage.

La mesure des champs en caméra rapide a permis de s'assurer de la direction de propagation de la fissure et de son point de départ. La comparaison avec le modèle numérique développé permet d'identifier le champ de contrainte local avant rupture pour valider le départ de fissure en traction. Les champs de déformations numériques et expérimentaux mesurés ne sont pas comparés car les déformations avant fissuration sont trop faibles pour être captées par le système utilisé : la caméra rapide et la prise de vues à travers la fenêtre de la chambre froide ne permettent pas d'obtenir des images d'une qualité nécessaire à une mesure des champs de déformation avant fissuration.

4.1.3.2 Détermination de la contrainte à rupture

La simulation précédente permet d'établir un lien direct entre l'effort appliquée F et la contrainte principale maximale dans le domaine $\sigma_{princ_{max}}$. Comme le comportement est linéaire, cette relation est elle-même linéaire et le coefficient directeur est donné par l'équation suivante :

$$\sigma_{princ_{max}} = 0,017 \times F \quad (4-1)$$

La courbe force-temps présentée figure 4-5 devient donc la courbe contrainte maximale-temps présentée figure 4-12.

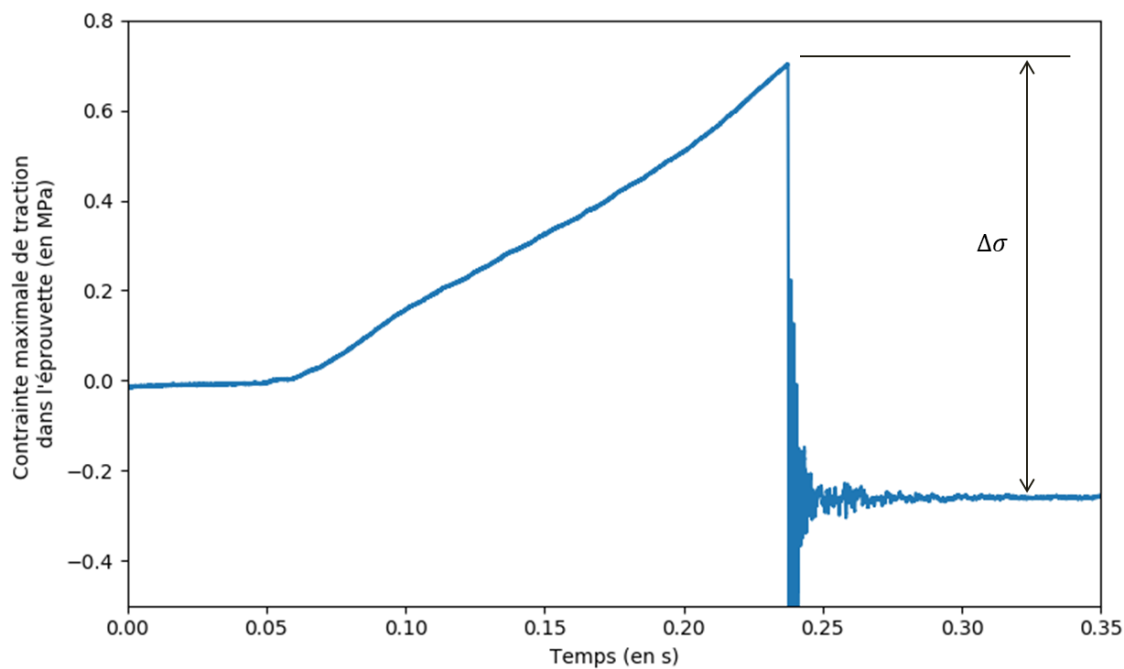


Figure 4-12 : Contrainte en fonction du temps correspondant au test présenté Figure 4-5

Pour le calcul de la contrainte principale maximale à rupture, le saut de contrainte avant-après rupture $\Delta\sigma$ est utilisé, voir figure 4-12. Dans le cas de l'essai présenté figure 4-12, $\sigma_{maxi} = \Delta\sigma = 0,95 \text{ MPa}$.

4.1.4 Analyse probabiliste des essais de caractérisation

Les résultats des contraintes maximales atteintes dans les éprouvettes des 29 tests valides⁵ effectués sont résumés figure 4-13. Les essais sont classés par ordre croissant de contraintes à rupture.

⁵ Un essai est considéré valide lorsque l'éprouvette ne casse pas lors du serrage, et que la fissuration n'est pas initiée dans les mors au cours de l'essai.

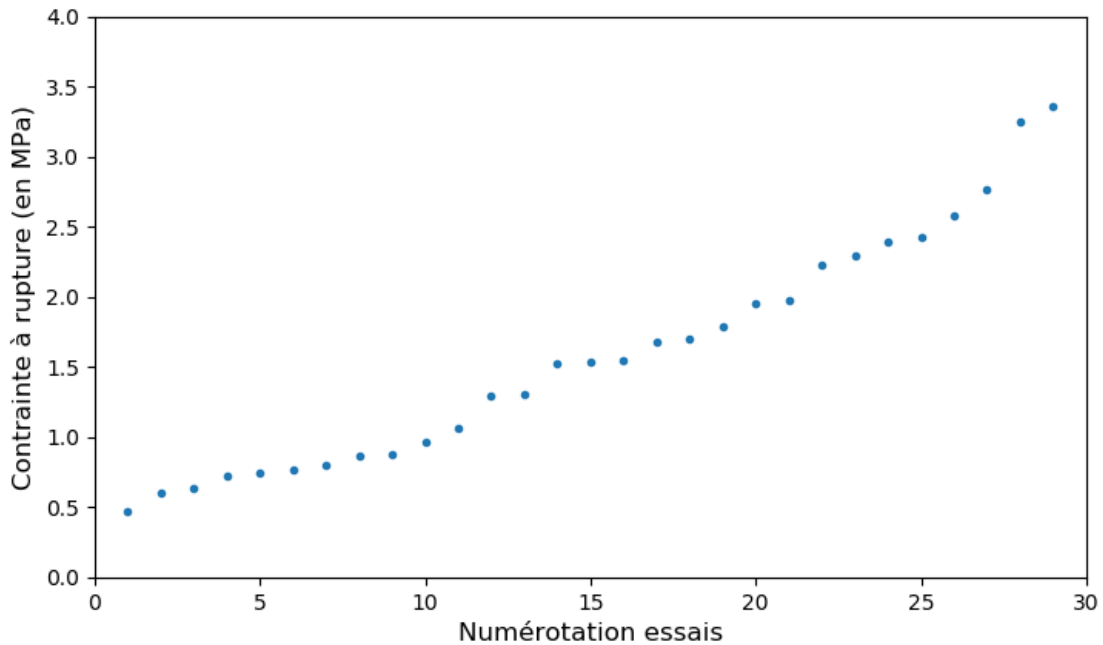


Figure 4-13 : Contraintes maximales atteintes lors de chaque essai réalisé

Les contraintes mesurées varient de 0,47 MPa à 3,38 MPa. La dispersion est importante. Elle est typique des résultats d'un essai de caractérisation d'un matériau fragile. En effet, les résultats sont très dépendants des défauts présents dans l'éprouvette, notamment dans la zone la plus sollicitée (Forquin et Hild 2010). Une analyse probabiliste des résultats est donc proposée.

Cette analyse probabiliste est basée sur la méthode proposée par Weibull (1951). Dans un souci de simplicité, une loi à deux paramètres est utilisée. La loi permet de calculer la probabilité de rupture P_R d'une éprouvette pour une contrainte σ inférieure à σ_R . La loi de Weibull à deux paramètres prend la forme :

$$P_R(\sigma < \sigma_R) = 1 - \exp\left(-\left(\frac{\sigma_R}{\sigma_0}\right)^m\right) \quad (4-2)$$

où σ_0 et m sont les deux paramètres de Weibull. σ_0 est une contrainte de référence et m , le module de Weibull, est un paramètre qui permet de décrire la dispersion des données (Forquin 2003).

Pour calculer les probabilités expérimentales de rupture P_{Rexp} des éprouvettes testées, la méthode suivante est employée :

$$P_{Rexp}^{(j)} = \frac{j - 0,5}{N + 1} \quad (4-3)$$

où $P_{R_{exp}}^{(j)}$ est la probabilité de rupture du $j^{ème}$ essai et N est le nombre total d'essais. Cette méthode est appliquée après avoir trié par ordre croissant les contraintes à rupture de tous les essais. Ces calculs de probabilité sont nécessaires à l'identification de la loi de Weibull présentée équation (4-2). Cette méthode de calcul de probabilité permet de ne pas affirmer qu'un échantillon ne pourra pas casser pour une contrainte inférieure (resp. supérieure) à la contrainte minimale (resp. maximale) mesurée pendant les essais.

Les paramètres utilisés pour le tracé de la courbe de la loi de Weibull figure 4-14 ont été identifiés par un ajustement par la méthode des moindres carrés à partir des données expérimentales. Ils sont :

- $\sigma_0 = 1,87 MPa$;
- $m = 1,83$.

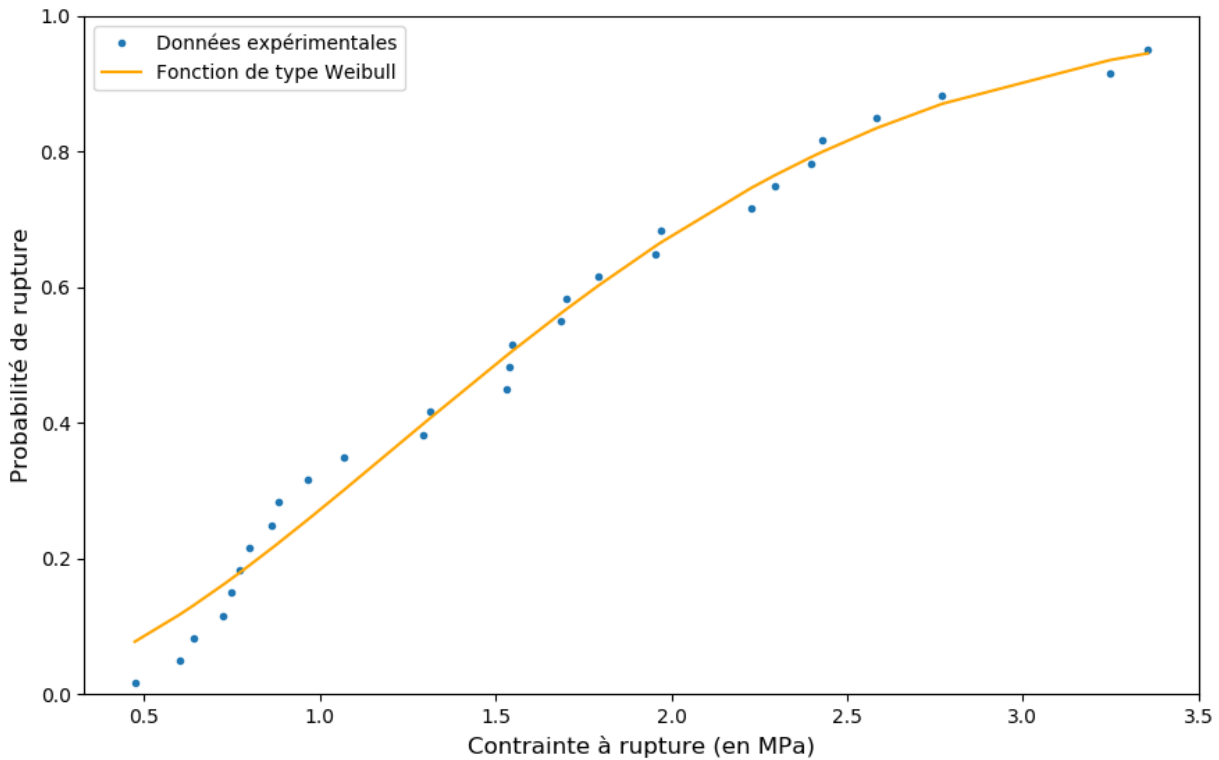


Figure 4-14 : Probabilité de rupture de l'éprouvette en fonction de la contrainte appliquée

La courbe de la figure 4-14 s'interprète de la façon suivante : appliquer, par exemple, une contrainte de $1,5 MPa$ aura 50% de chances de conduire à une rupture de l'échantillon.

La fonction de répartition a été identifiée, figure 4-14. A partir de cette fonction, la densité de probabilité f_0 est calculée. La fonction de densité est la dérivée de la fonction de répartition :

$$P_R(\sigma_R) = \int_0^{\sigma_R} f_0(\sigma) d\sigma \quad (4-4)$$

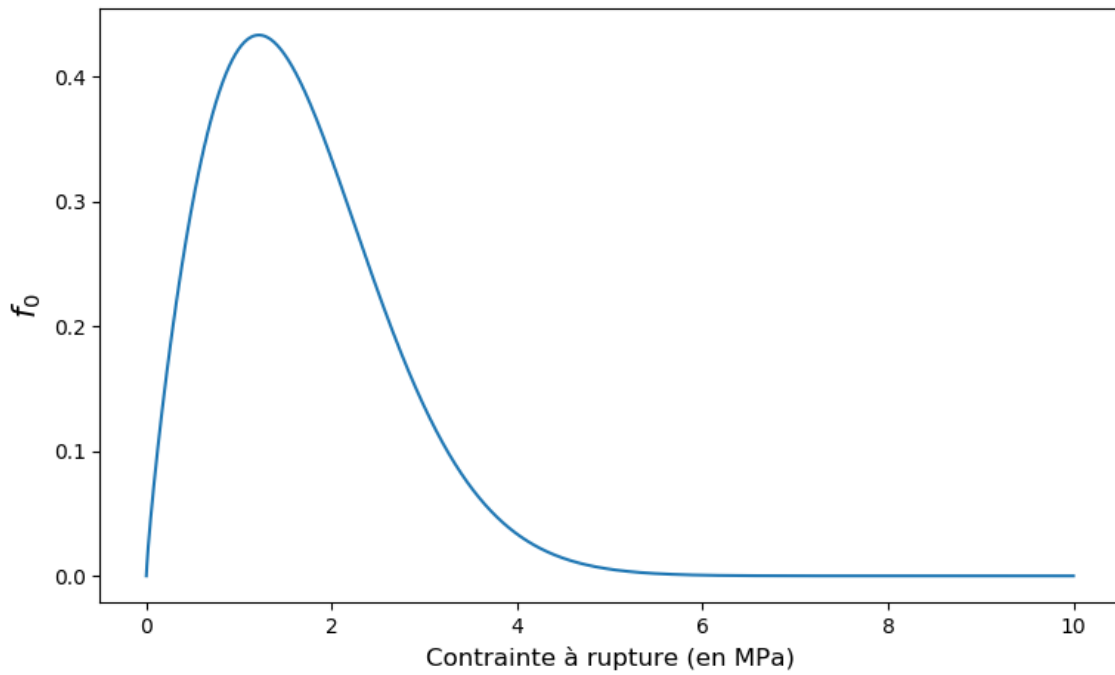


Figure 4-15 : Courbe de la fonction densité de probabilité de rupture

La courbe de la figure 4-15 s'interprète de la façon suivante : la probabilité qu'un échantillon ait une contrainte à rupture σ égale à 1,5 MPa est égale à $f_0(\sigma = 1,5) = 0,41$.

4.2 Modèle numérique

Le mode de rupture de la glace de laboratoire a précédemment été identifié, et la contrainte à rupture mesurée. Le modèle de comportement mécanique proposé est donc élastique-fragile avec un critère de rupture en traction principale et une valeur de contrainte seuil qui dépend du taux de déformation et qui est réparti aléatoirement dans le domaine suivant une loi de distribution de Weibull.

Cette partie s'intéresse maintenant à la mise en œuvre numérique du modèle d'impacts de grêlons de laboratoire.

4.2.1 Méthode numérique

Le choix de la méthode numérique employée est basé sur sa capacité à représenter le milieu divisé, le milieu granulaire. En effet, durant le phénomène d'impact le projectile est majoritairement, en termes de durée, sous forme fortement fracturé composé d'un grand nombre d'éclats de glace.

Le choix se porte donc sur une approche discrète. Ce type d'approche a initialement été développé pour représenter les milieux granulaires. Elle consiste à faire le bilan des efforts de contacts sur une multitude d'éléments dits « discrets », généralement sphériques. Le suivi de la position de ces éléments au cours du temps est ensuite réalisé via une intégration des accélérations (Cundall et Strack 1979; Cundall 2001).

Les méthodes discrètes ont ensuite été élargies aux milieux continus et homogènes au moyen de liens cohésifs. Ces liens viennent relier les éléments discrets voisins, un à un, afin de donner une résistance mécanique au milieu représenté par les éléments discrets. Le domaine final est un milieu, appelé « milieu discret », mais ayant un comportement macroscopique continu et homogène. Un des gros avantages de ce type de représentation est sa capacité à pouvoir facilement (au sens numérique) représenter des mécanismes de propagation de fissure. Ainsi, cette approche permet de modéliser le matériau dans sa phase continue et sa fissuration. Des études récentes montrent une très bonne capacité des méthodes basées sur les éléments discrets à modéliser les matériaux élastiques-fragiles (Cundall 2001; Carmona et al. 2008; Rousseau 2009; Michaut 2011; André 2012; Coré et al. 2017). Enfin, le nombre d'éléments discrets pour modéliser finement ces phénomènes étant élevé, il est facile d'affecter des propriétés réparties de façon statistique au sein du matériau. Vu les résultats de l'essai de caractérisation (partie 4.1.4), cette propriétés sera utilisée.

Ce type de méthode semble pertinent dans le contexte de la modélisation d'impacts de grêlons en raison du caractère fragile du comportement et de la multi-fragmentation observée pendant l'impact. C'est donc une méthode discrète qui est retenue dans cette thèse : elle permet la modélisation d'un solide continu dans les premiers instants du choc, sa fragmentation puis le milieu granulaire. Le milieu modélisé étant granulaire durant la plus grande durée du phénomène d'impact, la méthode éléments discrets est préférée aux méthodes continues, méthode SPH par exemple, car elle est dédiée à ces milieux.

La méthode éléments discrets est implémentée dans la plateforme GranOO, disponible en open-source (André et al. 2014). La figure 4-16 illustre le fonctionnement de cette méthode (André 2012) :

- Figure 4-16a est illustré le domaine discret d'une poutre auquel est appliqué une force pour le solliciter en flexion, les éléments cohésifs sont représentés par des ressorts liants les éléments discrets.
- Figure 4-16b est présenté le domaine dans une position déformée. Un critère de rupture des liaisons cohésives en force maximale peut-être introduit. Si une des liaisons atteint ce seuil, elle est rompue, la fissure est alors représentée par le parcours des liaisons cohésives rompues dans le domaine.
- Figure 4-16c représente le domaine discret fissuré dans un état de repos. La gestion du contact entre les éléments discrets permet d'éviter une interpénétration de la matière.

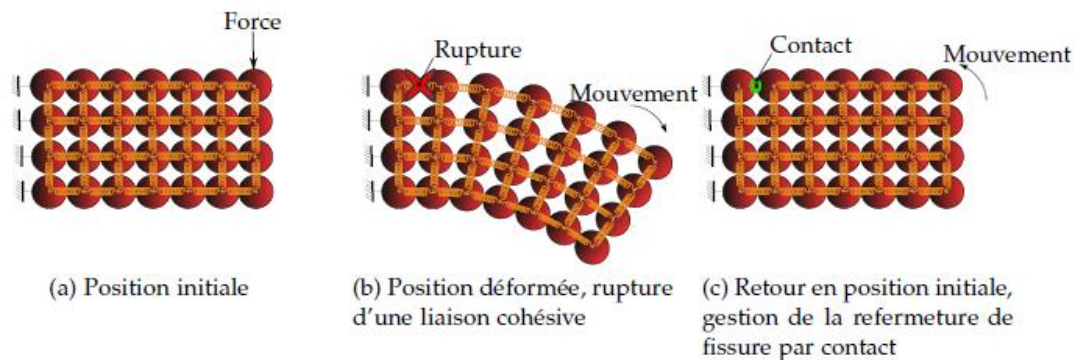


Figure 4-16 : Illustration du modèle lattice-particulaire (André et al. 2012)

Le modèle d'éléments cohésifs retenu dans GranOO est un modèle de poutre cylindrique, figure 4-17. Deux paramètres permettent de décrire la géométrie des poutres et deux paramètres matériaux les propriétés mécaniques, ces paramètres sont appelés « paramètres micromécaniques » :

- L_μ et r_μ sont la longueur et le rayon de la poutre respectivement ;
- E_μ et ν_μ sont le module d'Young et le coefficient de Poisson respectivement, appelées propriétés micromécaniques du domaine discret.

Les poutres sont encastées au centre des éléments discrets. Elles viennent appliquer des efforts à leur centre de gravité. Les propriétés mécaniques du milieu continu doivent être retranscrites au milieu discret par l'intermédiaire des propriétés micromécaniques des éléments cohésifs. Une calibration est nécessaire pour établir les relations entre les paramètres macro-micro, comme dans toute méthode discrète (André et al. 2012).

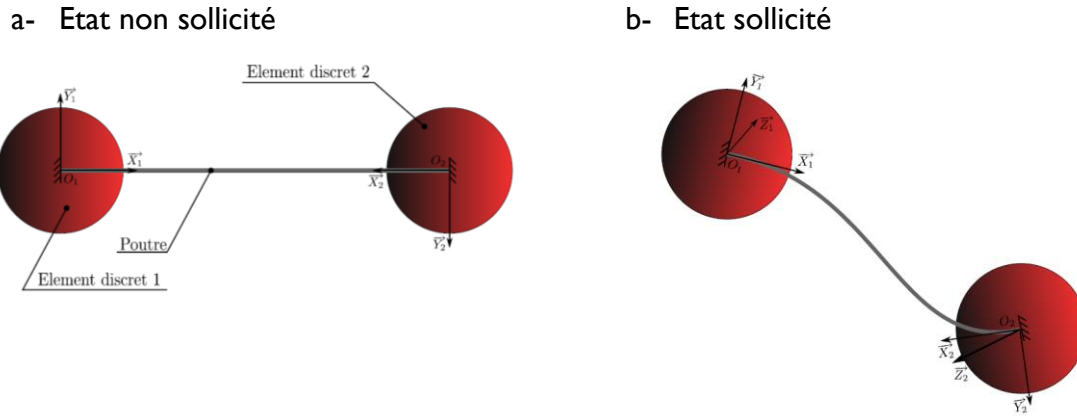


Figure 4-17 : Modèle de liaison cohésive de poutre (André 2012)

A chaque incrément de temps, pour chaque élément discret, l'accélération est calculée par le Principe Fondamental de la Dynamique (PFD), puis la vitesse et la position sont calculées par un schéma d'intégration temporel explicite de type Verlet vitesse (André 2012).

Pour chaque élément discret de vecteur position \vec{p} , le PFD permet de calculer le vecteur accélération $\ddot{\vec{p}}$ à partir de la masse m de l'élément discret et du bilan des forces \vec{f} appliquées par les liaisons cohésives :

$$\ddot{\vec{p}} = \frac{\vec{f}}{m} \quad (4-5)$$

L'application de l'algorithme Verlet vitesse à chaque élément discret permet de calculer sa vitesse et sa position (Rougier, Munjiza, et John 2004; Mahéo, Grolleau, et Rio 2009; André 2012) :

$$\dot{\vec{p}}(t + dt) = \dot{\vec{p}}(t) + \frac{dt}{2} (\ddot{\vec{p}}(t) + \ddot{\vec{p}}(t + dt)) \quad (4-6)$$

$$\vec{p}(t + dt) = \vec{p}(t) + dt \dot{\vec{p}}(t) + \frac{dt^2}{2} \ddot{\vec{p}}(t) \quad (4-7)$$

où t et dt sont le temps et le pas de temps d'intégration respectivement, et $\vec{p}(t)$, $\dot{\vec{p}}(t)$ et $\ddot{\vec{p}}(t)$ désignent la position à l'instant t d'un élément discret, sa vitesse et son accélération à l'instant t respectivement.

Il est à noter que cette implémentation de la DEM ne correspond pas à celles présentes actuellement dans les codes commerciaux disponibles (ABAQUS, LS-DYNA ...) qui sont restreintes aux interactions granulaires uniquement, et pas cohésives.

4.2.2 Mise en œuvre

La masse est équitablement répartie sur chaque élément discret. Le domaine discret étant composé de sphères parfaites, il est naturellement poreux. Dans le but d'obtenir un modèle du projectile de même masse que le projectile représenté, la masse de chaque élément discret est définie par :

$$m_i = \frac{M}{n_{ed}} \quad (4-8)$$

où m_i est la masse de l'élément discret i , M est la masse du projectile modélisé et n_{ed} est le nombre d'éléments discrets du domaine.

4.2.2.1 Définition du comportement solide

Le module d'Young E de la glace et le coefficient de Poisson ν sont égaux à ceux retenus par (Schulson 2001; Schulson et Duval 2009; Carney et al. 2009; Tippmann, Kim, et Rhymer 2013) :

- $E = 9380 \text{ MPa}$;
- $\nu = 0,3$.

Les propriétés micromécaniques des liaisons cohésives sont déterminées à partir des courbes de calibration proposées par André (2012). Les propriétés suivantes sont obtenues :

- $E_\mu = 200 \text{ GPa}$;
- $\nu_\mu = 0,3$;
- $\tilde{r}_\mu = 0,3$.

Aucune viscosité artificielle n'est présente dans la rhéologie, le comportement mécanique est élastique pur. Il est complètement défini par deux paramètres, E & ν , desquels sont extraits par calibration les trois paramètres micromécaniques nécessaires à la définition des liaisons cohésives : E_μ , ν_μ & \tilde{r}_μ . \tilde{r}_μ est le rayon relatif de la section de poutre par rapport à la moyenne des rayons des éléments discrets du domaine.

4.2.2.2 Définition du critère de rupture

Suite à l'essai de caractérisation réalisé, voir partie 4.1, le mode de rupture observé dans la glace est une rupture en traction en direction principale. Un critère de rupture en traction principale est donc implémenté dans le modèle de comportement mécanique.

Dans André et al. (2013), suite à leur étude sur la silice, il est recommandé d'utiliser le tenseur des contraintes viriel pour appliquer un critère de rupture à un matériau homogène fragile.

A partir de chacune des forces appliquées à un élément discret noté i par les liaisons cohésives, un tenseur viriel, équivalent au tenseur des contraintes de Cauchy, est calculé de la façon suivante :

$$\sigma_i = \frac{1}{2\Omega_i} \left(\frac{1}{2} \sum_j \vec{r}_{ij} \otimes \vec{f}_{ij} + \vec{f}_{ij} \otimes \vec{r}_{ij} \right) \quad (4-9)$$

où :

- σ_i est le tenseur viriel pour l'élément discret i ,
- \otimes est le produit tensoriel entre deux vecteurs,
- Ω_i est le volume associé à l'élément discret i ,
- \vec{f}_{ij} est la force exercée par l'élément discret j sur l'élément discret i par la liaison cohésive commune,
- \vec{r}_{ij} est le vecteur de position relative entre les centres des deux éléments discrets i et j considérés.

Le critère de contrainte à rupture utilisé vient comparer la valeur de la contrainte à rupture $\sigma_R^{(i)}$ de l'élément discret i à la valeur de la contrainte principale maximale du tenseur viriel $\sigma_{viriel\text{principale}_1}$. Lorsque le critère (4-10) est atteint, des liaisons cohésives sont supprimées. Toutes les liaisons cohésives formant un angle inférieur à 90° avec la direction de contrainte $\overrightarrow{\sigma_{viriel\text{principale}_1}}$ principale sont rompues, figure 4-18.

$$\sigma_{viriel\text{principale}_1} > \sigma_R^{(i)} \quad (4-10)$$

Ce critère ne s'applique donc que dans le cas où $\sigma_{viriel\text{principale}_1}$ est positive, c'est-à-dire en présence d'un état de traction.

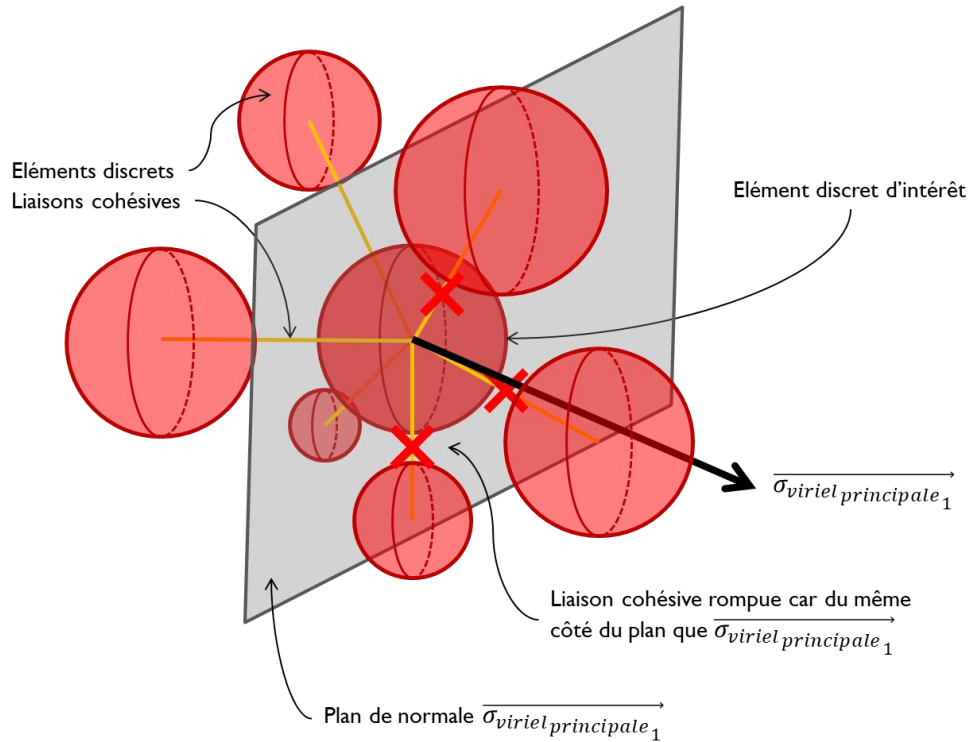


Figure 4-18 : Définition des liaisons cohésives rompues par le critère de rupture

Loi de Weibull

La contrainte à rupture σ_R de la glace de laboratoire a été déterminée expérimentalement partie 4.1. Elle est décrite par une loi de Weibull à deux paramètres, voir équation (4-2). L'application de cette loi au domaine discret représentant le grêlon de laboratoire à impacter est réalisée de la façon suivante :

1. un nombre entre 0 et 1 est tiré aléatoirement suivant une distribution uniforme, ce nombre correspond à la probabilité de rupture $P_R^{(i)}$ de l'élément ;
2. la contrainte à rupture $\sigma_R^{(i)}$ de l'élément i est calculée à partir de la fonction inverse de la loi de Weibull, définie équation (4-11).

$$\sigma_r^{(i)} = \sigma_0 \times \left[-\ln(1 - P_R^{(i)}) \right]^{\frac{1}{m}} \quad (4-11)$$

Cette méthode d'application est schématisée figure 4-19.

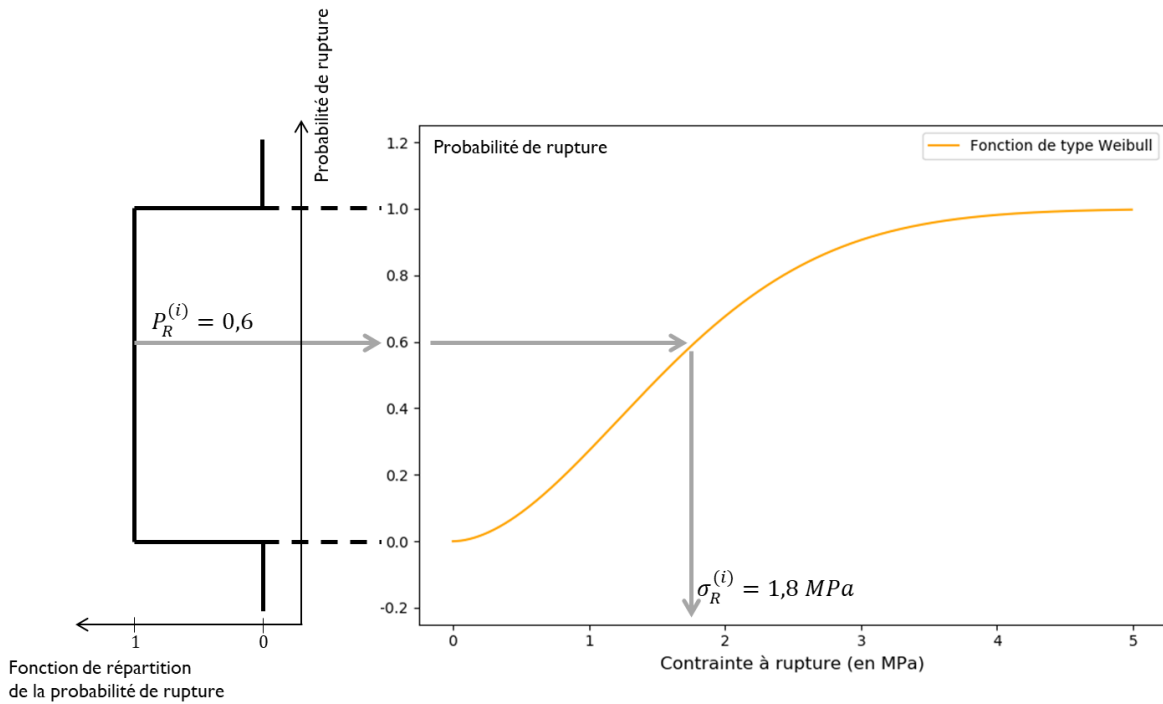


Figure 4-19 : Schématisation de la méthode de détermination de la contrainte à rupture $\sigma_R^{(i)}$ pour un élément discret i

Une fois la méthode appliquée au domaine discret, la densité des contraintes à rupture appliquées au modèle numérique peut être calculée. La comparaison de la fonction de densité analytique, tracée figure 4-15, et de la densité des contraintes à rupture numériques permet de valider son fonctionnement, voir figure 4-20.

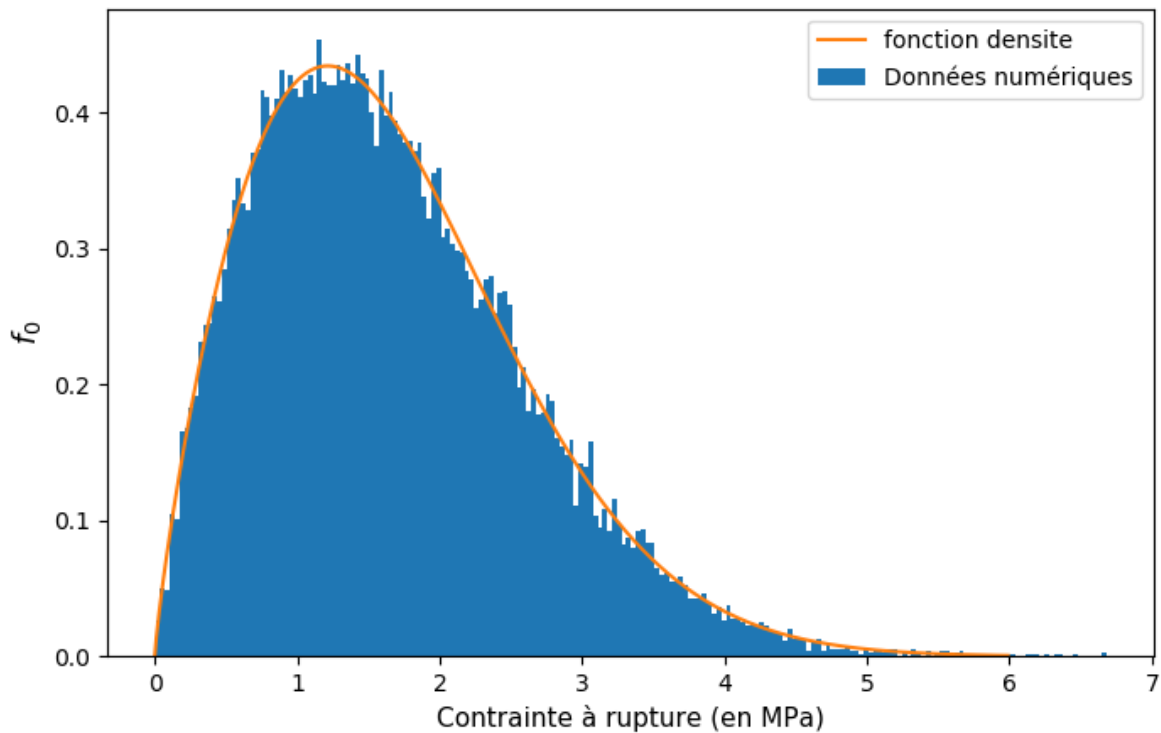


Figure 4-20 : Densité de contraintes à ruptures numériques comparées à la densité analytique

La densité de contraintes à rupture numériques et la densité analytique sont très proches. La méthode d'application est donc validée.

Taux de déformation

L'analyse de la littérature ainsi que les travaux réalisés au chapitre 3 montrent la dépendance du comportement mécanique de la glace, de la contrainte à rupture en particulier, au taux de déformation. Il est donc nécessaire de l'inclure dans le modèle. La proposition faite pour pouvoir intégrer au modèle une dépendance de la contrainte à rupture au taux de déformation est la suivante : multiplier σ_0 , contrainte de référence de la loi de Weibull en quasi-statique, par un coefficient de correction dynamique R , voir équation (4-12). Le but est d'obtenir une contrainte de référence $\sigma_{0_{dyn}}$ qui dépend du taux de déformation, qui va venir remplacer la contrainte σ_0 dans la loi de Weibull, équations (4-2) & (4-11).

$$\sigma_{0_{dyn}} = R(\dot{\epsilon}) \times \sigma_0 \quad (4-12)$$

Cependant, les développements sont en cours et cette fonction n'est pas disponible dans granOO pour cette étude. Le modèle implémenté n'est donc pas dépendant du taux de déformation. Malgré la non dépendance intrinsèque au taux de déformation du modèle développé, cette façon d'introduire l'effet du taux de déformation sur la réponse du modèle va être testée. Pour ce faire, des calculs d'impacts seront réalisés pour $R = 0$ et $R \neq 0$, voir paragraphe 4.2.5. L'étude d'impact d'un quart de sphère proposée partie 3.2 permet de mesurer des taux de déformations moyens. Pour le cas des sphères $\varnothing 30$ mm, les taux de

déformations sont de l'ordre de $\dot{\varepsilon} \approx 2\,000\text{ s}^{-1}$, un coefficient de correction dynamique $R = 4$ sera donc retenu. Pour le cas des sphères $\varnothing 50\text{ mm}$, les taux de déformations sont de l'ordre de $\dot{\varepsilon} \approx 500\text{ s}^{-1}$, un coefficient de correction dynamique $R = 3,5$ sera donc retenu. Ce coefficient de correction dynamique est extrait des données de la littérature, voir figure 4-21 (Tippmann, Kim, et Rhymer 2013).

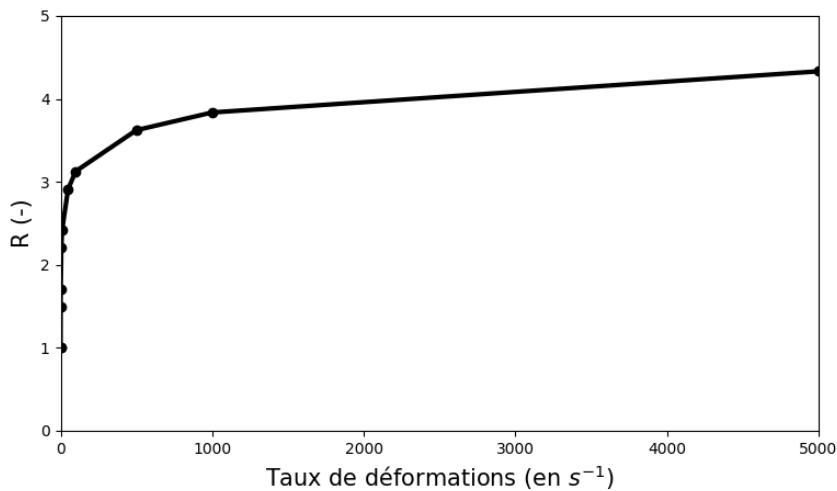


Figure 4-21 : Facteur de correction dynamique R (Tippmann, Kim, et Rhymer 2013)

4.2.2.3 Définition du comportement granulaire

Une fois le critère de rupture atteint, les liaisons cohésives pour lesquelles le critère est atteint sont supprimées. Le contact est alors introduit entre les éléments discrets. C'est ce contact qui va définir le comportement du milieu granulaire.

Ce contact, de type pénalisation, est défini par des coefficients de frottements statique et dynamique, une raideur de contact et un coefficient de restitution permettant d'inclure de la dissipation dans le modèle.

- **Coefficient de frottement statique** : le phénomène modélisé étant fortement dynamique, il n'a pas lieu d'influencer les résultats. Ceci est confirmé par une étude paramétrique numérique. Il est donc pris égal au coefficient de frottement dynamique.
- **Coefficient de frottement dynamique** : il varie de 0,008 à 0,052 pour des vitesses de frottement de $0,5\text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ à $3\text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ (Oksanen et Keinonen 1982; Kennedy, Schulson, et Jones 2000). Une étude paramétrique, pour un coefficient de frottement dynamique variant de 0,008 à 0,052, a permis de montrer qu'il n'a que peu d'influence sur la réponse du modèle. Une valeur moyenne est donc choisie : $F_D = 0,03$.

- **Raideur de contact** : le contact de type pénalisation peut être schématisé comme un ressort appliquant un effort de répulsion, entre deux éléments discrets en contact, proportionnel à l'interpénétration de ces deux éléments. Ce coefficient de proportionnalité est la raideur de contact, qui est choisie égale à la raideur longitudinale moyenne des liaisons cohésives : $k_{contact} = 1,31.10^7 N.m^{-1}$.
- **Coefficient de restitution** : le coefficient de restitution peut être schématisé comme la propriété d'un amortisseur positionné en parallèle du ressort de contact. Une étude paramétrique a montré que son influence est négligeable sur la réponse du modèle. Il permet toutefois de réduire les effets dynamiques de trajet d'onde élastique. Sa valeur est prise égale à $C_{restitution} = 0,9$.

4.2.3 Validation

Un essai numérique de traction simple a été réalisé pour valider la mise en œuvre. Une éprouvette parallélépipédique de $4 \times 4 \times 8 mm^3$ composée de 20 000 éléments discrets est sollicitée en traction. La vitesse de sollicitation est de $2,5 mm.min^{-1}$, imposée sur chacune des deux faces opposées de l'éprouvette. Les paramètres matériaux utilisés sont ceux de la glace, voir table 4-1. Cependant, pour cet essai, la contrainte à rupture est prise constante égale à $1,87 MPa$ pour tous les éléments discrets.

Table 4-1 : Paramètres matériau d'entrée du modèle

$E = 9\,380 MPa$
$\nu = 0,3$
$\rho = 900 kg.m^{-3}$
$\sigma_{maxi} = 1,87 MPa$

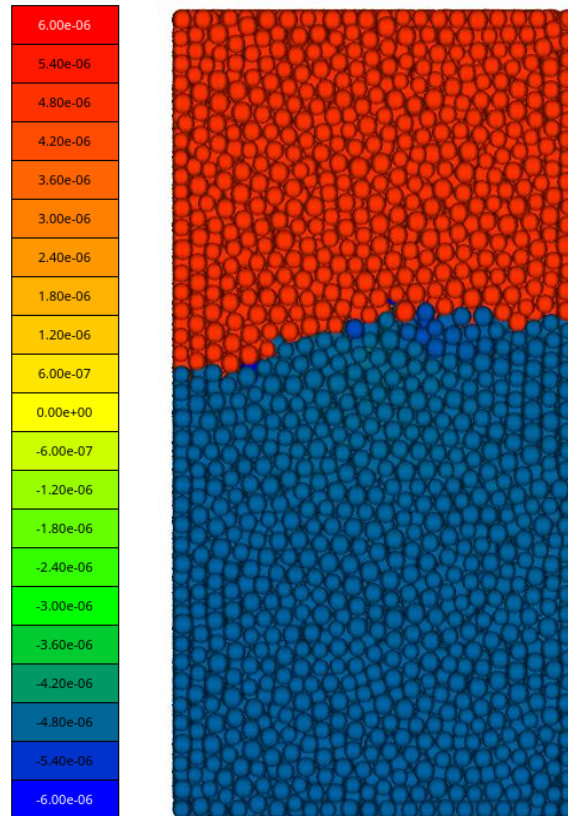


Figure 4-22 : Déplacement des éléments discrets dans la direction de sollicitation verticale (en mm)

Les déplacements verticaux, dans le sens longitudinal de l'éprouvette, après rupture sont affichés figure 4-22. La démarcation entre les deux parties, au-dessus et en-dessous de la fissure, est nette. La fissure s'est propagée dans une section transversale à l'éprouvette.

La courbe contrainte-déformation est présentée figure 4-23. L'augmentation de contrainte est linéaire et le module d'Young calculé est égal à $E = 9\,399\text{ MPa}$ pour $E_{\text{glace}} = 9\,380\text{ MPa}$. Le pourcentage d'écart entre les deux étant égal à 0,2%, la calibration est validée. La contrainte maximale atteinte est égale à $1,9\text{ MPa}$, ce qui valide le fonctionnement du critère de rupture utilisé. Après le maximum de contrainte atteint, un petit plateau est observé. Il correspond au temps de la propagation de la fissure d'un bord à l'autre de l'éprouvette. Ensuite, la chute de contrainte est brutale, ce qui correspond bien à un comportement de matériau fragile. Cette chute de contrainte brutale engendre quelques oscillations dans les deux parties d'éprouvette restantes.

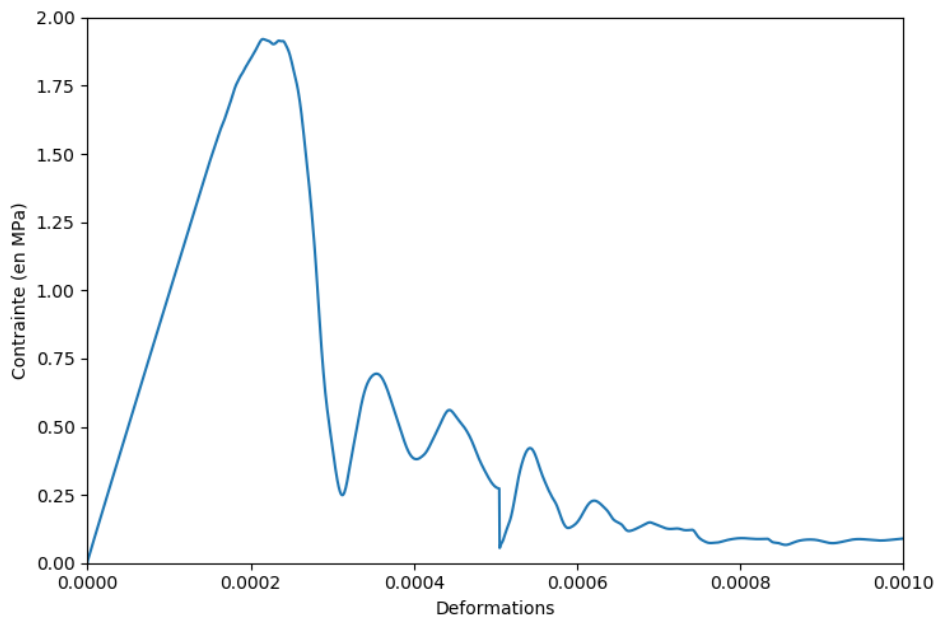


Figure 4-23 : Courbe contrainte déformation de l'éprouvette

Dans une méthode discrète, la fissuration étant réalisée en supprimant des liaisons cohésives, l'évolution de l'état des liaisons rompues dans le temps permet de comprendre le scénario « d'endommagement » jusqu'à rupture finale. La courbe représentant le nombre de liaisons cohésives rompues en fonction du temps est présentée figure 4-24. L'évolution du nombre de liaisons cohésives est très rapide entre la 5 000^{ème} et la 8 000^{ème} itération. Sa durée correspond à la durée du plateau de contrainte, ce qui confirme que le plateau de contrainte correspond à la propagation de la fissure à travers l'éprouvette. Ensuite, le nombre de liaisons cohésives rompues continue d'évoluer très légèrement. Quelques liaisons cohésives doivent encore transmettre des efforts, ce qui explique le fait que la contrainte ne retombe pas exactement à 0 après rupture de l'éprouvette, figure 4-23.

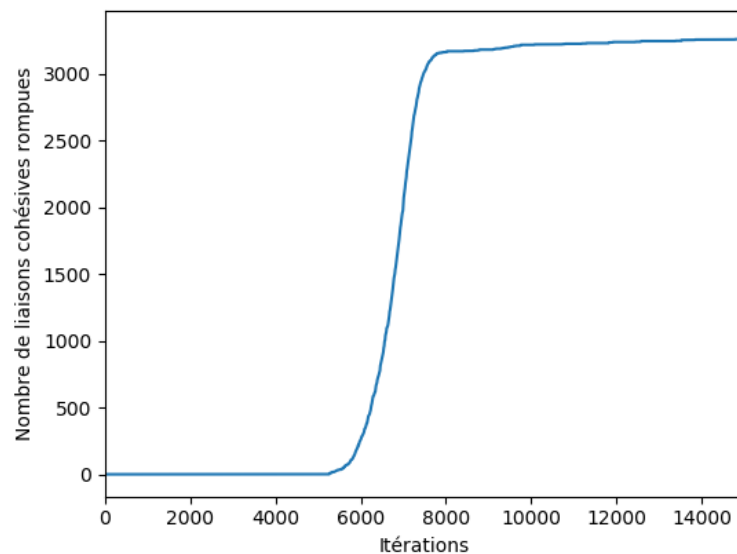


Figure 4-24 : Tracé du nombre de liaisons cohésives rompues en fonction de l'avancement de l'essai

4.2.4 Modèle numérique d'impact de grêle

4.2.4.1 Gestion du contact cible – grêlon

La gestion du contact à l'interface cible-projectile est la même que dans le cadre des contacts entre éléments discrets. Le contact est de type pénalisation avec une raideur $k = 1,31.10^7 \text{ N.m}^{-1}$, un coefficient de frottement dynamique $f = 0,03$ et coefficient de restitution $C = 0,9$.

4.2.4.2 Choix du domaine discret

Une étude de l'effet du nombre d'éléments discrets sur la réponse du modèle est menée. Cela permet de vérifier la dépendance du modèle au domaine discret et de choisir le bon nombre d'éléments discrets. Neuf domaines discrets allant de 1 000 à 40 000 éléments pour un projectile $\text{Ø}30\text{mm}$ ont été testés, figure 4-25. L'étude est faite avec une vitesse d'impact $V_{\text{impact}} = 87 \text{ m.s}^{-1}$.

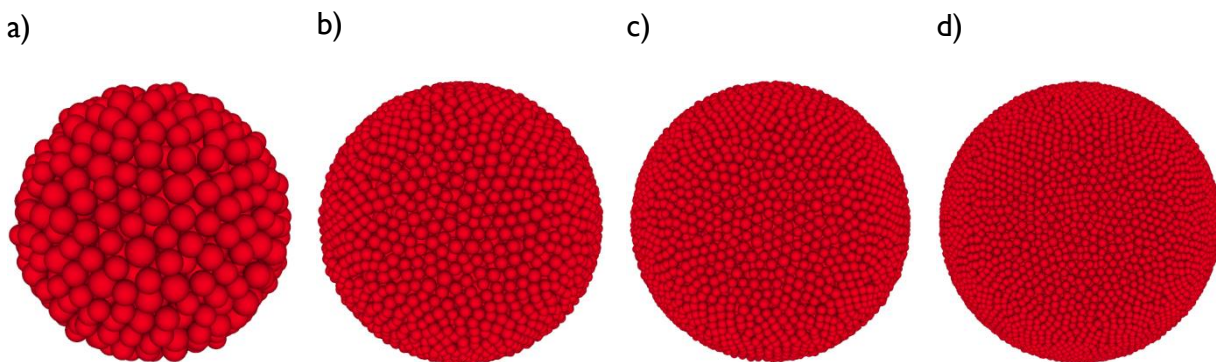


Figure 4-25 : Images de 4 des 9 domaines discrets pour un projectile $\text{Ø}30 \text{ mm}$, a) 1 000 éléments, b) 10 000 éléments, c) 20 000 éléments et d) 40 000 éléments

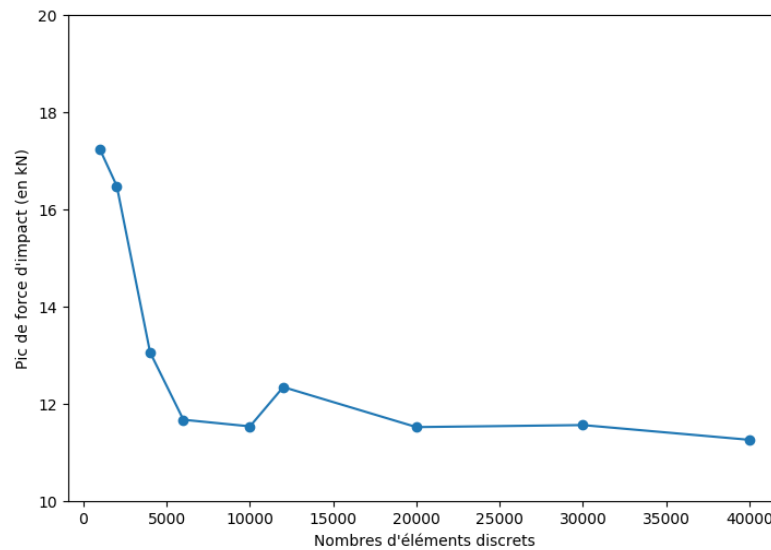


Figure 4-26 : Pics d'efforts obtenus en fonction du nombre d'éléments discrets

L'effort d'impact maximum converge vers la valeur de $11,6 \text{ kN}$ à partir de 20 000 éléments discrets. C'est donc ce domaine qui est retenu.

La même densité d'éléments est choisie pour le projectile de diamètre $\text{Ø}50 \text{ mm}$. Un domaine discret de 92 000 éléments est donc utilisé pour le domaine discret de ce projectile.

4.2.4.3 Détermination de la force induite par l'impact

Afin de comparer les résultats numériques et expérimentaux, il est nécessaire de réaliser une mesure de force numérique équivalente à la mesure de force expérimentale.

Cependant, l'interaction éléments discrets – éléments finis n'est pas encore réalisable numériquement, le projectile vient donc impacter une cible rigide. La force de contact est mesurée à l'interface cible – projectile.

Pour pouvoir malgré tout réaliser une mesure d'effort similaire à la mesure expérimentale, l'effort extrait du contact cible-projectile est appliqué au modèle numérique du capteur dans Abaqus, figure 4-27. Une répartition spatio-temporelle étant trop longue à mettre en place, le choix fait ici est de scinder la surface de la cible en deux : une partie centrale correspondant au diamètre de la barre, et la couronne, autour. La charge est également répartie sur tous les nœuds de la zone correspondante. Ensuite, le signal est mesuré avec la même méthode que celle présentée partie 3.1.2. C'est le signal issu du capteur qui est présenté pour discuter des résultats d'impacts numériques.

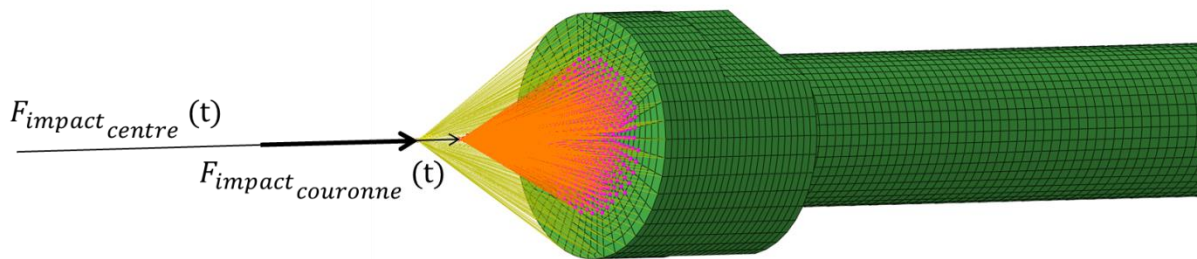


Figure 4-27 : Illustration de la façon d'appliquer la charge exportée du modèle discret sur le modèle numérique du capteur de force, la taille et l'épaisseur des flèches servent uniquement pour améliorer la visibilité

4.2.5 Résultats

La valeur de contrainte à rupture (en Pa) pour chaque élément discret est affichée figure 4-28. La répartition spatiale est aléatoire et correspond à la densité de contrainte affichée figure 4-20.

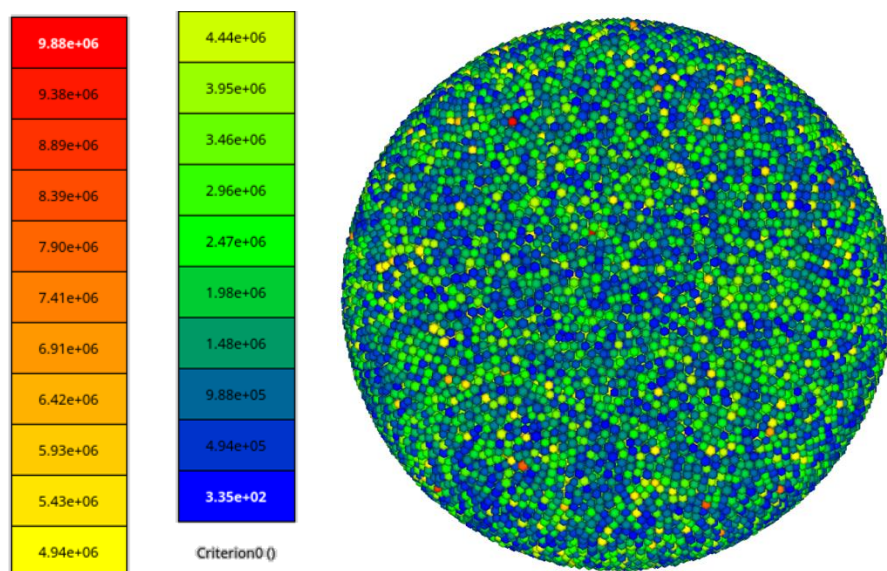


Figure 4-28 : Contrainte maximale pour chaque élément discret, légende en Pa

4.2.5.1 Analyse détaillée d'un essai d'impact

Les images d'un impact de grêlon de laboratoire de diamètre 50 mm à la vitesse $V_{impact} = 84 \text{ m.s}^{-1}$ et une contrainte de référence $\sigma_0 = 6,54 \text{ MPa}$ sont présentées figure 4-29. Le SHI impacte vers le bas la cible qui n'est représentée que sur la dernière image. Les éléments discrets rouges sont ceux sur lequel le critère de rupture n'a pas encore été atteint. Les blancs sont ceux pour lesquels il a été atteint. Sur la dernière image, celle prise à $t = 228 \mu\text{s}$, une coupe dans un plan central du projectile est réalisée et la cible est représentée. La couleur noire dans le plan de certains éléments discrets correspond aux éléments dans le plan de coupe.

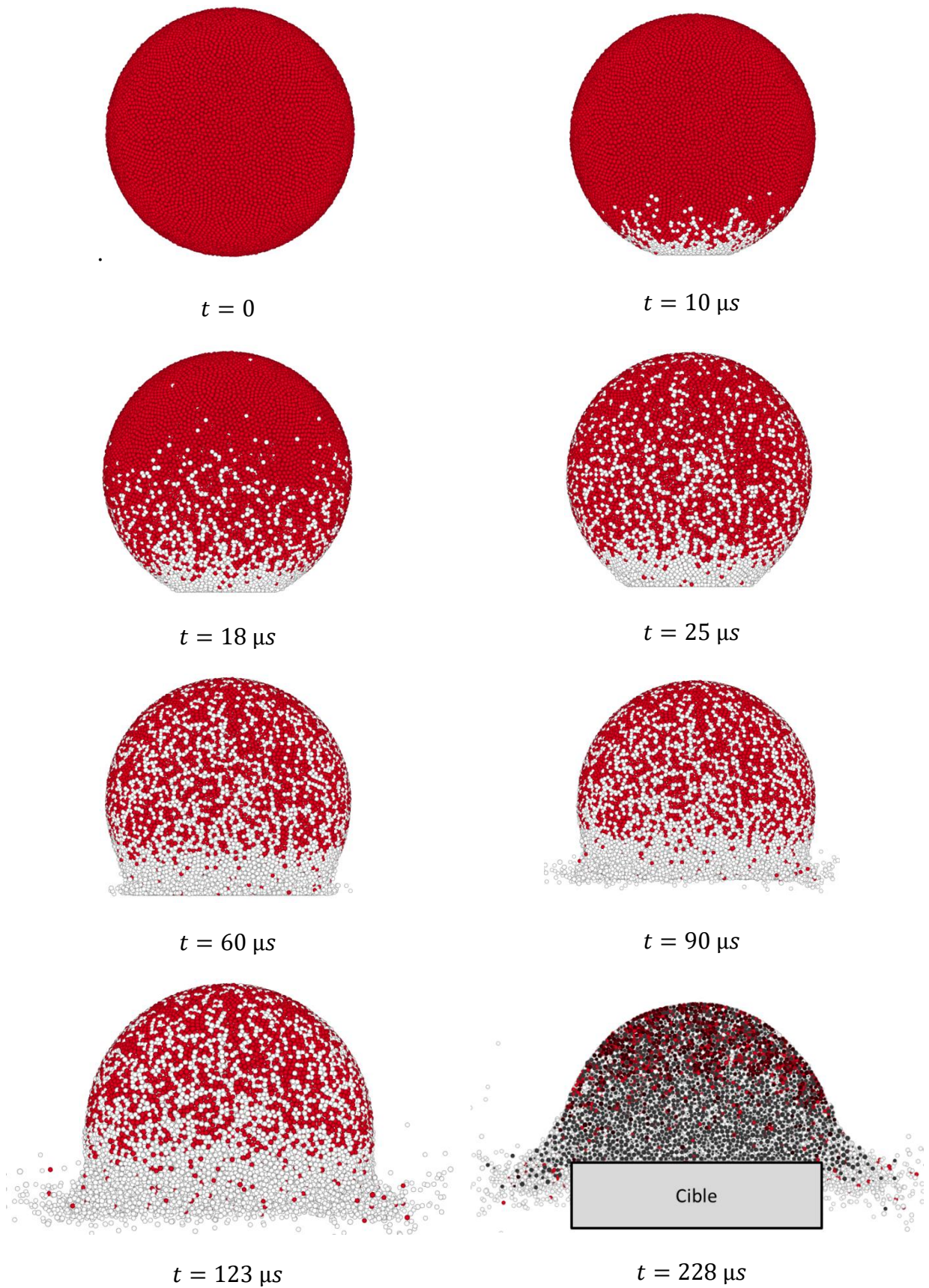


Figure 4-29 : Séquence d'images d'un impact numérique d'un SHI Ø50 mm à $V_{impact} = 84 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$

La fragmentation du projectile est initiée dès les premiers instants. A $t = 10 \mu\text{s}$, la fragmentation commence à se propager depuis la zone de contact vers le reste du projectile. A $t = 25 \mu\text{s}$, le projectile est complètement fragmenté. L’écoulement granulaire est ensuite bien représenté, la dernière image, à $t = 228 \mu\text{s}$, permet de visualiser qu’une partie du projectile est en train de passer autour de la cible.

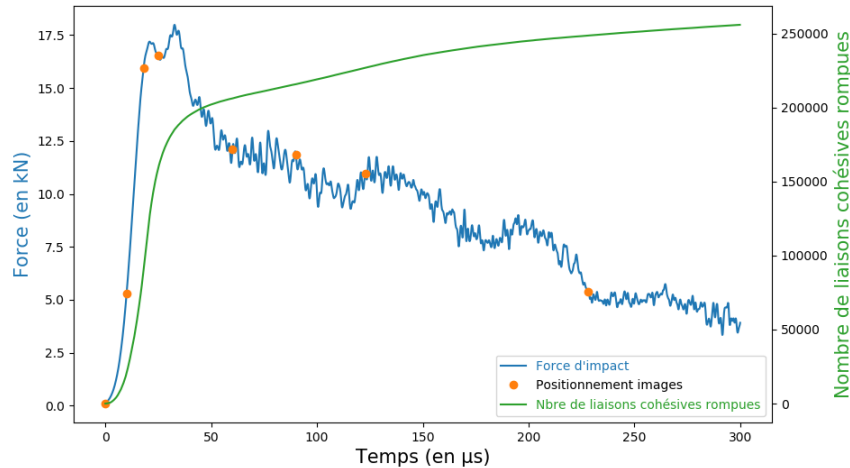


Figure 4-30 : Courbe de force d’impact SHI Ø50 mm, $V_{impact} = 84 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ avec positionnement des images et la courbe du nombre de liaisons cohésives rompues

La courbe de force d’impact en fonction du temps, avec le positionnement des images de la figure 4-29 est présentée figure 4-30. L’évolution du nombre de liaisons cohésives rompues y est superposée. A $t = 25 \mu\text{s}$, lorsque le projectile est complètement fragmenté, la force d’impact est au niveau de son maximum. A cet instant, l’évolution du nombre de liaisons cohésives rompues est bien moins importante. Au début de la diminution de la force d’impact, à $t = 36 \mu\text{s}$, 72% des liaisons cohésives sont rompues. Ce fort pourcentage confirme les observations expérimentales faites chapitre 3 : la première phase de l’impact, pendant l’augmentation de l’effort d’impact, le projectile fragmente, ensuite, le milieu peut être considéré comme granulaire. Pendant la diminution de la force d’impact, le nombre de liaisons cohésives rompues continue d’évoluer, de gros fragments se partitionnent au fur et à mesure qu’ils se rapprochent de la cible.

4.2.5.2 Comparaisons des résultats numériques et des résultats expérimentaux

Les résultats de simulations d’impact des projectiles de diamètres 50 mm et 30 mm sont présentés figure 4-31 & figure 4-32 respectivement. Ils sont comparés aux résultats expérimentaux pour les différentes vitesses d’impact testées. Deux simulations sont faites pour chacune des vitesses testées, en faisant varier la contrainte de référence σ_0 . La première, en bleu sur les courbes figure 4-31 et figure 4-32, correspond à une contrainte maximale admissible en quasi statique. La seconde, en orange, correspond à une contrainte corrigée par le facteur de correction dynamique. Des calculs ont donc été réalisés avec une

contrainte de référence $\sigma_0 = 6,54 \text{ MPa}$ pour les projectiles $\varnothing 50 \text{ mm}$ et $\sigma_0 = 7,48 \text{ MPa}$ pour les projectiles $\varnothing 30 \text{ mm}$. Cela permet de vérifier l'effet du taux de déformation sur la réponse du modèle. Une discussion sur l'analyse de l'effet de la répartition aléatoire de la contrainte à rupture dans le projectile est proposée partie 4.2.6.1.

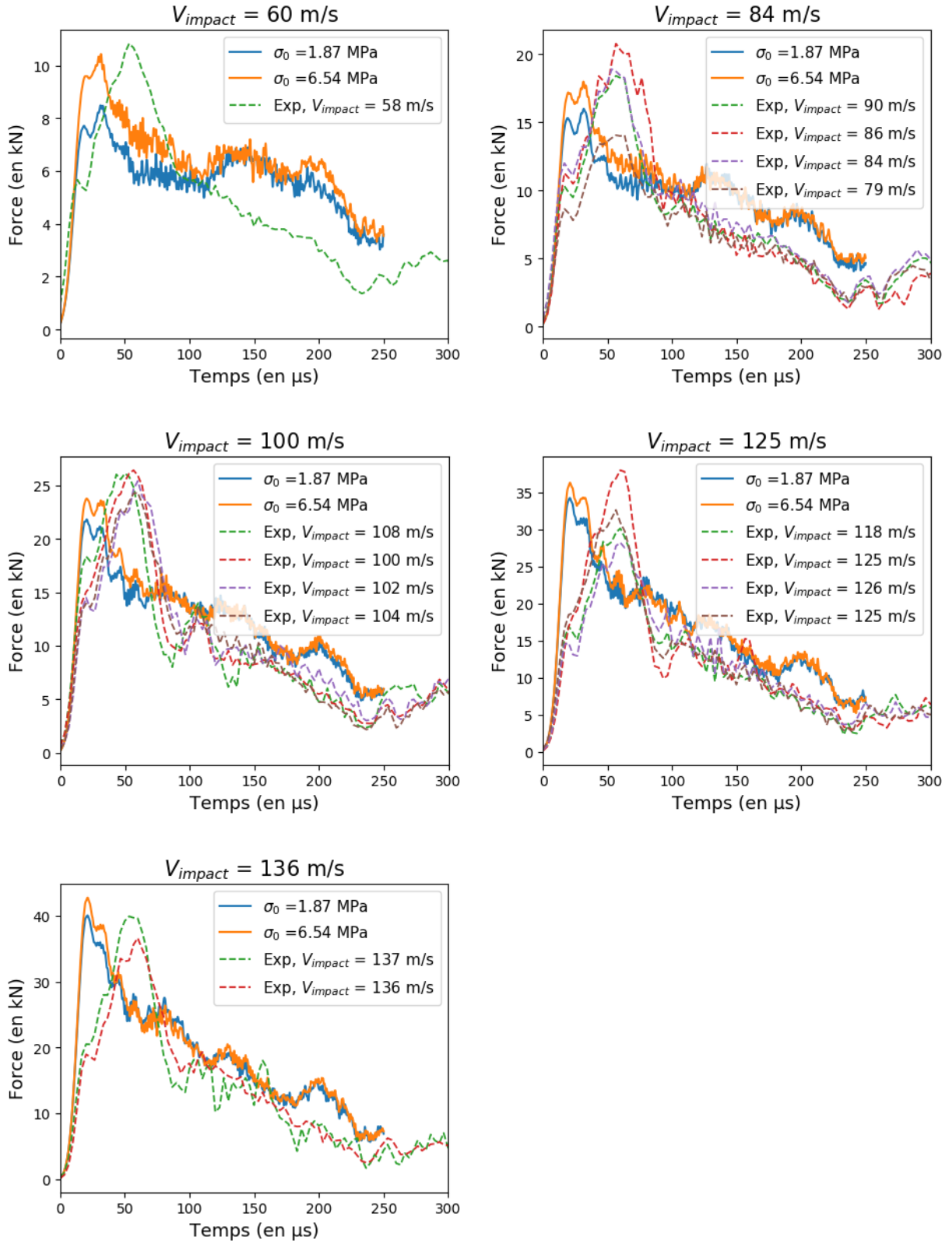
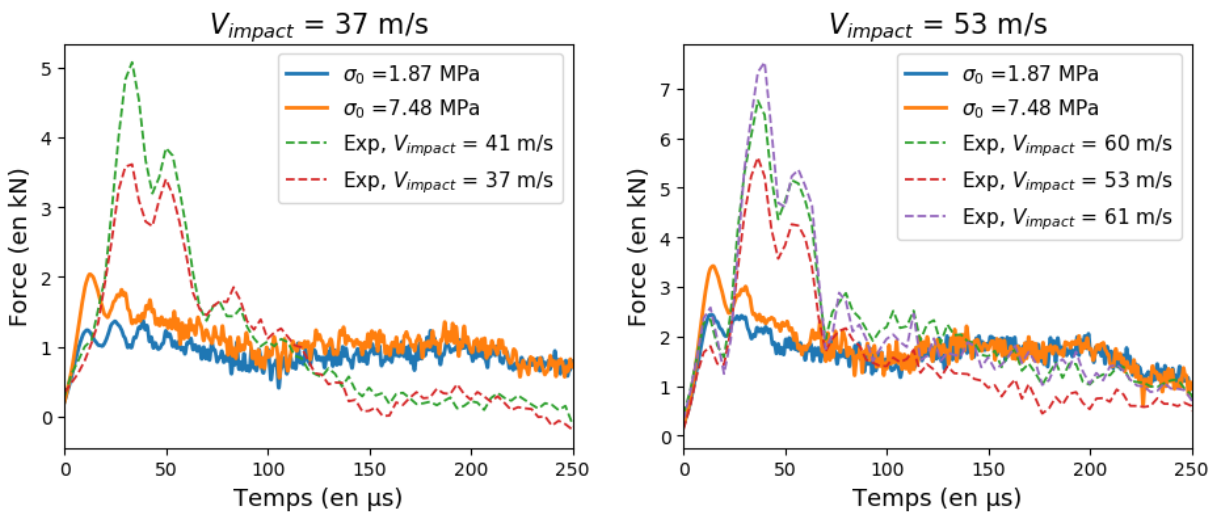


Figure 4-31 : Comparaisons courbes expérimentales et numériques pour différentes vitesses d’impacts pour le projectile de diamètre 50mm

La tendance globale des efforts d’impacts est correctement prédite par le modèle, figure 4-31. La force d’impact croît très rapidement jusqu’à son maximum puis décroît progressivement.

La pente à l’origine est correctement prédite par le modèle. Toutefois, une oscillation est observée autour de $20 \mu s$ dans les courbes expérimentales, induisant un décalage temporel entre les pics d’efforts numériques et expérimentaux. Aucune explication n’a pour l’instant été trouvée, en effet, visuellement le modèle est très représentatif de la réalité. Le capteur pourrait être la cause de ces petites oscillations et donc de ce décalage temporel : des réflexions d’ondes dans l’embout fixé à la barre pourraient l’expliquer. Malgré ce décalage temporel, le maximum d’effort est correctement prédit par le modèle numérique. Ensuite, la diminution de l’effort est correctement prédite pour tous les essais, sauf les essais aux vitesses d’impacts les plus lentes, $V_{impact} = 60 m.s^{-1}$ et $V_{impact} = 84 m.s^{-1}$, où l’effort d’impact numérique réaugmente légèrement, autour de $t = 110 \mu s$, avant de diminuer de nouveau. Une oscillation similaire est observée expérimentalement, mais bien plus tard, autour de $t = 230 \mu s$.



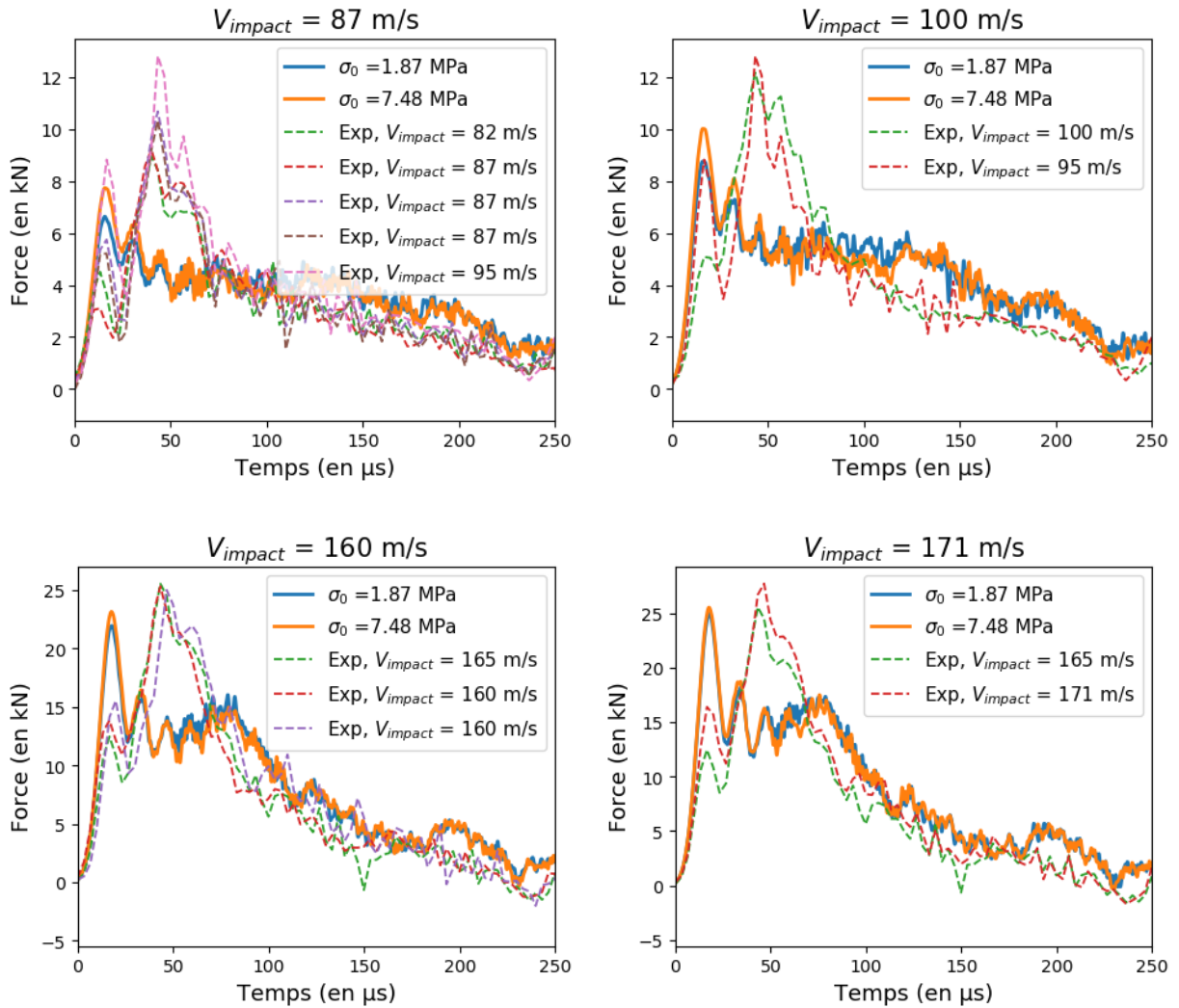


Figure 4-32 : Comparaisons courbes expérimentales et numériques pour différentes vitesses d'impacts pour le projectile de diamètre 30mm

Comme dans le cadre des essais sur grêlons de laboratoire diamètre 50 mm, le modèle prédit correctement la tendance globale de la force d'impact expérimentale. La pente à l'origine est correctement prédite, cependant un décalage temporel est encore observé entre les maxima d'effort numériques et expérimentaux. Comme dans le cadre des SHIs Ø50 mm, une oscillation est observée sur les courbes de forces expérimentales entre le début de l'essai et le maximum de force, et le modèle ne la prédit pas. Le maximum d'effort est beaucoup moins bien prédit dans le cas des petits projectiles pour les faibles vitesses d'impacts. Les écarts entre l'expérimental et le numérique sont importants. En revanche, pour les grandes vitesses d'impacts, le maximum d'effort est correctement prédit par le modèle.

4.2.6 Discussions

4.2.6.1 Dispersion dans les résultats numériques

Une série de simulations d'impacts pour le diamètre de projectile 30 mm et une vitesse d'impact $V_{impact} = 53 \text{ m.s}^{-1}$ a été menée. Cette série de simulations permet de vérifier si la dispersion aléatoire de la contrainte à rupture dans le domaine discret et l'arrangement non-continu du domaine discret et des liaisons cohésives créent une dispersion dans les résultats de force d'impact.

La dispersion est négligeable. La moyenne des courbes se superpose parfaitement, il est possible de distinguer une courbe d'une autre uniquement en analysant le bruit. Le phénomène étant dynamique, un très grand nombre d'activation de défauts est déclenché dès l'initiation du contact rendant la réponse déterministe malgré un critère de rupture probabiliste. Ces observations rejoignent celles réalisées dans le cadre d'études dynamiques réalisées sur d'autres types de matériaux fragiles, tels que des céramiques (Hild et al. 2003; Erzar et Forquin 2010).

4.2.6.2 Effet matériau

En plus des calculs avec deux contraintes de références différentes, des calculs pour une contrainte de référence $\sigma_0 = 0 \text{ MPa}$ ont été réalisés. Les courbes vertes présentées figure 4-33 sont donc faites uniquement avec la partie comportement granulaire du modèle de comportement matériau décrit précédemment. Ce calcul représente l'impact d'un amas de 20 000 particules de glace, arrangées initialement comme une sphère de diamètre 30 mm. L'objectif de cette étude est de vérifier la part de l'effet matériau sur la réponse du modèle.

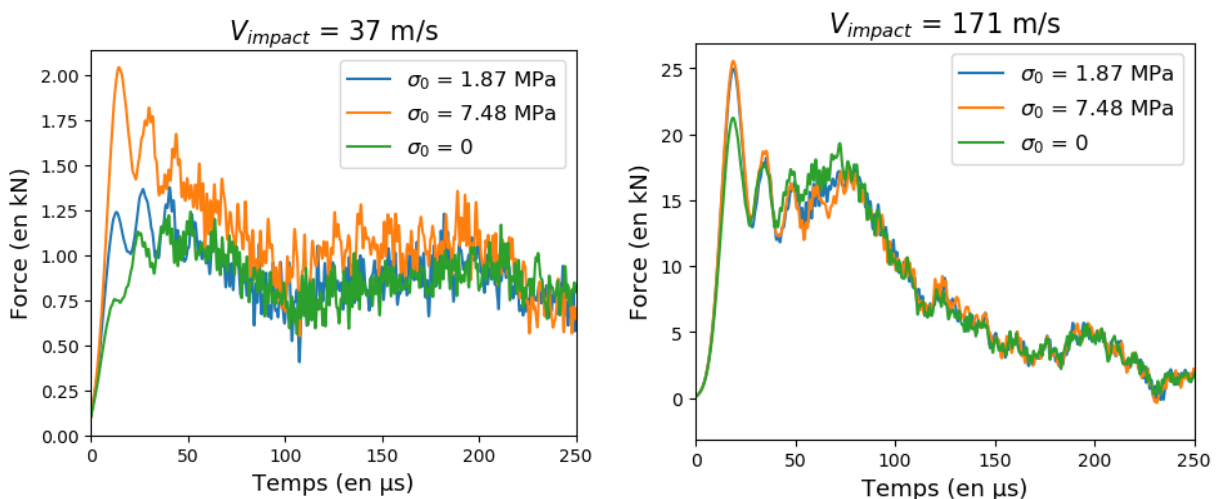


Figure 4-33 : Analyse de l'effet matériau sur la force d'impact induite dans la structure

Plus la vitesse d'impact est importante, moins le comportement mécanique de la glace influe sur la force d'impact. Ces observations confirment celles déjà observées par (Carney et al. 2006). A grande vitesse d'impact, l'énergie de rupture devient négligeable devant

l'énergie cinétique, c'est donc l'inertie du projectile qui influe principalement sur la force induite. Le modèle de comportement mécanique est tout de même primordial pour la bonne prédiction du maximum de force d'impact dans le domaine des vitesses d'impacts sur des aéronefs, de $V_{impact} = 40 \text{ m.s}^{-1}$ à $V_{impact} = 150 \text{ m.s}^{-1}$.

4.2.6.3 Comparaison résultats issus des essais expérimentaux, modèle Tippman et modèle GranOO

La superposition des résultats expérimentaux et numériques issue des modèles de Tippman et du modèle éléments discrets permet de comparer les performances des deux modèles testés pour cette thèse.

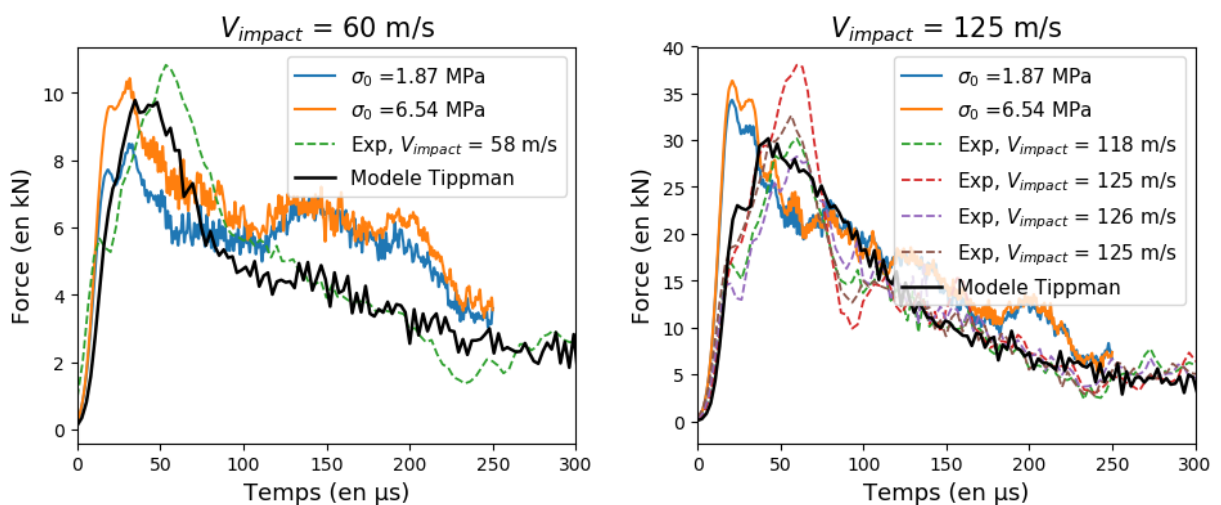


Figure 4-34 : Comparaisons des courbes d'efforts expérimentales, et issues des modèles éléments discrets et de Tippman pour un projectile Ø50 mm

Pour les projectiles de diamètre 50 mm, diamètre pour lequel les deux modèles sont les plus performants, les performances sont similaires. Le pic d'effort est plus précisément prédit par le modèle éléments discrets, quand la contrainte de référence utilisée est la contrainte dynamique, mais le décalage temporel entre les pics d'efforts expérimental et numérique est légèrement inférieur dans le cas du modèle de Tippman, figure 4-34.

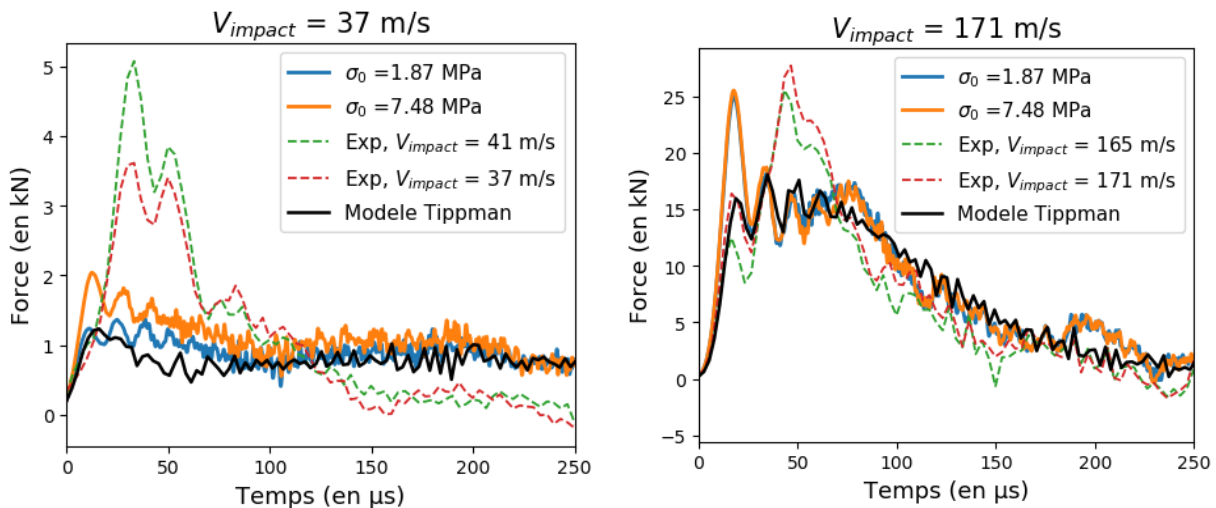


Figure 4-35 : Comparaisons des courbes d'efforts expérimentales, et issues des modèles éléments discrets et de Tippman pour un projectile Ø30 mm

Pour les projectiles de diamètre 30 mm, les deux modèles ne prédisent pas correctement le pic d'effort pour les faibles vitesses d'impacts et présentent des décalages temporels similaires avec l'expérimental. Toutefois, le modèle éléments discrets montre de meilleures performances, le maximum d'effort est nettement supérieur, 2 kN dans le cadre de la contrainte de référence dynamique contre 1,2 kN pour le modèle de Tippman, figure 4-35. Pour l'impact à haute vitesse, le modèle discret prédit de façon nettement plus précise le pic d'effort, un écart de 8% est mesuré entre le pic d'effort du modèle discret et le pic d'effort expérimental, tandis qu'un écart de 35% est mesuré entre le modèle de Tippman et les données expérimentales. Cela confirme la meilleure capacité du modèle discret à simuler le comportement fragmenté du grêlon.

4.3 Synthèse

Un essai de caractérisation a été mis en place. Cet essai a permis de mettre en évidence le caractère fragile du comportement mécanique macroscopique de la glace et d'observer le mode de rupture prépondérant de la glace. Ce type de comportement est couramment observé pour la glace pour des sollicitations quasi-statiques et dynamiques, voir chapitre 2. La glace, comme la plupart des matériaux fragiles, rompt en traction. En effet, sa résistance en traction est très nettement inférieure aux résistances en compression et cisaillement. Cet essai a également permis de mesurer la contrainte maximale admissible de la glace de laboratoire fabriquée. Les résultats obtenus présentent une importante dispersion, caractéristique des résultats obtenus en général pour les matériaux fragiles. Elle est due à la forte dépendance aux défauts. Cette dispersion a été analysée par une étude de probabilité de type Weibull.

Un modèle numérique novateur d'impacts de grêlons de laboratoire est proposé. Il est basé sur une méthode numérique discrète et un modèle de comportement simple : peu de paramètres sont nécessaires et ces paramètres sont tous issus d'essais expérimentaux. Le modèle est donc au plus près de la physique observée expérimentalement. Les résultats sont prometteurs : les pics d'efforts sont correctement représentés et la tendance générale des impacts est correctement prédite pour les projectiles les plus gros, et les grandes vitesses d'impacts des plus petits projectiles. Des écarts temporels entre les données expérimentales et numériques ne sont pas expliqués. Ils pourraient être dus au moyen de mesure, dont le modèle fait certaines hypothèses, notamment l'encastrement parfait de l'embout fixé en bout de barre pour augmenter la surface d'impact.

Au demeurant, une analyse pour différentes résistances du matériau a permis de mettre en évidence la « part matériau » dans la force d'impact. Plus la vitesse d'impact est faible, plus elle est importante. Les résultats obtenus par la simulation pour les hautes vitesses d'impacts, pour les deux tailles de projectile sont prédictifs, validant ainsi le choix de la méthode numérique discrète. En effet, c'est l'écoulement granulaire et l'inertie du projectile qui pilotent dans le cas des hautes vitesses d'impact. Les bonnes performances du modèle pour le projectile de diamètre 50 mm, sur toute la plage des vitesses d'impacts, laissent penser que le modèle de comportement est bon, en effet, tous les paramètres d'entrée du modèle sont déterminés expérimentalement. Dans le cas des impacts de projectiles de diamètre 30 mm à faibles vitesses, les écarts entre les données expérimentales et les données issues de la simulation sont importants. Ils pourraient alors être dus à des mauvais paramètres matériaux : l'évolution du facteur de correction dynamique en fonction du taux de déformation n'est peut-être pas correctement mesurée. D'autres phénomènes tels qu'un effet d'échelle matériaux pourraient aussi être la cause des écarts observés : le projectile étant plus petit, moins de défauts sont présents rendant sa résistance plus importante.

Le modèle proposé étant plus performant que les modèles disponibles dans la littérature, la démarche proposée semble prometteuse.

4.4 Conclusions

L'essai de caractérisation mis en place permet de caractériser, de façon fiable, le comportement macroscopique mécanique de la glace à rupture en traction. Le matériau apparaît clairement comme étant un matériau fragile. Une forte dépendance aux défauts est donc une conséquence de ce type de comportement, induisant une forte dispersion dans les résultats. Cette dispersion est analysée, puis incluse dans le modèle numérique, via une loi de Weibull à deux paramètres. La contrainte à rupture est donc identifiée.

Le modèle proposé est basé sur les observations expérimentales faites durant cette thèse. Les résultats obtenus sont prometteurs. Ils montrent une nette amélioration par rapport aux résultats présents dans la littérature. Des améliorations peuvent être apportées au modèle, passant par une meilleure connaissance du comportement mécanique de la glace. Ces améliorations sont détaillées dans la partie dédiée aux perspectives (partie 5.2).

5 Conclusions et perspectives

Ce projet de thèse a été mené dans le cadre d'un projet CRIAQ, en cotutelle entre l'I2M, département DuMAs et le laboratoire M³C à l'université Laval à Québec. L'objectif de ce projet de recherche est d'être capable de prédire l'endommagement causé dans des structures aéronautiques par des impacts de grêlons. Dans le cadre de cette thèse, le choix a été fait de se focaliser sur l'étude du projectile, le grêlon. L'objectif général de cette thèse est donc d'être capable de prédire le chargement appliqué sur des structures par l'impact de grêlons.

5.1 Conclusions générales

Une étude approfondie de la littérature a permis de faire un état des avancées actuelles sur l'étude de l'impact de grêlons et sur les connaissances du comportement mécanique du matériau glace. De nombreux types de glace, tels que la glace atmosphérique, la glace de rivière (eau douce) ou d'océan (eau salée) existent et possèdent des propriétés mécaniques qui diffèrent, bien que le comportement mécanique global reste semblable d'un type de glace à l'autre. De façon générale, la glace, aux taux de déformations d'intérêts (de $10^{-3} s^{-1}$ à plusieurs dizaines de milliers de déformations par seconde) et à la température d'intérêt ($-10^{\circ}C$) possède un comportement mécanique de type fragile. Pourtant, aucune étude publiée sur la glace n'a étudié la glace avec des méthodes spécifiquement développées pour ce type de matériau. De même, la majorité des modèles de comportement dynamique de la glace sont basés sur des lois de plasticité, phénomène non observé dans les matériaux fragiles. Au demeurant, les études expérimentales d'impacts de grêlons de laboratoire n'analysent pas la microstructure des échantillons testés. Il est donc difficile de comparer les résultats entre eux, d'autant plus qu'ils ne sont que très peu nombreux. Aussi, il est impossible de déterminer les différences entre les grêlons réels et les grêlons de laboratoire.

Suite à cet état de l'art, l'objectif de cette thèse est de développer un modèle basé sur des observations expérimentales réalisées durant le phénomène d'impact. Pour y parvenir, une installation expérimentale a été développée dans le but de réaliser des essais expérimentaux d'impacts de grêlons de laboratoire. Ces essais sont réalisés en interne pour pouvoir maîtriser et/ou connaître tous les paramètres amenant aux résultats et observations qui serviront de base à la construction de la démarche numérique. Des essais pour des projectiles de diamètres 30 mm et 50 mm, dont la microstructure a été caractérisée, ont été réalisés pour des vitesses d'impacts allant de $37 m.s^{-1}$ à $170 m.s^{-1}$. La fragmentation du

projectile a été observée à la caméra rapide et la force d'impact mesurée à l'aide d'un capteur de force dynamique.

Des essais numériques d'impacts d'une sphère élastique ont ensuite été réalisés. Cette étude a permis de valider certaines hypothèses, notamment l'importance du taux de déformation dans le comportement du projectile sous impact, expliquant des efforts plus importants, à énergie d'impact égale, pour des projectiles plus petits. Cette étude a également permis de vérifier que la pression hydrostatique est très élevée dans le projectile, mais très localisée autour de la zone de contact. Il ne semble donc pas nécessaire de prendre en compte cet effet dans un modèle d'impact de grêlon de laboratoire. Au contraire, des zones d'où démarre la fragmentation sont soumises à de la traction très rapidement après l'initiation du contact indiquant qu'un critère adapté pourrait être un critère en traction pour piloter la fragmentation du projectile. Aussi, l'effet de taille du projectile a pu être étudié : dans le cadre d'impacts sur le projectile le plus petit, les états de contraintes internes atteints sont plus élevés que dans le cas d'impacts sur le projectile le plus grand.

Le modèle, présent dans la littérature, le plus proche de nos observations a été implémenté (Tippmann, Kim, et Rhymer 2013). Des modifications y ont été apportées afin de le rapprocher des observations faites expérimentalement : utilisation de la méthode SPH, empêchement de tout état de traction hydrostatique après rupture et modélisation du capteur dynamique. Le but de cette implémentation est de vérifier les performances d'un modèle existant et de déterminer le domaine de validité. Le modèle est capable de prédire de façon précise les chargements appliqués sur structures par un projectile de diamètre 50 mm. La méthode SPH semble être une bonne méthode numérique pour résoudre ce type de modèle. Par contre, il n'est pas du tout capable de prédire le chargement appliqué par un projectile de diamètre 30 mm. Une étude énergétique a permis de se rendre compte que la plasticité inclus dans le modèle de comportement du projectile joue un rôle majeur. Les paramètres du modèle ont été optimisés par leurs auteurs pour un projectile de diamètre 50,8 mm. Le modèle ne fonctionne donc pas pour toute autre dimension ou forme de projectile.

L'étude numérique d'impact de quart de sphère et les essais expérimentaux révèlent l'importance de la traction dans le pilotage de la fragmentation. Afin de valider le type de comportement du matériau étudié et de mesurer la contrainte maximale admissible, un essai de caractérisation quasi-statique original est proposé. L'essai de type losipescu est mis en place pour la caractérisation de la glace. Le caractère fragile du comportement mécanique de la glace est alors clairement mis en évidence. Grâce à un modèle d'identification, la valeur de contrainte maximale atteinte dans le matériau est obtenue. Cet essai révèle une importante dispersion dans les résultats obtenus, décrite à l'aide d'une loi de Weibull à deux paramètres.

Suite à ces résultats, il s'avère que le développement d'un modèle numérique adapté à l'impact de grêlons de laboratoire est nécessaire. Ce modèle doit être simple car les essais de caractérisation de la glace sont difficiles à mettre en place et, par conséquent, les paramètres matériaux difficiles à obtenir. Il doit être basé sur la physique pour avoir un grand domaine de validité. Le modèle proposé est basé sur un comportement élastique-fragile et l'utilisation d'une méthode discrète. Le critère de rupture retenu est un critère en traction dans le repère principal, et la limite à rupture est décrite par une loi de Weibull à deux paramètres qui permet d'inclure des défauts intrinsèques au matériau dans le modèle.

Le modèle de comportement du projectile, implémenté dans un logiciel de calculs basé sur une méthode numérique discrète montre des résultats prometteurs. Les chargements induits par les projectiles de diamètre 50 mm sont correctement prédits sur toute la gamme des vitesses testées. Le modèle est également prédictif pour les projectiles de diamètre 30 mm à grandes vitesses d'impact. Il l'est par contre beaucoup moins pour les faibles vitesses d'impact, tout en ayant un écart plus faible avec les données expérimentales que le modèle de Tippman implémenté précédemment. Ce modèle discret a aussi permis de vérifier la part matériau dans la force d'impact. Plus faible est la vitesse d'impact, plus important est le rôle du matériau dans la force induite dans la structure. Pour le diamètre de projectile le plus petit, le modèle est prédictif pour les hautes vitesses d'impact, la cinématique granulaire discrète paraît donc intéressante. Le modèle est prédictif pour les projectiles les plus grands, sur toute la gamme de vitesses testées, les propriétés matériaux pour des gammes de taux de déformations inférieures à $1\,000\text{ s}^{-1}$ semblent donc correctes. Les écarts importants entre les résultats de simulation et les résultats expérimentaux pour les faibles vitesses d'impact pour le projectile le plus petit seraient donc principalement dus aux propriétés matériaux pour des taux de déformations supérieurs à $1\,000\text{ s}^{-1}$.

Ce travail propose l'utilisation d'une nouvelle approche numérique pour la simulation de l'impact de grêlons sur structures. Cette approche est basée sur des observations expérimentales réalisées durant cette étude. Les résultats obtenus sont prometteurs et des améliorations sont possibles.

5.2 Perspectives

De nombreuses perspectives peuvent être envisagées sur les aspects numériques et expérimentaux. La pluridisciplinarité de ce travail de recherche et le temps limité ne permettent pas d'approfondir tous les points abordés. Des pistes de poursuite sont donc proposées dans le but de poursuivre la démarche initiée durant cette thèse.

5.2.1 Perspectives expérimentales

5.2.1.1 Essais d'impacts

Deux tailles de projectiles ont été testées expérimentalement. Réaliser des tests avec des tailles de projectiles différentes permettrait de confirmer, ou d'infirmer, certaines

interprétations faites durant cette thèse. Notamment l'hypothèse d'un temps de fragmentation dépendant uniquement de la taille du projectile, ou encore la dépendance au taux de déformation : à énergie d'impact égale, plus le projectile est petit, plus la force maximale d'impact est importante.

De plus, un seul type de microstructure a été testé. Fabriquer et tester des projectiles avec différentes microstructures permettraient de vérifier si la microstructure des projectiles influe sur l'essai, en terme de fragmentation, de durée d'impact, d'énergie transmise à la structure ou encore de force maximale induite par l'impact.

Certains aspects des résultats expérimentaux d'impacts n'ont pas pu être expliqués, ni par les observations expérimentales ni par les modèles, notamment les oscillations observées durant la montée de force d'impacts pour les projectiles de diamètre 30 mm. Améliorer le capteur de force dynamique utilisé lors de cette étude permettrait d'éclairer sur la cause de cet effet, en utilisant une barre de plus gros diamètre, ce qui permettrait de se passer de l'embout fixé en bout de barre.

La validation du modèle d'impact de grêlon est basée sur une mesure de force unique et globale de l'effort d'impact appliqué sur une structure. Aucune notion de répartition de pression sur la surface d'impact ne permet de valider si le chargement prédit par le modèle est spatialement cohérent avec le chargement réel appliqué par un grêlon impacté. Afin de pallier à ce manque d'information, la conception d'un capteur de mesure de force spatio-temporel a débuté, figure 5-1.

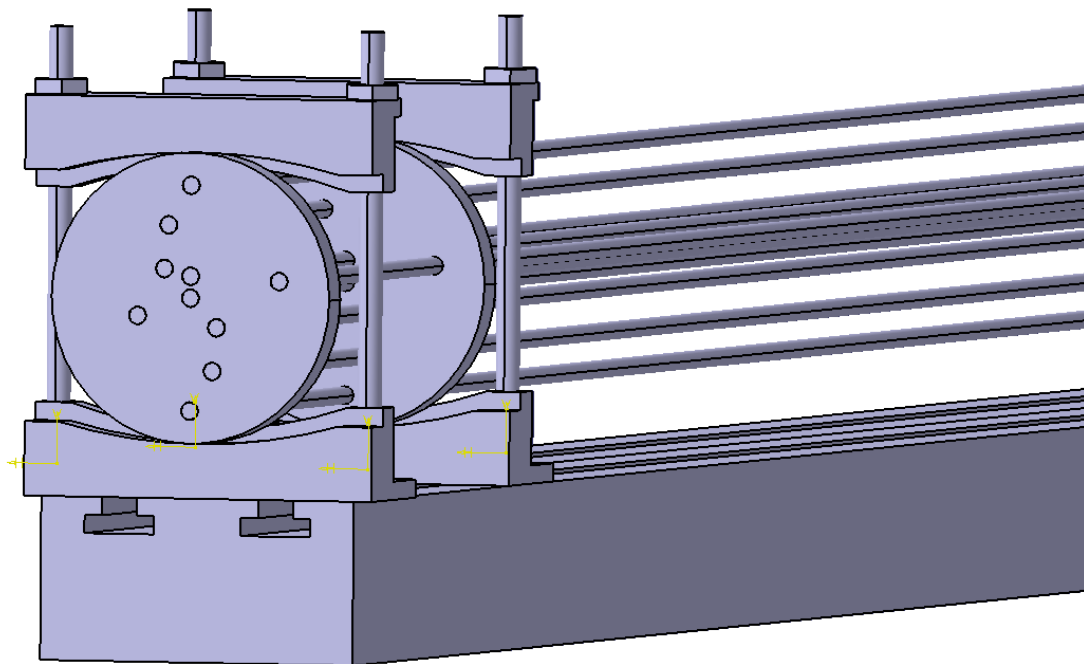


Figure 5-1 : Images de la conception d'un capteur de force dynamique spatio-temporel

L'objectif de ce capteur est d'obtenir plusieurs points de mesure de la force d'impact en fonction du temps. Ces mesures sont réalisées par l'intermédiaire de 10 barres instrumentées et positionnées à différents endroits sur la zone d'impact. Le positionnement des barres permet de vérifier l'hypothèse de symétrie centrale du chargement appliqué et de mesurer le chargement à sept rayons différents, figure 5-2.

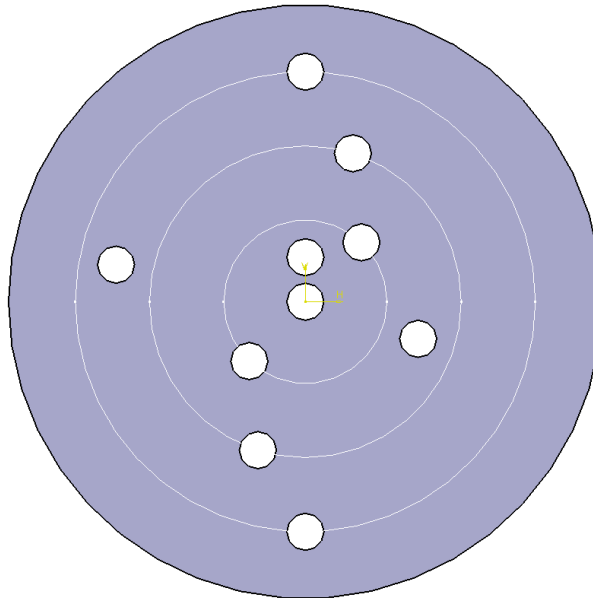


Figure 5-2 : Support des barres en vue de face avec la superposition de cercles aidant à la visualisation du positionnement des barres

5.2.1.2 Essais de caractérisation

Un essai de caractérisation a été mis en place durant cette thèse. 29 essais ont été exploités. Réaliser des essais supplémentaires permettrait d'améliorer le post-traitement des résultats en ayant plus de points pour déterminer les paramètres de la loi de Weibull.

Mettre en place des essais losipescu avec une taille d'éprouvette différente, ou un autre type d'essai, essai de flexion 3 ou 4 points par exemple, permettrait d'obtenir d'autres types de résultats. La complémentarité des résultats de caractérisation permettrait de renforcer le post-traitement réalisé. Aussi, la différence entre le volume sollicité dans les essais losipescu et les essais de flexion permettrait de vérifier si un effet d'échelle matériau est présent dans la glace. Si tel est le cas, ce phénomène permettrait d'aider à expliquer les différences mesurées entre les impacts des deux tailles de projectiles.

La dépendance des propriétés matériaux au taux de déformation semble être une des causes importantes pour expliquer les écarts entre les données numériques et expérimentales. Pour nourrir le modèle développé, des données dynamiques expérimentales issues d'essais de compression aux barres de Hopkinson sont utilisées pour un critère en traction. La qualité des données utilisées est donc discutable. Caractériser le comportement

mécanique dynamique de la glace en traction doit donc être l'une de priorités dans l'optique d'améliorer les performances du modèle proposé.

5.2.2 Numériques

Les perspectives pour une poursuite des travaux numériques commencés durant cette thèse se concentrent principalement sur l'approche discrète. En effet, c'est cette approche qui semble la plus prometteuse.

D'un point de vue modèle numérique, inclure une dépendance, intrinsèque au modèle, de la contrainte de référence σ_0 au taux de déformation semble être la priorité. En effet, il est montré que l'influence du taux de déformation joue surtout sur les impacts à faible vitesse, là où les écarts sont les plus importants entre le modèle et l'expérimental.

Des essais de caractérisations supplémentaires pourraient mettre en évidence un effet d'échelle intrinsèque au matériau, qui serait représentatif d'une éventuelle densité de défauts. Auquel cas une implémentation dans le modèle permettrait de tenir compte d'un effet matériau supplémentaire, et donc d'améliorer son domaine de validité.

Enfin, l'objectif étant de prédire les chargements appliqués par un impact de grêlons réel sur structure aéronautique, le développement d'un modèle de grêlon réel permettrait de rapprocher le modèle de la réalité. Un grêlon réel est fait de plusieurs couches concentriques de microstructure et de densité différentes. Chaque couche concentrique est en fait un type de glace possédant des propriétés légèrement différentes. Si chacun de ces types de glace est caractérisé, il peut être envisagé de reproduire, numériquement, un grêlon réel et de réaliser des essais d'impacts représentatifs d'impacts réels subis par les structures des avions.

6 Références

- A. Knight, Charles, et Nancy C. Knight. 1968. « Spongy Hailstone Growth Criteria II. Microstructures », mai 1968.
- Abaqus. 2014. « Abaqus V14 documentation ».
- Abrate, Serge. 2005. *Impact on Composite Structures*. Cambridge University Press.
- Adams, Daniel O., Joseph M. Moriarty, Adam M. Gallegos, et Donald F. Adams. 2007. « The V-Notched Rail Shear Test ». *Journal of Composite Materials* 41 (3): 281-97. <https://doi.org/10.1177/0021998306063369>.
- Adams, Donald F., et David E. Walrath. 1987. « Current Status of the Iosipescu Shear Test Method ». *Journal of Composite Materials* 21 (6): 494-507. <https://doi.org/10.1177/002199838702100601>.
- Alghamdi, A. A. A. 2001. « Collapsible impact energy absorbers: an overview ». *Thin-Walled Structures* 39 (2): 189-213. [https://doi.org/10.1016/S0263-8231\(00\)00048-3](https://doi.org/10.1016/S0263-8231(00)00048-3).
- Allix, Olivier, Michel Dommange, Michel Gratton, et Pierre-Louis Hereil. 2001. « A multi-scale approach for the response of a 3D carbon/carbon composite under shock loading ». In *Composites science and technology*, 61:409-15. Elsevier. <http://cat.inist.fr/?aModele=afficheN&cpsidt=924069>.
- Almeida, J. R. M d', et S. N Monteiro. 1999. « The Iosipescu test method as a method to evaluate the tensile strength of brittle materials ». *Polymer Testing* 18 (6): 407-14. [https://doi.org/10.1016/S0142-9418\(98\)00043-9](https://doi.org/10.1016/S0142-9418(98)00043-9).
- André, Damien. 2012. « Modélisation par éléments discrets des phases d'ébauchage et de doucissage de la silice ». Thesis, Bordeaux I. <http://www.theses.fr/2012BOR14501>.
- André, Damien, Jean-luc Charles, Ivan Iordanoff, et Jérôme Néauport. 2014. « The GranOO workbench, a new tool for developing discrete element simulations, and its application to tribological problems ». *Advances in Engineering Software* 74 (août): 40-48. <https://doi.org/10.1016/j.advengsoft.2014.04.003>.
- Andre, Damien, Ivan Iordanoff, Jean-Luc Charles, et Jerome Neauport. 2012. « Discrete Element Method to Simulate Continuous Material by Using the Cohesive Beam Model ». *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering* 213-216: 113-25.
- André, Damien, Mohamed Jebahi, Ivan Iordanoff, Jean-luc Charles, et Jérôme Néauport. 2013. « Using the discrete element method to simulate brittle fracture in the indentation of a silica glass with a blunt indenter ». *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering* 265 (octobre): 136-47. <https://doi.org/10.1016/j.cma.2013.06.008>.
- Anghileri, M., L.M.L. Castelletti, F. Invernizzi, et M. Mascheroni. 2005. « A Survey of Numerical Models for Hail Impact Analysis Using Explicit Finite Element Codes ». *International Journal of Impact Engineering* 31 (8): 929-44.
- Appleby-Thomas, Gareth J., Paul J. Hazell, et Gussan Dahini. 2011. « On the response of two commercially-important CFRP structures to multiple ice impacts ». *Composite Structures* 93 (10): 2619-27. <https://doi.org/10.1016/j.compstruct.2011.04.029>.

- ASTM D5379/D5379M-12. s. d. « Standard test method for shear properties of composite materials by the V-Notched beam method ». Consulté le 5 mars 2018. <https://compass-astm-org.acces.bibl.ulaval.ca/download/D5379D5379M.8045.pdf>.
- Bacon, Christophe. 1993. « Mesure de la tenacité dynamique de matériaux fragiles en flexion-trois-points à haute température - Utilisation des barres de Hopkinson ». Bordeaux I.
- Brace, W. F., et E. G. Bombolakis. 1963. « A Note on Brittle Crack Growth in Compression ». *Journal of Geophysical Research* 68 (12): 3709-13. <https://doi.org/10.1029/JZ068i012p03709>.
- Browning, K. A. 1966. « The Lobe Structure of Giant Hailstones ». *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society* 92 (391): 1-14. <https://doi.org/10.1002/qj.49709239102>.
- Calvetti, Francesco. 2008. « Discrete modelling of granular materials and geotechnical problems ». *European Journal of Environmental and Civil Engineering* 12 (7-8): 951-65. <https://doi.org/10.1080/19648189.2008.9693055>.
- Camacho, G.T., et M. Ortiz. 1996. « Computational Modelling of Impact Damage in Brittle Materials ». *International Journal of Solids and Structures* 33 (20-22): 2899-2938.
- Carney, Kelly S., David J. Benson, Paul DuBois, et Ryan Lee. 2006. « A Phenomenological High Strain Rate Model with Failure for Ice ». *International Journal of Solids and Structures* 43 (25-26): 7820-39.
- . 2009. « A high strain rate model with failure for ice in LS-DYNA ».
- Chuzel, Yann. 2009. « Caractérisation expérimentale et simulation numérique d'impacts de glace à haute vitesse ». Institut national des sciences appliquées de Lyon.
- Cole, D. M., et L. D. Gould. 1990. « Reversed direct-stress testing of ice: Equipment and example results ». *Cold Regions Science and Technology* 18 (3): 295-302. [https://doi.org/10.1016/0165-232X\(90\)90026-S](https://doi.org/10.1016/0165-232X(90)90026-S).
- Combescure, A., Y. Chuzel-Marmot, et J. Fabis. 2011. « Experimental study of high-velocity impact and fracture of ice ». *International Journal of Solids and Structures* 48 (20): 2779-90. <https://doi.org/10.1016/j.ijsolstr.2011.05.028>.
- Coré, Arthur. 2016. « Étude du comportement mécanique de sphères creuses composites sous sollicitations dynamiques. Application à un bouclier de choc à l'oiseau. » Talence: Arts et métiers - 12M. http://arthur.core.free.fr/ManuscritThese_ArthurCore.pdf.
- Coré, Arthur, Jean-Benoît Kopp, Philippe Viot, Jean-Luc Charles, et Frédéric Dau. 2017. « Experimental Investigation and Discrete Element Modelling of Composite Hollow Spheres Subjected to Dynamic Fracture ». Research article. *International Journal of Polymer Science*. 2017. <https://doi.org/10.1155/2017/7638482>.
- Cundall, P. A. 2001. « A discontinuous future for numerical modelling in geomechanics? » *Proceedings of the Institution of Civil Engineers - Geotechnical Engineering* 149 (1): 41-47. <https://doi.org/10.1680/geng.2001.149.1.41>.
- Cundall, P.A., et O.D.L. Strack. 1979. « A discrete numerical model for granular assemblies ». *Géotechnique*, 1979.
- Currier, J. H., et E. M. Schulson. 1982. « The tensile strength of ice as a function of grain size ». *Acta Metallurgica* 30 (8): 1511-14. [https://doi.org/10.1016/0001-6160\(82\)90171-7](https://doi.org/10.1016/0001-6160(82)90171-7).
- Daudeville, Laurent, et Yann Malécot. 2011. « Concrete structures under impact ». *European Journal of Environmental and Civil Engineering* 15 (octobre): 101-40. <https://doi.org/10.1080/19648189.2011.9695306>.

- Dempsey, J.P., R.M. Adamson, et S.V. Mulmule. 1999. « Scale Effects on the In-Situ Tensile Strength and Fracture of Ice. Part II: First-Year Sea Ice at Resolute, N.W.T. » *International Journal of Fracture* 95 (1): 347. <https://doi.org/10.1023/A:1018650303385>.
- Erzar, B., et P. Forquin. 2010. « An Experimental Method to Determine the Tensile Strength of Concrete at High Rates of Strain ». *Experimental Mechanics* 50 (7): 941-55. <https://doi.org/10.1007/s11340-009-9284-z>.
- Faivre, Maxime. 2013. « Amélioration de lois de comportement 2D puis 3D pour tissus composites renforcés dans l'épaisseur, application aéronautique ». Mémoire. Université Laval.
- Fangming, Heng. 2015. « Experimental and numerical modeling of high speed ice impact onto rigid target ». Cranfield university.
- Fasanella, Edwin L. Boitnott. 2006. « Dynamic Crush Characterization of Ice ». <https://ntrs.nasa.gov/search.jsp?R=20060007589>.
- Field, P.R., W. Hand, G. Cappelluti, A. McMillan, A. Foreman, D. Stubbs, et M. Willows. 2009. « Hail Threat Standardisation Final Report ». EASA.2008.OP.25.
- Forquin, Pascal. 2003. « Endommagement et fissuration de matériaux fragiles sous impact balistique, rôle de la microstructure ». LMT - Cachan: ENS Cachan.
- Forquin, Pascal, et François Hild. 2010. « A Probabilistic Damage Model of the Dynamic Fragmentation Process in Brittle Materials ». In *Advances in Applied Mechanics*, édité par Hassan Aref and Erik van der Giessen, 44:1-72. *Advances in Applied Mechanics*. Elsevier. [https://doi.org/10.1016/S0065-2156\(10\)44001-6](https://doi.org/10.1016/S0065-2156(10)44001-6).
- Frederking, R. 1977. « Plane-Strain Compressive Strength of Columnar-Grained and Granular-Snow Ice * ». *Journal of Glaciology* 18 (80): 505-16. <https://doi.org/10.3189/S002214300002116X>.
- Gagnon, R. E., et P. H. Gammon. 1995. « Triaxial Experiments on Iceberg and Glacier Ice ». *Journal of Glaciology* 41 (139): 528-40. <https://doi.org/10.3189/S0022143000034869>.
- GDR MiDi. 2004. « On Dense Granular Flows ». *The European Physical Journal E* 14 (4): 341-65. <https://doi.org/10.1140/epje/i2003-10153-0>.
- Gentieu, Timothée. 2017. « Iosipescu testing of B4C-epoxy composite with mixed particle sizes ».
- Girardot, Jeremie, et Frederic Dau. 2015. « Modeling Dry Fabrics Under Impact with a 3D Discrete Element Method (DEM) ». In . Arts et Métiers, Talence.
- Goglio, L., et M. Rossetto. 2008. « Impact rupture of structural adhesive joints under different stress combinations ». *International Journal of Impact Engineering*, Eighth International Conference on Engineering Systems Design and Analysis (ESDA 2006), 35 (7): 635-43. <https://doi.org/10.1016/j.ijimpeng.2007.02.006>.
- Guégan, Pierrick, Ramzi Othman, Daniel Lebreton, Franck Pasco, Philippe Villedieu, Jacques Meyssonier, et Sylvie Wintenberger. 2011. « Experimental investigation of the kinematics of post-impact ice fragments ». *International Journal of Impact Engineering* 38 (10): 786-95. <https://doi.org/10.1016/j.ijimpeng.2011.05.003>.
- Hauk, T., E. Bonaccorso, I. V. Roisman, et C. Tropea. 2015. « Ice Crystal Impact onto a Dry Solid Wall. Particle Fragmentation ». *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Science* 471 (2181): 20150399. <https://doi.org/10.1098/rspa.2015.0399>.
- He, Jianmei, Martin Y. M. Chiang, Donald L. Hunston, et Charles C. Han. 2002. « Application of the V-Notch Shear Test for Unidirectional Hybrid Composites », 2002.
- Heimbs, Sebastian, Bjorn Van Den Broucke, Yann Duplessis Kergomard, Frederic Dau, et Benoit Malherbe. 2011. « Rubber Impact on 3D Textile Composites », 2 juin 2011.
- Hild, François, Christophe Denoual, Pascal Forquin, et Xavier Brajer. 2003. « On the probabilistic–deterministic transition involved in a fragmentation process of brittle

- materials ». *Computers & Structures, Advanced Computational Models and Techniques in Dynamics*, 81 (12): 1241-53. [https://doi.org/10.1016/S0045-7949\(03\)00039-7](https://doi.org/10.1016/S0045-7949(03)00039-7).
- Jones, Stephen J. 1982. « The Confined Compressive Strength of Polycrystalline Ice ». *Journal of Glaciology* 28 (98): 171-78. <https://doi.org/10.3189/S0022143000011874>.
- K. Dutta, Piyush, David M. Cole, M. Schulson Erland, et S. Sodhi Devinder. 2004. « A Fracture Study of Ice Under High Strain Rate Loading », septembre 2004, The international society of offshore and polar engineers édition.
- Keegan, Mark Hugh, David Nash, et Margaret Stack. 2013. « Numerical Modelling of Hailstone Impact on the Leading Edge of a Wind Turbine Blade ». In *European Wind Energy Conference and Exhibition, EWEC 2013*, 1:92-102. Vienna, Austria.
- Kennedy, F. E., E. M. Schulson, et D. E. Jones. 2000. « The friction of ice on ice at low sliding velocities ». *Philosophical Magazine A* 80 (5): 1093-1110. <https://doi.org/10.1080/01418610008212103>.
- Kim, Hyonny, John C. Halpin, et Gabriela K. DeFrancisci. 2012. « Impact Damage of Composite Structures ». In *Long-Term Durability of Polymeric Matrix Composites*, édité par V. Kishore Pochiraju, P. Gyaneshwar Tandon, et A. Gregory Schoeppner, 143-80. Boston, MA: Springer US. http://dx.doi.org/10.1007/978-1-4419-9308-3_5.
- Kim, Hyonny, et Keith T. Kedward. 2000. « Modeling Hail Ice Impacts and Predicting Impact Damage Initiation in Composite Structures ». *AIAA Journal* 38 (7): 1278-88.
- Kim, Hyonny, et J.N. Keune. 2007. « Compressive Strength of Ice at Impact Strain Rates ». *Journal of Materials Science* 42 (8): 2802-6.
- Kim, Hyonny, Douglas A. Welch, et Keith T. Kedward. 2003. « Experimental Investigation of High Velocity Ice Impacts on Woven Carbon/Epoxy Composite Panels ». *Composites Part A: Applied Science and Manufacturing* 34 (1): 25-41.
- Klepaczko, J. R., et A. Brara. 2001. « An experimental method for dynamic tensile testing of concrete by spalling ». *International Journal of Impact Engineering* 25 (4): 387-409. [https://doi.org/10.1016/S0734-743X\(00\)00050-6](https://doi.org/10.1016/S0734-743X(00)00050-6).
- Kœchlin, Pierre, et Sergueï Potapov. 2009. « Classification of soft and hard impacts—Application to aircraft crash ». *Nuclear Engineering and Design* 239 (4): 613-18. <https://doi.org/10.1016/j.nucengdes.2008.10.016>.
- Lange, Manfred A., et Thomas J. Ahrens. 1983. « The Dynamic Tensile Strength of Ice and Ice-Silicate Mixtures ». *Journal of Geophysical Research: Solid Earth* 88 (B2): 1197-1208. <https://doi.org/10.1029/JB088iB02p01197>.
- Lavoie, M.-A., M. Nejad Ensan, et A. Gakwaya. 2011. « Development of an Efficient Numerical Model for Hail Impact Simulation Based on Experimental Data Obtained from Pressure Sensitive Film ». *Mechanics Research Communications* 38 (1): 72-76.
- Lebensohn, R. A., M. Montagnat, P. Mansuy, P. Duval, J. Meysonnier, et A. Philip. 2009. « Modeling viscoplastic behavior and heterogeneous intracrystalline deformation of columnar ice polycrystals ». *Acta Materialia* 57 (5): 1405-15. <https://doi.org/10.1016/j.actamat.2008.10.057>.
- Lee, R. W., et E. M. Schulson. 1988. « The Strength and Ductility of Ice Under Tension ». *Journal of Offshore Mechanics and Arctic Engineering* 110 (2): 187-91. <https://doi.org/10.1115/1.3257049>.
- Lesimple, Olivier. 2014. « Modélisation de l'impact haute vitesse de grêle sur structures composites tissés ». Mémoire.
- Liu, G. R., et M. B. Liu. 2003. *Smoothed Particle Hydrodynamics a Meshfree Particle Method*. Singapore.

- Maheo, L., F. Dau, D. Andre, J.L. Charles, et I. Iordanoff. 2014. « A Promising Way to Model Cracks in Composite Using Discrete Element Method ». *Composites Part B: Engineering* 71: 193-202.
- Mahéo, Laurent, Vincent Grolleau, et Gérard Rio. 2009. « Damping efficiency of the Tchamwa–Wielgosz explicit dissipative scheme under instantaneous loading conditions ». *Comptes Rendus Mécanique* 337 (11): 722-32. <https://doi.org/10.1016/j.crme.2009.10.005>.
- Mahinfalah, Mohammad, et Richard A. Skordahl. 1998. « The effects of hail damage on the fatigue strength of a graphite/epoxy composite laminate », 1998, Composite structures édition.
- Manhani, Luis Guilherme Borzani, Luiz Claudio Pardini, et Flaminio Levy Neto. 2007. « Assesment of tensile strength of graphites by the Iosipescu coupon test ». *Materials Research* 10 (3): 233-39. <https://doi.org/10.1590/S1516-14392007000300003>.
- Mariotti, C. 2007. « Lamb's Problem with the Lattice Model Mka3D ». *Geophysical Journal International* 171 (2): 857-64. <https://doi.org/10.1111/j.1365-246X.2007.03579.x>.
- Mazars, Jacky. 1986. « A description of micro- and macroscale damage of concrete structures ». *Engineering Fracture Mechanics* 25 (5): 729-37. [https://doi.org/10.1016/0013-7944\(86\)90036-6](https://doi.org/10.1016/0013-7944(86)90036-6).
- Melanson, P. M., I. L. Meglis, I. J. Jordaan, et B. M. Stone. 1999. « Microstructural Change in Ice: I. Constant-Deformation-Rate Tests under Triaxial Stress Conditions ». *Journal of Glaciology* 45 (151): 417-22. <https://doi.org/10.3189/S002214300001271>.
- Meltzer, Rl, Yr Fiorini, Rt Horstman, Ic Moore, Al Batik, M Adams, et G Sines. 1976. « Methods for Determining the Strength of Brittle Materials in Compressive Stress States ». *Journal of Testing and Evaluation* 4 (6): 383. <https://doi.org/10.1520/JTEI1369J>.
- Michaut, Vincent. 2011. « Modélisation de la fragmentation dynamique par la méthode des éléments discrets ». Phdthesis, Ecole Centrale Paris. <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00601766/document>.
- Morton, J., H. Ho, M. Y. Tsai, et G. L. Farley. 1992. « An Evaluation of the Iosipescu Specimen for Composite Materials Shear Property Measurement ». *Journal of Composite Materials* 26 (5): 708-50. <https://doi.org/10.1177/002199839202600505>.
- Oksanen, Pekka, et Juhani Keinonen. 1982. « The mechanism of friction of ice ». *Wear* 78 (3): 315-24. [https://doi.org/10.1016/0043-1648\(82\)90242-3](https://doi.org/10.1016/0043-1648(82)90242-3).
- Olsson, Robin, Rickard Juntikka, et Leif E. Asp. 2013. « High Velocity Hail Impact on Composite Laminates - Modeling and Testing ».
- Ortiz, Roland, Eric Deletombe, et Yann Chuzel-Marmot. 2015. « Assessment of damage model and strain rate effects on the fragile stress/strain response of ice material ». *International Journal of Impact Engineering* 76 (janvier): 126-38. <https://doi.org/10.1016/j.ijimpeng.2014.09.011>.
- Park, Hwun, et Hyonny Kim. 2010. « Damage resistance of single lap adhesive composite joints by transverse ice impact ». *International Journal of Impact Engineering* 37 (2): 177-84. <https://doi.org/10.1016/j.ijimpeng.2009.08.005>.
- Pereira, J. Michael, Santo A. Padula, Duane M. Revilock, et Matthew E. Melis. 2006. « Forces generated by high velocity impact of ice on a rigid structure », 2006.
- Perera, Shihara, Nelson Lam, Mahil Pathirana, Lihai Zhang, Dong Ruan, et Emad Gad. 2017. « Probabilistic Modelling of Forces of Hail ». *Natural Hazards*, novembre, 1-21. <https://doi.org/10.1007/s11069-017-3117-7>.
- Pernas-Sánchez, J., J. A. Artero-Guerrero, D. Varas, et J. López-Puente. 2016. « Experimental analysis of ice sphere impacts on unidirectional carbon/epoxy laminates ».

- International Journal of Impact Engineering* 96 (octobre): 1-10.
<https://doi.org/10.1016/j.ijimpeng.2016.05.010>.
- Pernas-Sanchez, J., D.A. Pedroche, D. Varas, J. Lopez-Puente, et R. Zaera. 2012. « Numerical Modeling of Ice Behavior under High Velocity Impacts ». *International Journal of Solids and Structures* 49 (14): 1919-27.
- Petrovic, J.j. 2003. « Review Mechanical properties of ice and snow ». *Journal of Materials Science* 38 (1): 1-6.
- Pflaum, John C. 1980. « Hail Formation via Microphysical Recycling ». *Journal of the Atmospheric Sciences* 37 (1): 160-73. [https://doi.org/10.1175/1520-0469\(1980\)037<0160:HFVMR>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1980)037<0160:HFVMR>2.0.CO;2).
- . 1984. « New Clues for Decoding Hailstone Structure ». *Bulletin of the American Meteorological Society* 65 (6): 583-93. [https://doi.org/10.1175/1520-0477\(1984\)065<0583:NCFDHS>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0477(1984)065<0583:NCFDHS>2.0.CO;2).
- Pouliquen, Olivier, et François Chevoir. 2002. « Dense flows of dry granular material ». *Comptes Rendus Physique* 3 (2): 163-75. [https://doi.org/10.1016/S1631-0705\(02\)01309-9](https://doi.org/10.1016/S1631-0705(02)01309-9).
- Prado, E. P, et J. G. M van Mier. 2003. « Effect of particle structure on mode I fracture process in concrete ». *Engineering Fracture Mechanics, Cohesive Models*, 70 (14): 1793-1807. [https://doi.org/10.1016/S0013-7944\(03\)00125-5](https://doi.org/10.1016/S0013-7944(03)00125-5).
- Render, P. M., et H. Pan. 1995. « Experimental Studies into Hail Impact Characteristics ». *Journal of Propulsion and Power* 11 (6): 1224-30. <https://doi.org/10.2514/3.23961>.
- Rhymer, Jennifer D. 2012. « Force criterion prediction of damage for carbon/epoxy composite panels impacted by highvelocity ice ». San Diego.
- Roisman, I. V., et C. Tropea. 2015. « Impact of a Crushing Ice Particle onto a Dry Solid Wall ». *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Science* 471 (2183): 20150525. <https://doi.org/10.1098/rspa.2015.0525>.
- Rougier, E., A. Munjiza, et N.W.M. John. 2004. « Numerical comparison of some explicit time integration schemes used in DEM, FEM/DEM and molecular dynamics », 2004, *International Journal for Numerical Methods in Engineering* édition. <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/nme.1092>.
- Rousseau, Jessica. 2009. « Modélisation numérique du comportement dynamique de structures sous impact sévère avec un couplage éléments discrets / éléments finis ». Grenoble: Université Joseph-Pourier - Grenoble I. <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00411870>.
- Sain, Trisha, et R. Narasimhan. 2011. « Constitutive Modeling of Ice in the High Strain Rate Regime ». *International Journal of Solids and Structures* 48 (5): 817-27.
- Schulson. 2001. « Brittle Failure of Ice ». *Engineering Fracture Mechanics* 68 (17-18): 1839-87.
- Schulson, et Duval. 2009. *Creep and fracture of ice*. Cambridge university press.
- Schulson, E.M. 1999. « Structure and Mechanical Behavior of Ice ». *JOM* 51 (2): 21-27.
- Shazly, M., V. Prakash, et B.A. Lerch. 2009. « High Strain-Rate Behavior of Ice under Uniaxial Compression ». *International Journal of Solids and Structures* 46 (6): 1499-1515.
- Shiu, Wenjie, Frédéric Victor Donzé, et Laurent Daudeville. 2008. « Penetration prediction of missiles with different nose shapes by the discrete element numerical approach ». *Computers & Structures* 86 (21): 2079-86. <https://doi.org/10.1016/j.compstruc.2008.03.003>.
- Soobarayan, K., M. Bourcier, Nicolas Lion, Alain Combescure, Armelle Philip, P. Deconinck, et P. Hérelil. 2017. « Caractérisation, modélisation et simulation numérique du comportement de la glace en dynamique rapide ». In . Giens.

- Sun, Jing, Nelson Lam, Lihai Zhang, Dong Ruan, et Emad Gad. 2015. « Contact forces generated by hailstone impact ». *International Journal of Impact Engineering* 84 (octobre): 145-58. <https://doi.org/10.1016/j.ijimpeng.2015.05.015>.
- Tippmann, Jeffery Dwayne. 2011. « Development of a strain rate sensitive ice material model for hail ice impact simulation ». M. SC. thesis, UC San Diego.
- Tippmann, Jeffery Dwayne, Hyonny Kim, et Jennifer D. Rhymer. 2013. « Experimentally Validated Strain Rate Dependent Material Model for Spherical Ice Impact Simulation ». *International Journal of Impact Engineering* 57: 43-54.
- Vidaurre, German, et John Hallett. 2009. « Particle Impact and Breakup in Aircraft Measurement ». *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology* 26 (5): 972-83. <https://doi.org/10.1175/2008JTECHA1147.1>.
- Walrath, D. E. Adams. 1984. « Verification and application of the Iosipescu shear test method ». <https://ntrs.nasa.gov/search.jsp?R=19850010067>.
- Walrath, David E., et Donald F. Adams. 1983. « Analysis of the Stress State in an Iosipescu Shear Test Specimen. » UWME-DR-301-102-1. <http://www.dtic.mil/docs/citations/ADA301851>.
- Weibull, Waloddi. 1951. « A statistical distribution function of wide applicability ». *ASME Journal of Applied Mechanics*, septembre 1951.
- Weiss, J., et E. M. Schulson. 1995. « The failure of fresh-water granular ice under multiaxial compressive loading ». *Acta Metallurgica et Materialia* 43 (6): 2303-15. [https://doi.org/10.1016/0956-7151\(94\)00421-8](https://doi.org/10.1016/0956-7151(94)00421-8).
- Wilson, C. J. L., D. S. Russell-Head, K. Kunze, et G. Viola. 2007. « The Analysis of Quartz C-axis Fabrics Using a Modified Optical Microscope ». *Journal of Microscopy* 227 (1): 30-41. <https://doi.org/10.1111/j.1365-2818.2007.01784.x>.
- Xian, X., M. L. Chu, R. J. Scavuzzo, et T. S. Srivatsan. 1989. « An Experimental Evaluation of the Tensile Strength of Impact Ice ». *Journal of Materials Science Letters* 8 (10): 1205-8. <https://doi.org/10.1007/BF01730071>.
- Yu. A., Fishman. 2008. « Features of compressive failure of brittle materials », 4 août 2008, *International Journal of Rocks Mechanics & Mining Sciences* édition.
- Zhou, Fenghua, et Jean-Francois Molinari. 2004. « Stochastic fracture of ceramics under dynamic tensile loading ». *International Journal of Solids and Structures* 41 (22): 6573-96. <https://doi.org/10.1016/j.ijsolstr.2004.05.029>.
- Zhou, Fenghua, Jean-François Molinari, et K. T. Ramesh. 2005. « A cohesive model based fragmentation analysis: effects of strain rate and initial defects distribution ». *International Journal of Solids and Structures* 42 (18): 5181-5207. <https://doi.org/10.1016/j.ijsolstr.2005.02.009>.

Annexe A - Méthode SPH, Smoothed Particle Hydrodynamics

Cette annexe a pour but d'introduire la méthode SPH au lecteur qui ne serait pas familier avec cette méthode numérique. Bien que ce travail de recherche ne soit pas destiné à développer la méthode SPH, certaines équations fondamentales sont présentées ici. Elles servent de base à la compréhension de la méthode et à la compréhension des paramètres de réglage de la simulation.

A.1 Représentation intégrale d'une fonction

Le départ de la représentation intégrale d'une fonction part de l'équation de convolution avec la fonction de Dirac définie comme suit :

$$f(x) = \int_{\Omega} f(x') \times \delta(x - x') dx' \quad (13)$$

où f est une fonction dépendant de \mathbf{x} , vecteur position en 3D, et δ la fonction test de Dirac, c'est à dire :

$$\delta(y) = \begin{cases} 1 & \text{si } y = 0 \\ 0 & \text{si } y \neq 0 \end{cases} \quad (14)$$

Cependant, pour une question de dérivabilité de la fonction test (de Dirac), celle-ci est remplacée par une fonction de lissage (couramment appelée noyau), plus régulière. La longueur de lissage h qui est une mesure de l'étalement du noyau autour du point d'intérêt x est introduite. Cette grandeur doit tendre vers 0 de manière à faire tendre la fonction de forme vers un Dirac. L'égalité entre la valeur du champ et son interpolation est donc perdue. En remplaçant la fonction $\delta(x - x')$ par la fonction de lissage $W(x - x', h)$, $f(x)$ devient :

$$f(x) \simeq \int_{\Omega} f(x') \times W(x - x', h) dx' \quad \text{ou} \quad (15)$$
$$\langle f(x) \rangle^h = \int_{\Omega} f(x') \times W(x - x', h) dx'$$

A.1.1 Conditions et propriétés de la fonction de lissage

Le noyau W est choisi avec les propriétés suivantes :

- Normalisation, équation (16) ;
- Positive, équation (17) ;
- Propriété de fonction Delta, équation (18) ;
- Support compact, équation (19) ;
- Symétrique ;

$$\int_{\Omega} W(x - x', h) dx' = 1 \quad (16)$$

$$W(x - x') \geq 0 \quad (17)$$

$$\lim_{h \rightarrow 0} W(x - x', h) = \delta(x - x') \quad (18)$$

$$W(x - x', h) = 0 \text{ quand } |x - x'| > kh \quad (19)$$

où x est la particule d'intérêt et x' une particule de son domaine support, h est la longueur de lissage et k est une variable de diffusion de la fonction de de lissage.

En utilisant les séries de Taylor, les erreurs dans la représentation intégrale SPH peuvent être estimées approximativement. Soit r le résidu :

$$\begin{aligned} \langle f(x) \rangle^h &= \int_{\Omega} [f(x) + f'(x)(x' - x) + r((x - x')^2)] \times W(x - x', h) dx' \\ &= f(x) \int_{\Omega} W(x - x', h) dx' \\ &\quad + f'(x) \int_{\Omega} (x' - x) \times W(x - x', h) dx' + r(h^2) \end{aligned} \quad (20)$$

W est choisie comme une fonction paire par rapport à x , de plus $(x' - x)$ est une fonction impaire par rapport à x , donc $(x' - x) \times W(x - x')$ est une fonction impaire par rapport à x , alors :

$$\int_{\Omega} (x' - x)W(x - x', h)dx' = 0 \quad (21)$$

En utilisant les équations (16), (20) & (21) l'équation suivante est obtenue :

$$\langle f(x) \rangle^h = f(x) + r(h^2) \quad (22)$$

L'approximation est donc d'ordre 2. En suivant la même démarche que pour $f(x)$, le gradient du champ de la fonction peut être approximé par :

$$\langle \nabla \cdot f(x) \rangle = - \int_{\Omega} f(x') \nabla W(x - x', h) dx' \quad (23)$$

De la même manière que précédemment, en imposant la condition suivante :

$$\int_{\Omega} \nabla W(x - x', h) dx' = 0 \quad (24)$$

L'approximation du gradient est aussi d'ordre 2 :

$$\langle \nabla \cdot f(x) \rangle = \nabla f(x) + r(h^2) \quad (25)$$

A.1.2 Choix de la fonction noyau W

Le noyau choisi pour approximer la fonction de Dirac peut être, par exemple, une spline ou une fonction gaussienne. Ces fonctions sont construites de façon à respecter les conditions définies paragraphe 0. En pratique, le support du noyau n'est pas le domaine Ω de calcul mais un support compact D (c'est-à-dire qu'au-delà d'une taille équivalente à k fois la longueur de lissage, la valeur du noyau est nulle). Les noyaux les plus couramment utilisés ont un support de rayon $2h$ ou $3h$. Ceci influera directement sur le nombre de voisins et donc la précision de l'approximation (cf. la discrétisation). Plusieurs types de fonctions de lissage existent selon les problèmes à résoudre. Par exemple, Johnson et al. ont développé une fonction quadratique pour simuler les problèmes d'impacts à haute vitesse, voir Figure 0-1 :

$$W(R, h) = \alpha_d \left(\frac{3}{16} R^2 - \frac{3}{4} R + \frac{3}{4} \right) \quad 0 \leq R \leq 2 \quad (26)$$

avec $\alpha_d = 1/h$, $2/\pi h^2$ ou $5/4\pi h^3$ en 1D, 2D ou 3D respectivement. Et $R = |x - x'|/h$.

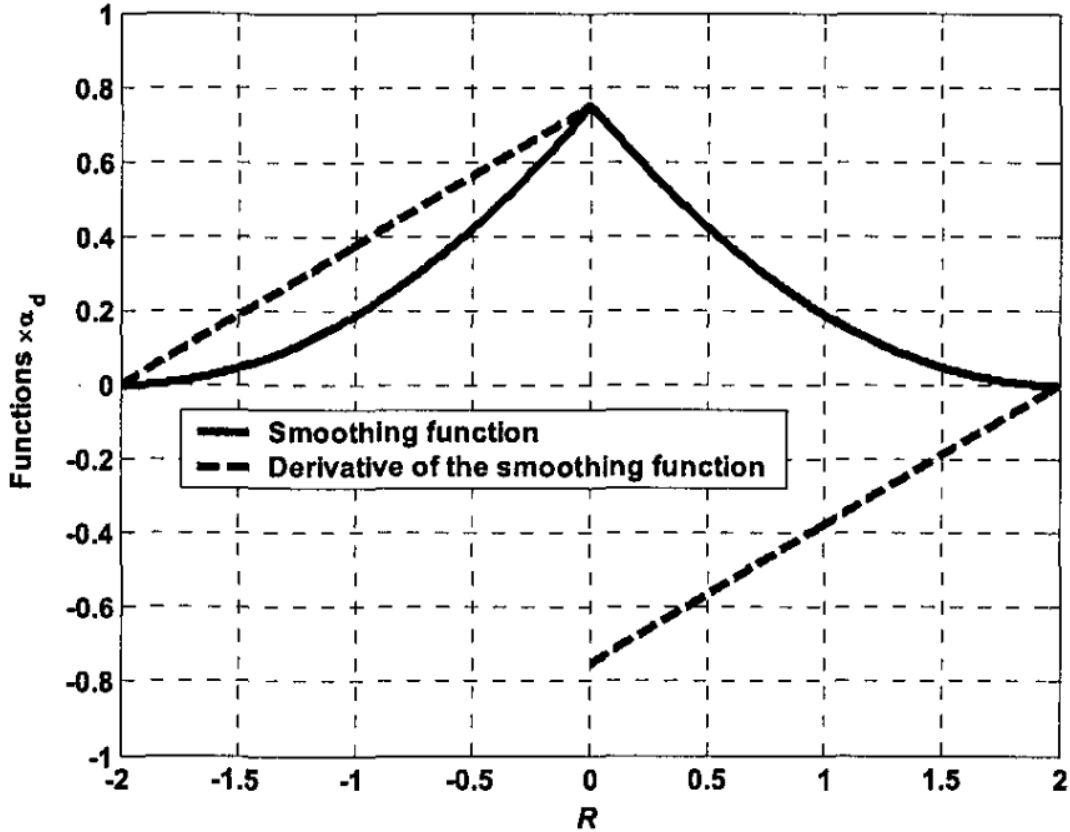


Figure 0-1 : Fonction de lissage quadratique (Liu et Liu 2003)

A.2 Approximation particulière

Dans la méthode SPH, le système entier est représenté par un nombre fini de particules qui possèdent toutes leurs propriétés massiques et occupent un espace. L'interaction entre les particules est définie par le domaine d'influence D de chaque particule sur ses particules voisines, ainsi il est important de bien définir cette longueur dite de lissage (ou smoothing length) (voir Figure 0-2).

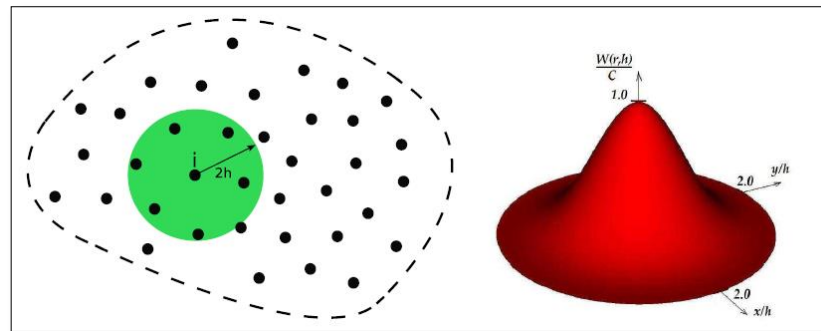


Figure 0-2: Représentation schématique de la discrétisation du domaine Ω par un ensemble de points P_i , voisinage d'un nœud SPH et vue dans l'espace d'un noyau de type B-spline

Tout d'abord le domaine de calcul Ω est subdivisé en volumes élémentaires D_i dont on peut définir le barycentre P_i , de position x_i . Cet ensemble de points définit un maillage du domaine, qui peut donc être réalisé par un logiciel de maillage. Cependant, les frontières de ces volumes (i.e. les mailles au sens strict) ne sont qu'une représentation issue de la façon dont on génère le maillage. La méthode SPH, comme toutes les méthodes dites sans maillage, ne se base pas sur les mailles à proprement parler mais uniquement sur leurs volumes associés.

Dans cette analyse, les intégrales interpolant le champ $f(x)$, équation (15), et son gradient, équation(23), sont converties en forme discrétisées en utilisant des formules de quadratures exploitant le caractère compact du support D_i de la fonction de forme W . Le domaine de support compact est souvent de forme circulaire pour les matériaux isotropes avec comme rayon kh , voir Figure 0-3.

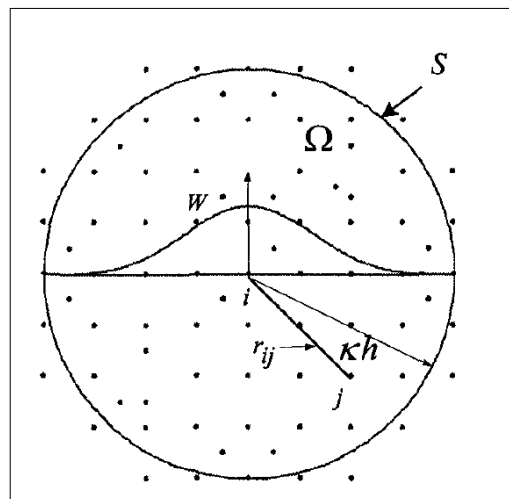


Figure 0-3: Approximation particulière dans le domaine de support de la fonction de lissage W d'une particule i [L5]

En remplaçant le volume infinitésimal dx' d'une particule j par un volume ΔV_j de masse m_j attachée au nœud j , et telle que $m_j = \Delta V_j \rho_j$, on obtient les approximations particulières représentées par les équations ci-dessous :

$$\begin{aligned} f(x) &= \int_{\Omega} f(x')W(x-x',h)dx' \approx \sum_{j=1}^N f(x_j)W(x-x_j,h)\Delta V_j \\ &= \sum_{j=1}^N f(x_j)W(x-x_j,h)\frac{1}{\rho_j}(\rho_j\Delta V_j) \end{aligned} \quad (27)$$

$$f(x) = \sum_{j=1}^N \frac{m_j}{\rho_j} f(x_j)W(x-x_j,h) \quad (28)$$

$$\nabla f(x) = \sum_{j=1}^N \frac{m_j}{\rho_j} f_j \nabla w_{ij} \quad (29)$$

A.3 Référence

Liu, G.R., et M.B. Liu. 2003. *Smoothed Particle Hydrodynamics a Meshfree Particle Method*. Singapore.

Comportement mécanique dynamique de la glace : Contributions expérimentales et numériques pour le cas d'impacts de grêle sur structures aéronautiques

Résumé : L'impact de grêlons sur des avions peut causer d'importants dégâts tels que des perforations de bords d'attaque. Afin de garantir la sécurité des voyageurs, tout en optimisant les structures, la simulation numérique peut être un atout majeur. Cependant, les résultats obtenus doivent être représentatifs de la réalité. Dans ce contexte, des essais expérimentaux d'impacts de grêlons de laboratoire sont réalisés. Couplés à une étude numérique d'impact, les essais expérimentaux permettent de comprendre les phénomènes mis en jeu durant l'impact d'un grêlon. Ensuite, le modèle proposé dans la littérature par Tippmann et al. (2013) est testé. Les performances obtenues sont analysées. Cette analyse permet de proposer une nouvelle démarche de modélisation afin d'améliorer les résultats des simulations actuellement proposées. Dans cette optique, une méthodologie complète de mise en œuvre du modèle et de caractérisation du matériau est proposée.

Mots clés : Impact, impact de grêlons, expérimental, simulation, dynamique

Dynamic mechanical behavior of ice : experimental and numerical contributions for the case of hail impacts on aeronautical structures

Abstract: Hail impact on aircraft can cause significant damage such as leading edge perforations. In order to guarantee passenger safety, while optimizing structures, digital simulations can be a major advantage. However, the results obtained must be representative of reality. In this context, experimental tests of simulated hail ice (SHI) impacts are carried out. Coupled with a numerical impact study, experimental results enable to understand the phenomena involved during the impact of SHI. Then, the model proposed in the literature by Tippmann et al. (2013) is tested. Performances obtained are analysed. This analysis makes it possible to propose a new modelling approach in order to improve the results of the simulations currently proposed. In this perspective, a complete methodology for implementing the model and characterizing the material is proposed.

Keywords: Impact, hail impact, experimental, numerical, dynamic