

N° d'ordre : 40759

Année 2011



THÈSE EN CO-TUTELLE

UNIVERSITÉ DE LILLE 1, FRANCE
ECOLE ROYALE MILITAIRE, BRUXELLES, BELGIQUE

RAPPORT DE THÈSE DE DOCTORAT

Spécialité : **Mécanique**

Présenté par

Jan VAN ROEY

Sujet de thèse :

**Etude du comportement dynamique des matériaux
granulaires et tissés : approche expérimentale et simulation
numérique**

Soutenue publiquement le 16 décembre 2011

J. DEGRIECK, Professeur	Universiteit Gent	Rapporteur
N. BAHLOULI, M&C-HdR	Université de Strasbourg	Rapporteur
A. RUSINEK, Professeur	ENIM, Metz	Examineur
M. PIRLOT, Professeur	KMS-ERM, Bruxelles	Examineur
B. RECK, Dr	ISL, Saint-Louis	Examineur
F. BOUSSU, M&C	ENSAIT, Roubaix	Examineur
L. RABET, Professeur	KMS-ERM, Bruxelles	Directeur de thèse
A. IMAD, Professeur	Université de Lille 1	Directeur de thèse

Remerciements

Cette thèse s'est déroulée dans le cadre d'une collaboration entre l'Ecole Royale Militaire de Belgique, l'Université de Lille 1, l'Institut de recherches franco-allemand de Saint-Louis et l'ENSAIT. Sans l'aide et la motivation des collaborateurs de ces instituts d'enseignement et de recherche, et leur intérêt dans ce travail, la thèse n'aurait probablement jamais vu le jour.

Je tiens à remercier Abdellatif Imad, professeur à l'Université de Lille 1 et Luc Rabet, professeur à l'Ecole Royale Militaire, directeurs de cette thèse, tout d'abord pour avoir accepté la direction de la thèse, mais aussi pour l'appui aux démarches nécessaires au cours de la thèse. Je remercie le professeur Imad plus particulièrement pour son esprit ouvert et l'enthousiasme avec laquelle il a dirigé la thèse, même à distance, et le professeur Rabet pour la vue réaliste sur l'avancement du travail et des voies de recherche potentielles.

Je remercie particulièrement Marc Pirlot, professeur et chef du Département de Systèmes d'Armes et Balistique de l'ERM, qui m'a laissé la liberté nécessaire à l'accomplissement de mes travaux. Je tiens à remercier tous mes collègues au sein du département, pour les échanges scientifiques et l'assistance technique pendant mon travail, et les moments de détente de temps en temps.

Je tiens à remercier également François Boussu, maître de conférence à l'ENSAIT et Bernhard Reck, Dr, ingénieur de recherches à l'ISL pour leurs conseils et le suivi le long de la thèse.

Durant la période de la thèse, j'ai toujours eu de bons contacts avec Cuong Ha-Minh, doctorant, ENSAIT. On a souvent eu l'occasion de discuter des problèmes lors des expériences ou simulations numériques.

Joris Degrieck, professeur à l'Universiteit Gent, et Nadia Bahlouli, maître de conférence à l'Université de Strasbourg ont accepté la laborieuse tâche de rapporteur. Je ne saurais que trop les remercier du temps et l'attention qu'ils ont consacrés à la lecture de ce texte. Je suis également très reconnaissant envers Alexis Rusinek, professeur à l'ENIM, Metz d'avoir été accepté d'être examinateur.

Tenslotte wil ik nog mijn echtgenote Joke en onze kindjes Mirthe en Casper bedanken voor het geduld dat ze hebben kunnen opbrengen gedurende de tijd die in dit werk kroop. En ook mijn ouders en naaste familie, die er steeds in geloofden dat ik dit werk tot een goed einde zou brengen.

Résumé

Dans le cadre de cette thèse, qui porte sur le comportement dynamique des matériaux granulaires et tissés, trois types de sollicitation ont été étudiés :

- sollicitation d'un matériau granulaire par une onde de choc
- impact balistique d'une bille rigide dans un matériau granulaire
- impact balistique d'une bille rigide sur un tissu

Le travail de thèse a été consacré à une recherche selon des approches expérimentales et numériques, avec une modélisation analytique.

Afin d'évaluer l'absorption d'une onde de choc par un matériau granulaire, un dispositif expérimental a été conçu, qui permet d'évaluer à la fois la pression incidente et réfléchie, et la déflexion et l'accélération d'une plaque de référence, en fonction du temps. Le comportement du système étudié est décrit par un modèle masse-ressort-amortisseur à un degré de liberté.

L'impact balistique et la pénétration d'une bille dans un matériau granulaire sont étudiés sur la base de l'évolution de la vitesse de la bille dans le matériau. Le dispositif de mesure développé permet la mesure de la vitesse à des endroits fixes dans l'échantillon. L'impact dans le matériau granulaire peut être considéré comme un impact hydrodynamique.

Pour l'impact balistique d'une bille sur un tissu, un protocole expérimental spécifique a été développé en vue de la mesure continue de la vitesse d'un projectile lors de l'impact. Le dispositif expérimental met en oeuvre plusieurs technologies afin de composer une image complète du phénomène : technologie radar pour la mesure de vitesse, caméras à grande vitesse pour le suivi de la déformation transversale du tissu avec application de la technique de stéréoscopie, détecteurs de passage pour le contrôle de la chaîne de mesure. La confrontation entre les résultats expérimentaux et un modèle analytique sur base du principe de la conservation de la quantité de mouvement démontre que le modèle analytique simple est capable de décrire l'évolution de la vitesse pendant la première phase après l'impact.

Au niveau de la simulation numérique du matériau granulaire soumis à une onde de choc, deux approches sont utilisées pour l'application de la pression sur le matériau granulaire :

- application directe de la pression de l'onde de choc comme une condition initiale
- propagation de l'onde et interaction avec la structure sollicitée dans un domaine Eulerien

Le matériau granulaire est modélisé par un matériau équivalent homogénéisé. Le comportement mécanique est modélisé par deux modèles de type ‘mousse’ : un modèle d’une mousse écrasable et le modèle de Fu-Chang.

L’impact d’une bille rigide dans un matériau granulaire a fait l’objet d’une étude préliminaire du calcul numérique en introduisant le calcul par éléments finis sans maillage (Smooth Particle Hydrodynamics).

Mots clés : matériau granulaire, tissu balistique, comportement dynamique, onde de choc, impact balistique, étude expérimentale

Abstract

This thesis deals with the dynamic behaviour of granular materials and fabrics. In this framework, three types of dynamic loading have been studied :

- loading of a granular material by a shock wave
- ballistic impact of a rigid sphere in a granular material
- ballistic impact of a rigid sphere on a fabric

An experimental and analytical approach has been adopted for the ballistic impact in a fabric. For the behaviour of granular materials, three approaches have been used : experimental, analytical, and numerical.

For the assessment of shock wave absorption by a granular material, a test set-up was developed. It allows the evaluation of incident and reflected pressure, and deflection and acceleration of a reference plate on which a sample is placed, as a function of time. An analytical mass-spring-dashpot model with one degree of freedom, can predict the deflection correctly.

The ballistic performance of a granular material, impacted by a spherical projectile, is evaluated in terms of velocity decay and energy absorption throughout the granular material. The experimental set-up allows the determination of the projectile velocity at fixed penetration depths in the sample. The experimental results indicate that a hydrodynamic penetration model can be used.

A new test set-up was developed for the continuous measurement of the projectile velocity during the penetration in ballistic fabric. The test set-up puts in place different technologies to capture a complete view of the impact phenomenon : radar technology for the continuous velocity measurement, high speed cameras for the transverse deflection of the fabric, with application of digital image correlation, and optical screens to control the measurement chain. The experimental results are compared to an analytical model, based on the conservation of momentum. It appears that the very simple analytical model describes the velocity evolution very well during the first phase after impact.

In the numerical study of shock wave interaction with a granular material, two approaches are used to apply the pressure on the granular material :

- direct application of the pressure on the sample, as an initial condition
- propagation of the shock wave and interaction with the granular material in an Eulerian domain

The granular material is modeled as a an equivalent homogeneous material. The mechanical behaviour is simulated with 2 foam models : a crushable foam model and the Fu Chang foam model.

The impact of a spherical projectile in a granular material has been the subject of a preliminary study introducing a meshless method (Smooth Particle Hydrodynamics).

Keywords : granular material, ballistic fabric, dynamic behaviour, shock wave, ballistic impact, experimental

Table des matières

Introduction générale	xiii
I Etude bibliographique	1
1 Etude bibliographique :	
Sollicitation dynamique de matériaux granulaires	3
1.1 Phénoménologie des ondes de choc	4
1.1.1 Phénomène d'explosion	4
1.1.2 Ondes de choc	5
1.1.2.1 Formation et propagation d'une onde de choc	5
1.1.2.2 Profil de Pression	7
1.1.2.3 Loi de correspondance	8
1.1.3 Interaction d'une onde de choc avec une structure	10
1.1.3.1 Classification	10
1.1.3.2 Réflexion normale d'une onde de choc	11
1.1.3.3 Chargement impulsionnel	13
1.1.3.4 Diagrammes Pression-Impulsion	15
1.2 Matériaux granulaires	16
1.2.1 Structure et comportement mécanique des matériaux poreux	16
1.2.2 Spécificité des matériaux granulaires	19
1.3 Interaction d'un matériau granulaire avec une onde de choc	20
1.4 Impact d'un projectile dans un matériau granulaire	23
1.4.1 Impact d'une bille dans un granulat	23
1.4.2 Modèle hydrodynamique	26
1.5 Synthèse	27
2 Etude bibliographique :	
Impact balistique sur un tissu	29
2.1 Phénoménologie de l'impact balistique sur un tissu	30
2.1.1 Réponse globale	30
2.1.2 Réponse locale	34
2.2 Mesure de la vitesse du projectile	34
2.2.1 Mesure discrète de la vitesse	35
2.2.2 Mesure continue de la vitesse	35
2.2.2.1 <i>Enhanced laser velocity system</i>	35
2.2.2.2 Technique avec un fil de NiCr	38

TABLE DES MATIÈRES

2.2.2.3	Projectile instrumenté	39
2.2.2.4	Caméra à haute vitesse	39
2.2.2.5	Radar Doppler	40
2.3	Remarque sur le caractère statistique de la perforation	43
2.4	Synthèse	44
II	Etude expérimentale	47
3	Tenue d'un matériau granulaire sollicité par une onde de choc	49
3.1	Matériaux granulaires	50
3.1.1	Description des matériaux	50
3.1.2	Essai oedométrique	53
3.1.2.1	Courbe contrainte-déformation pour le Crushmat®	54
3.1.2.2	Courbe contrainte-déformation pour la vermiculite	55
3.2	Procédure expérimentale	57
3.2.1	Elaboration des échantillons	57
3.2.2	Dispositif expérimental	57
3.2.3	Protocole expérimental	60
3.3	Comportement de la plaque de référence	60
3.3.1	Pression et impulsion incidentes	60
3.3.2	Pression et impulsion réfléchies	63
3.3.3	Déflexion de la plaque de référence	64
3.3.4	Accélération de la plaque de référence	69
3.4	Comportement du système (plaque-granulat)	69
3.4.1	Déflexion et accélération du système (plaque-granulat)	71
3.4.1.1	Période et déflexion du système (plaque-granulat)	71
3.4.1.2	Accélération de la plaque	83
3.4.2	Pression et impulsion réfléchies	84
3.4.3	Relation entre l'impulsion réfléchie et la déflexion	90
3.5	Synthèse	94
4	Etude expérimentale balistique d'un matériau granulaire	99
4.1	Dispositif expérimental	100
4.2	Etude préliminaire	102
4.3	Impact d'une bille dans un matériau céramique granulaire	107
4.3.1	Vitesse de la bille en fonction de la distance de pénétration	108
4.3.2	Energie absorbée en fonction de la distance de pénétration	110
4.4	Synthèse	112
5	Mesure continue de la vitesse du projectile	113
5.1	Technique expérimentale	114
5.1.1	Dispositif expérimental	114
5.1.2	Traitement des signaux	115
5.2	Mesure continue de la vitesse du projectile pendant l'impact	119
5.2.1	Décomposition Empirique en Modes	120
5.2.2	Construction de la courbe de vitesse	123
5.3	Analyse des résultats expérimentaux	125

5.3.1	Impact non perforant	125
5.3.2	Impact perforant	128
5.3.3	Synthèse	129
5.4	Validation d'un modèle analytique	131
5.5	Etude paramétrique de la perte de vitesse du projectile	136
5.5.1	Influence de la vitesse d'impact	137
5.5.2	Influence de la densité surfacique	139
5.6	Synthèse	141
III Etude numérique		143
6	Simulation numérique de la tenue d'un matériau granulaire sollicité par une onde de choc	145
6.1	Modélisation numérique	146
6.1.1	Hypothèses de calcul	146
6.1.2	Modélisation de la sollicitation	148
6.1.3	Résultats et discussions	150
6.1.3.1	Onde incidente	150
6.1.3.2	Onde réfléchie sur la plaque de référence	150
6.1.3.3	Onde réfléchie sur les échantillons de Crushmat®	152
6.1.3.4	Onde réfléchie sur les échantillons de Vermiculite fine	153
6.2	Modélisation de l'onde de choc dans un domaine ALE	155
6.2.1	Modélisation de l'onde incidente	156
6.2.1.1	Hypothèses de calcul	156
6.2.1.2	Résultats et discussions	157
6.2.2	Interaction de l'onde de choc avec la plaque de référence	158
6.2.2.1	Hypothèses de calcul	158
6.2.2.2	Résultats et discussions	159
6.2.2.3	Variation des paramètres de la plaque	162
6.3	Modélisation du matériau granulaire	163
6.3.1	Simulation numérique d'un essai oedométrique	163
6.3.2	Analyse de modèles de type 'mousse' pour décrire le comportement mécanique d'un matériau granulaire	165
6.3.2.1	Modèle d'une mousse écrasable (<i>Crushable Foam</i>)	166
6.3.2.2	Modèle de Fu-Chang pour une mousse (<i>Fu Chang Foam model</i>)	167
6.3.3	Optimisation des paramètres du matériau	169
6.4	Synthèse	171
7	Simulation numérique de l'impact d'un projectile sphérique dans un matériau granulaire	173
7.1	Modélisation numérique	174
7.1.1	Hypothèses de calcul	174
7.1.2	Résultats et discussions	175
7.2	Modèle <i>Smooth Particle Hydrodynamics</i> - (<i>SPH</i>)	177
7.3	Modèle hybride	180
7.4	Comparaison des modèles	181

TABLE DES MATIÈRES

7.5 Synthèse	182
Conclusion et perspectives	185
Annexes	189
A Déformation d'un tissu soumis à un impact balistique	191
A.1 Absorption d'énergie	191
A.2 Facteurs d'influence	193
B CONWEP	195
C Essais dynamiques effectués sur des matériaux granulaires	197
C.1 Essais d'explosion	197
C.2 Essais d'impact préliminaires	197
C.3 Essais d'impact dans un matériau céramique granulaire	197
D Essais balistiques sur tissus	201
D.1 Essais réalisés pour la mesure continue de la vitesse	201
D.2 Comparaison entre les différentes mesures	202
E Optimisation des simulations numériques	209
E.1 Optimisation des courbes contrainte-déformation pour l'approche directe . .	209
E.1.1 Approche	209
E.1.2 Résultats et discussions	210
E.2 Optimisation des paramètres du modèle de Fu-Chang pour une mousse . . .	211
Bibliographie	222

Table des figures

1.1	Formation d'une onde de choc avec un piston [1]	5
1.2	Formation d'une onde de choc [1]	6
1.3	Profil de pression consécutif à une détonation [2]	7
1.4	Similitude entre deux situations de même distance réduite [3]	9
1.5	Nature de la sollicitation	10
1.6	Confinement de la détonation	11
1.7	Réflexion d'une onde de choc sur une surface plane	12
1.8	Types de chargement [3]	13
1.9	Système masse-ressort-amortisseur	14
1.10	Profil simplifié de l'onde réfléchie	14
1.11	Chargement quasi-statique avec un temps de montée τ	16
1.12	Rapport du déplacement dynamique-statique maximal en fonction du rapport temps de montée-période propre du système τ/T [4]	16
1.13	Diagramme Pression-Impulsion	17
1.14	Matériaux cellulaires [5]	17
1.15	Courbes contrainte-déformation pour des matériaux poreux [5]	18
1.16	Energie absorbée par unité de volume [5]	19
1.17	Représentation de la compactation d'un matériau granulaire [6]	20
1.18	Courbe contrainte-déformation de la compression de sable [7]	21
1.19	Montage expérimental de Nesterenko [8]	21
1.20	Chambre explosive	22
1.21	Résultat d'une explosion dans un conteneur, dans l'air (a), et rempli de sciure de bois (b) [8]	23
1.22	Impact d'une bille dans un granulat, simulé en 2D [9]	24
1.23	Vitesse du projectile en fonction du temps dans un granulat [9]	24
1.24	Vitesse du projectile en fonction du temps dans un granulat [9]	25
1.25	Forces et moments appliqués sur le projectile [10]	26
2.1	Comportement global - comportement local [11]	31
2.2	Fils primaires et secondaires (d'après [12])	31
2.3	Fils primaires et secondaires	32
2.4	Pyramide de déformation	32
2.5	Pyramide de déformation dans le cas d'un tissu fixé à deux bords opposés [13]	32
2.6	Arrachement d'un fil [14]	33
2.7	Arrachement d'un fil	34
2.8	Base optique, composée de quatre écrans de lumière	36
2.9	Feuilles balistiques	36

TABLE DES FIGURES

2.10	Schéma de la technique <i>ELVS</i> [15]	37
2.11	Evolution de la vitesse en fonction du temps, obtenue par la technique <i>ELVS</i> [15]	37
2.12	Energie absorbée en fonction de l'énergie d'impact	38
2.13	Fils NiCr dans le tissu, indiqués par les flèches [16]	38
2.14	Mesure continue de la déformation par la technique des fils NiCr [16]	39
2.15	Pyramide de déformation, image obtenue par la stéréoscopie	40
2.16	Principe de la mesure de vitesse avec un radar	40
2.17	Principe de la Décomposition Empirique en Modes [17]	42
2.18	Définition de la V_{50}	43
2.19	Influence de l'écart-type sur l'évaluation d'une protection	44
3.1	Les trois matériaux granulaires étudiés	50
3.2	Une image prise par le microscope électronique d'un grain de VM (grossissement 69x)	51
3.3	Courbes granulométriques pour la VF et la VM	52
3.4	Oedomètre	53
3.5	Les courbes contrainte-déformation expérimentales de CM	55
3.6	La courbe contrainte-déformation du CM [18]	55
3.7	La contrainte sur la VM en fonction du temps pendant l'application d'une masse fixe au bras de levier	56
3.8	Courbes contrainte-déformation des deux types de vermiculite	56
3.9	L'échantillon du matériau granulaire	57
3.10	Synoptique du dispositif expérimental	58
3.11	Dispositif expérimental	59
3.12	Profil de pression incidente	61
3.13	Comparaison du profil de pression incidente mesuré et l'équation de Friedlander	63
3.14	Profil de pression réfléchi sur la plaque de référence.	64
3.15	Déflexion de la plaque de référence	65
3.16	Déflexion de la plaque : comparaison expérience - modèle	66
3.17	L'évolution dans le temps des déflexions et des rebonds	67
3.18	Déflexion du centre de la plaque de référence (sept essais)	67
3.19	Déflexion de la plaque et représentation par le modèle masse-ressort-amortisseur	68
3.20	Comparaison de la durée de la phase positive de la sollicitation et la première déflexion de la plaque	69
3.21	Déflexion, vitesse et accélération (essai 7) mesurées par l'accéléromètre	70
3.22	Comparaison de la mesure indirecte par l'accéléromètre à la mesure directe par le capteur de déplacement	70
3.23	Déflexion de la plaque pour différentes épaisseurs de vermiculite fine (VF)	72
3.24	Déflexion de la plaque pour différentes épaisseurs de vermiculite medium (VM)	72
3.25	Déflexion de la plaque pour différentes épaisseurs de Crushmat (CM)	72
3.26	Déflexion de la plaque de référence en fonction de l'épaisseur de l'échantillon du matériau poreux	73
3.27	Période du système en fonction de l'épaisseur de l'échantillon de matériau granulaire	74

3.28	Période du système en fonction de la masse de l'échantillon	75
3.29	Constante de ressort en fonction de la masse et du matériau	76
3.30	Constante de ressort en fonction de la masse	77
3.31	Période en fonction de la masse de l'échantillon : comparaison modèle - essais	78
3.32	Déflexion du système en fonction de l'épaisseur de l'échantillon de matériau granulaire	78
3.33	Déflexion de la plaque en fonction de la masse de l'échantillon	79
3.34	Déflexion de la plaque avec l'échantillon de CM4	80
3.35	Déflexion du système en fonction du taux d'amortissement	81
3.36	Taux d'amortissement en fonction de l'épaisseur de l'échantillon	81
3.37	Taux d'amortissement en fonction de la masse	82
3.38	Accélération maximale en fonction de l'épaisseur de l'échantillon	83
3.39	Accélération maximale en fonction de la masse de l'échantillon	84
3.40	Pression réfléchie sur la plaque en présence de VF	85
3.41	Pression réfléchie sur la plaque en présence de VM	85
3.42	Pression réfléchie sur la plaque en présence de CM	85
3.43	Evolution de la pression en fonction de l'épaisseur de l'échantillon	86
3.44	Pression réfléchie maximale par essai	87
3.45	Impulsion réfléchie par essai	87
3.46	Pression et impulsion réfléchie en fonction de l'épaisseur de l'échantillon . .	88
3.47	Pression réfléchie maximale et impulsion réfléchie en fonction de la masse de l'échantillon	90
3.48	Durée de la phase positive de l'onde réfléchie en fonction de la masse de l'échantillon	91
3.49	Distance équivalente en fonction de l'impulsion réfléchie	91
3.50	Distance équivalente en fonction de l'épaisseur et de la masse de l'échantillon	92
3.51	Déflexion de la plaque en fonction de l'impulsion réfléchie	93
3.52	Corrélation entre les rapports de déflexions et les rapports d'impulsions . . .	94
3.53	Déflexion en fonction de la masse de l'échantillon	95
3.54	La diminution en déflexion absolue et relative en fonction de la masse de l'échantillon (CM et VF)	96
4.1	Dispositif expérimental (vue de dessus)	100
4.2	Dispositif expérimental	101
4.3	Munition utilisée pour les essais d'impact	101
4.4	Circuit de mesure	102
4.5	Vitesse de la bille en fonction de la profondeur de pénétration	103
4.6	Vitesse de la bille en fonction de la profondeur de pénétration - résultats expérimentaux	104
4.7	Forces appliquées sur la bille	104
4.8	Détermination de C_{D_0}	105
4.9	Vitesse de la bille en fonction de la profondeur de pénétration x - modèle hydrodynamique	106
4.10	Evolution de la vitesse dans un échantillon de VF avec une épaisseur de 12 cm	107
4.11	Coefficient de traînée C_{D_0} en fonction de l'épaisseur de l'échantillon de CM.	108

TABLE DES FIGURES

4.12	Vitesse relative de la bille en fonction de la profondeur de pénétration dans le CM	109
4.13	Vitesse résiduelle relative en fonction de l'épaisseur de l'échantillon H de CM110	
4.14	Energie absorbée relative en fonction de la profondeur de pénétration dans le CM	111
4.15	Energie absorbée en fonction de l'épaisseur de l'échantillon H de CM	112
5.1	Dispositif expérimental (croquis).	114
5.2	(a) Dispositif expérimental, (b) Radar 10.525 GHz, (c) Radar 26 GHz, (d) Tissu et sa fixation	115
5.3	Cadre de fixation	116
5.4	Le tissu utilisé dans l'étude	116
5.5	Mouvement du tissu dans le cadre de fixation	117
5.6	Erreur de parallaxe	117
5.7	Signal radar pour l'impact d'une bille avec une vitesse d'impact de 99 m/s .	118
5.8	Mesure de la vitesse avec un radar	119
5.9	Résultat de la Décomposition Empirique en Modes	121
5.10	Résultat de la transformée de Hilbert, appliquée sur les IMF	122
5.11	Composantes IMF pour la construction de la courbe fréquence-temps	124
5.12	Le contenu fréquentiel considéré utile du signal radar	124
5.13	Evolution de la vitesse du projectile en fonction du temps (cas d'un impact d'une bille avec $V_{imp} = 99\text{ m/s}$ sur un tissu composé de 3 plis)	126
5.14	Formation de la pyramide de déformation pour un impact non perforant : (a) 0.1 ms, (b) 0.4 ms, (c) 0.7 ms, (d) 1.0 ms	127
5.15	Evolution de la pyramide de déformation	127
5.16	Déplacement du sommet de la pyramide de déformation	128
5.17	Evolution de la vitesse du projectile en fonction du temps (cas d'impact d'une bille avec $V_{Imp} = 72\text{ m/s}$ sur un tissu composé d'un pli)	129
5.18	Formation de la pyramide de déformation pour un impact perforant	130
5.19	Evolution de la pyramide de déformation	130
5.20	Déformation finale du tissu après perforation.	130
5.21	Déplacement du sommet de la pyramide de déformation.	131
5.22	Modèle de la pyramide de déformation [19]	133
5.23	Evolution de l'angle ϕ de la pyramide de déformation pendant l'impact	133
5.24	Comparaison essais - modèle	134
5.25	Champ de déplacement, obtenu par la technique de la corrélation d'images .	135
5.26	Déplacement du point d'impact en fonction du temps	135
5.27	Comparaison méthode - méthodes de mesures	136
5.28	Evolution de la vitesse du projectile en fonction du déplacement, cas d'impact perforant sur un pli	137
5.29	Déplacement du sommet de la pyramide de déformation - déplacement de la bille	138
5.30	Evolution de la vitesse du projectile en fonction du temps	139
5.31	Evolution de la vitesse du projectile en fonction du déplacement, cas d'impact sur deux plis	140
5.32	Evolution de la vitesse du projectile en fonction du déplacement	140
6.1	Matériau équivalent homogénéisé	146

6.2	Maillage du système (plaque + granulat)	147
6.3	Courbes contrainte-déformation du CM et de la VF	149
6.4	Forme de l'onde incidente sur l'échantillon de CM	150
6.5	Comparaison entre les résultats expérimentaux et simulés pour la plaque de référence	151
6.6	Pression et impulsion réfléchies en fonction de l'épaisseur H de l'échantillon de CM	152
6.7	Déformation plastique du CM après 1.5 ms	153
6.8	Pression et l'impulsion réfléchies en fonction de l'épaisseur H de l'échantillon de VF	154
6.9	Déformation plastique de la VF après 1.5 ms	155
6.10	Couche Ambiante (CA) et Domaine Air (DA)	156
6.11	Contours de la pression incidente	157
6.12	Pression dans la Couche Ambiante(CA) et le Domaine Air(DA)	158
6.13	Comparaison entre la pression incidente analytique et la pression incidente dans la CA	158
6.14	Position de la plaque dans le modèle	159
6.15	Position des capteurs numériques	160
6.16	Pression incidente et réfléchié pour une distance CA-plaque de 2.5 cm	160
6.17	Pression incidente et réfléchié pour une distance CA-plaque de 5 cm	161
6.18	Impulsion incidente et réfléchié pour une distance CA-plaque de 5 cm	161
6.19	Maillage de la presse et le matériau équivalent	164
6.20	Déplacement de la presse	165
6.21	Contraintes expérimentale et simulée en fonction de la déformation vraie - <i>Crushable Foam</i>	166
6.22	Modèle d'une mousse écrasable (<i>Crushable Foam</i>) [20]	167
6.23	Modèle de mousse de Fu-Chang (<i>Fu Chang Foam</i>) [21]	167
6.24	Options de relaxation pour le modèle de Fu-Chang [21]	169
6.25	Courbes d'entrée de chargement et relaxation pour le modèle de Fu-Chang	170
6.26	Contraintes expérimentale et simulée en fonction de la déformation vraie - modèle de Fu-Chang	170
6.27	Courbe de relaxation du modèle de Fu-Chang	171
6.28	Contrainte expérimentale et simulée en fonction de la déformation vraie - modèle de Fu-Chang	171
7.1	Géométrie et maillage du modèle de l'expérience	174
7.2	Evolution de la vitesse de la bille en fonction de l'algorithme de contact	175
7.3	Perforation de l'échantillon CM3 sans implémentation du critère de rupture : (a) et (b) après 0.04 ms, et (c) après 0.08 ms	176
7.4	Perforation de l'échantillon CM3 : situation après 0.04 ms, avec implémentation du critère de rupture	177
7.5	Déformation de la cible CM18 avec les algorithmes de contact noeuds - surface et surface - surface	177
7.6	Evolution de la vitesse de la bille dans l'échantillon de CM18	178
7.7	Quart de modèle <i>SPH</i>	178
7.8	Déplacement des particules dans le modèle <i>SPH</i> à la suite d'une perforation par une bille	179

TABLE DES FIGURES

7.9	L'évolution de la vitesse dans les échantillons CM3 et CM18	179
7.10	Le modèle <i>SPH</i> hybride	180
7.11	Contrainte de Von Mises après la perforation de la cible	181
7.12	Comparaison de l'évolution de la vitesse de la bille simulée et expérimentale	182
A.1	Energie absorbée en fonction de la vitesse d'impact - tendance globale [22]	191
A.2	Energie absorbée en fonction de la vitesse d'impact pour un tissu composé de deux couches [23]	193
A.3	Energie absorbée en fonction de l'énergie d'impact	193
B.1	La pression incidente en fonction de l'épaisseur de l'échantillon	196
B.2	L'impulsion incidente en fonction de l'épaisseur de l'échantillon	196
D.1	essai 1	202
D.2	essai 2	203
D.3	essai 5	203
D.4	essai 7	203
D.5	essai 8	204
D.6	essai 9	204
D.7	essai 11	204
D.8	essai 12	205
D.9	essai 13	205
D.10	essai 16	205
D.11	essai 17	206
D.12	essai 19	206
D.13	essai 20	206
D.14	essai 21	207
D.15	essai 22	207
D.16	essai 23	207
D.17	essai 24	208
E.1	La différence entre l'essai expérimental et le résultat de la simulation	209
E.2	Les courbes de la pression et de l'impulsion réfléchies optimisées en fonction du temps	211
E.3	La pression et l'impulsion réfléchies en fonction de l'épaisseur H de l'échantillon de CM - comparaison entre les résultats expérimentaux, la simulation initiale, et les résultats optimisés	212
E.4	Schéma de la procédure d'optimisation	213
E.5	Histoire d'optimisation de paramètres du modèle de Fu-Chang	213
E.6	Valeur optimisée du paramètre h et son intervalle de confiance	214
E.7	Valeur optimisée du paramètre f et son intervalle de confiance	214
E.8	Erreur quadratique minimale pour la dernière itération de l'optimisation du modèle de Fu-Chang	214

Liste des tableaux

1.1	Equivalence TNT de Baker calculée sur base de l'énergie spécifique [3]	5
3.1	Caractéristiques des matériaux granulaires étudiés (refs toevoegen)	53
3.2	Paramètres de l'oedomètre	54
3.3	Aperçu du nombre d'essais réalisés	60
3.4	Pression maximale et durée de la phase positive : comparaison expérience - estimation par Kinney et Graham	62
3.5	Pression et impulsion réfléchies sur la plaque de référence	64
3.6	Déflexion maximale d et période T de la plaque de référence	68
3.7	Déflexion et période du système en fonction du type d'échantillon	73
3.8	Constante de ressort k	76
3.9	Taux d'amortissement du système en fonction du type d'échantillon	80
3.10	Pression et impulsion réfléchies en fonction de l'épaisseur de l'échantillon . .	87
4.1	Coefficient de traînée pour la trajectoire de la bille dans échantillons des matériaux granulaires	106
4.2	Coefficient de traînée pour la trajectoire de la bille dans les échantillons de CM	108
4.3	Coefficients A et B de l'équation logarithmique pour l'absorption d'énergie .	111
5.1	Ensemble d'essais pour l'étude paramétrique	137
6.1	Paramètres des matériaux utilisés pour les simulations	148
6.2	Comparaison de P_r et I_r en fonction des paramètres de matériau de la plaque	162
6.3	Paramètres des matériaux	164
7.1	Les paramètres des matériaux utilisés pour les simulations	174
7.2	Analyse du 'maillage' de la zone SPH du modèle hybride (cas de l'échantillon CM3)	181
7.3	Résumé des résultats des simulations : vitesse résiduelle	181
C.1	Vitesse en fonction de la profondeur de pénétration	198
C.2	Vitesse en fonction de la profondeur de pénétration	199
C.3	Vitesse en fonction de la profondeur de pénétration et durée de pénétration, cas d'impact dans le CM	199
D.1	Essais balistiques réalisés pour la mesure continue de la vitesse	201

LISTE DES TABLEAUX

Introduction générale

Contexte et objectif du travail

Le sujet de cette thèse a été proposée en collaboration avec l'Institut de recherches franco-allemand de Saint-Louis, dans le cadre d'un projet de recherche sur la protection contre les effets d'engins explosifs improvisés. La détonation d'un engin à fragmentation cause la propagation d'une onde de choc et la projection de fragments.

Le projet a pour objectif de réaliser des progrès dans la compréhension des phénomènes physiques complexes qui se déroulent au sein de systèmes de protection multi-composants destinés à traiter simultanément les effets d'une onde de choc et les effets d'un impact balistique.

Dans le cadre de ce projet, le sujet de thèse porte sur la caractérisation du comportement dynamique de deux composants d'un système de protection, à savoir un matériau granulaire et un tissu balistique.

L'objectif de la thèse est triple :

- déterminer la capacité d'absorption d'énergie d'un matériau granulaire de faible densité, soumis à une onde de choc
- identifier et décrire les mécanismes physiques d'interaction qui se produisent lors de la pénétration d'un fragment dans un matériau granulaire
- identifier et décrire les mécanismes physiques d'interaction qui se produisent lors de la pénétration d'un fragment dans un tissu balistique

Ces travaux pourront ensuite servir de base scientifique pour contribuer à la conception et au dimensionnement de nouveaux systèmes opérationnels de protection.

Le travail de cette thèse porte essentiellement sur l'étude expérimentale du comportement de matériaux granulaires soumis à une onde de choc et de la mesure de la vitesse d'un fragment en continu pendant l'interaction avec les différents composants du système de protection. Des modèles analytiques sont développés et validés sur base des résultats expérimentaux. Le comportement des matériaux granulaires soumis à une onde de choc et à un impact balistique fait l'objet d'une étude numérique.

Organisation du rapport

Dans le cadre de cette thèse, trois approches ont été développées : une étude expérimentale, une modélisation semi-analytique, et une simulation numérique.

Le rapport est organisé en trois parties principales :

1. Partie bibliographique

- Le **chapitre 1** présente une étude bibliographique portant sur la description du phénomène de l'onde de choc et l'interaction avec un matériau poreux.

Le profil de pression d'une onde de choc est défini, une loi de correspondance est présentée, et l'interaction normale d'une onde de choc avec une structure rigide est abordée.

Les matériaux poreux, et plus spécifiquement les matériaux granulaires, sont introduits dans ce chapitre. La courbe contrainte-déformation typique d'un matériau poreux montre que ces matériaux présentent une capacité d'absorption d'énergie plus importante que les matériaux solides. Des travaux dans le domaine de l'absorption de l'onde de choc par un matériau granulaire et de l'impact d'un projectile dans un granulat sont présentés.

- Le **chapitre 2** présente la réponse globale et locale d'un tissu soumis à un impact balistique. Les techniques de mesure de la vitesse d'un projectile sont introduites dans ce chapitre. Comme la connaissance de la vitesse est primordiale dans le domaine de la balistique terminale, la mesure de vitesse reste un souci permanent. Les méthodes de la mesure discrète et continue sont présentées. Une remarque sur le caractère statistique de l'impact termine ce chapitre.

2. Partie expérimentale

- Le **chapitre 3** présente l'analyse du comportement d'un système (plaque-granulat) soumis à une onde de choc. Un dispositif expérimental est développé, qui permet à la fois la mesure de la pression incidente et réfléchie, et de la déflexion et accélération d'une plaque de référence. Le système est représenté par un modèle masse-ressort-amortisseur à un degré de liberté. L'analyse de l'influence des échantillons sur les paramètres du profil de pression, et les paramètres du modèle est présentée.

- Le **chapitre 4** porte sur l'impact d'une bille dans un matériau granulaire. Un dispositif expérimental a été conçu qui permet la mesure de vitesse à des endroits fixes dans l'échantillon. La pénétration de la bille dans le matériau est comparée à un modèle hydrodynamique.

- L'objectif du **chapitre 5** est la réalisation de la mesure continue de la vitesse d'un projectile lors de l'impact sur un tissu. Les données expérimentales pourront être utilisées pour valider des modèles numériques ou analytiques. Un modèle analytique, basé sur la conservation de quantité de mouvement est développé et validé par une confrontation des résultats avec les données expérimentales. Une série d'essais a été effectuée dans laquelle plusieurs configurations ont été testées en vue d'une étude paramétrique sur l'évolution de la vitesse en fonction du temps.

3. Partie numérique

- Le **chapitre 6** introduit la simulation numérique de la sollicitation d'un matériau granulaire par une onde de choc. L'objectif est de simuler les essais expérimentaux. Dans le modèle, le matériau granulaire est remplacé par un matériau équivalent homogénéisé. Le comportement est modélisé par un modèle de type 'mousse'. Deux modèles de ce type sont comparés, à savoir un modèle d'une mousse écrasable et le modèle de mousse de Fu-Chang. Pour l'application de la pression sur le matériau granulaire et la plaque de référence, deux approches sont analysées : l'application directe de la pression sur la structure, et la propagation de l'onde et l'interaction avec la structure dans un domaine ALE.
- Dans le **chapitre 7** trois approches sont présentées pour la simulation numérique de l'impact d'une bille dans un matériau granulaire. Un modèle Lagrangien de l'échantillon est analysé. Afin de remédier aux problèmes liés au maillage Lagrangien, et les algorithmes de contact, un modèle sans maillage est introduit. Pour limiter le temps de calcul un modèle hybride est construit.

A la fin du rapport, nous donnons les conclusions de ce travail et des perspectives pour développer et améliorer les approches suivies.

Première partie

Etude bibliographique

Chapitre 1

Etude bibliographique : Sollicitation dynamique de matériaux granulaires

Ce chapitre synthétise la phénoménologie de la formation et la propagation d'une onde de choc, et l'interaction avec une structure. La structure et le comportement mécanique des matériaux poreux, et plus spécifiquement des matériaux granulaires, sont présentés. La base de notre étude expérimentale sur l'interaction entre un matériau granulaire et une onde de choc est abordée. Finalement, plusieurs modèles concernant la pénétration d'un projectile dans un matériau poreux sont résumés.

Sommaire

1.1	Phénoménologie des ondes de choc	4
1.1.1	Phénomène d'explosion	4
1.1.2	Ondes de choc	5
1.1.3	Interaction d'une onde de choc avec une structure	10
1.2	Matériaux granulaires	16
1.2.1	Structure et comportement mécanique des matériaux poreux	16
1.2.2	Spécificité des matériaux granulaires	19
1.3	Interaction d'un matériau granulaire avec une onde de choc	20
1.4	Impact d'un projectile dans un matériau granulaire	23
1.4.1	Impact d'une bille dans un granulat	23
1.4.2	Modèle hydrodynamique	26
1.5	Synthèse	27

1.1 Phénoménologie des ondes de choc

1.1.1 Phénomène d'explosion

Kinney et Graham [24] définissent l'explosion comme "*une libération soudaine de gaz sous haute pression dans l'environnement. Ce dégagement de gaz devant être suffisamment rapide pour que l'énergie contenue dans le gaz génère une onde de choc dont la pression est supérieure à la pression atmosphérique.*"

Cette définition peut être complétée par celle du Groupement Français de Combustion [2] : "*une explosion est une libération soudaine d'énergie plus ou moins confinée, plus ou moins maîtrisée, avec ou sans conséquences externes. L'explosion peut donner lieu à une onde de pression (onde de souffle), à une boule de feu. Dans le cas de l'explosion chimique, le processus de libération d'énergie peut être une déflagration ou une détonation.*"

Les explosions chimiques peuvent être subdivisées en :

- L'explosion thermique : où une substance chimiquement instable est conservée trop longtemps à une température trop élevée.
- La déflagration : phénomène subsonique de propagation de la réaction dans le milieu combustible basé sur les mécanismes de transport de chaleur et de matière. Les vitesses de propagation sont de l'ordre du cm/s à m/s.
- La détonation : phénomène supersonique (1 km/s à 9 km/s) basé sur le passage d'une onde de choc traversant un matériau énergétique en le comprimant et en le chauffant, engendrant la réaction de celui-ci. Le dégagement d'énergie généré permet une auto-alimentation de l'onde de choc.

Les matériaux énergétiques peuvent être subdivisés en substances pyrotechniques, combustibles et explosifs [1]. Suivant la sensibilité décroissante à une perturbation, les explosifs sont classés en explosifs primaires, secondaires et tertiaires. Les explosifs secondaires et tertiaires nécessitent un explosif primaire pour initier une détonation.

L'amplitude d'une explosion est définie par l'énergie libérée, appelée énergie d'explosion. Pourtant, elle est rarement utilisée, à cause des effets différents qui existent pour les différents types d'explosions [25]. Pour cette raison, on passe à une grandeur relative, où on réfère à l'explosif de référence, le TNT. Cette grandeur est l'équivalence TNT, qui correspond à la masse de TNT qui donnerait les mêmes performances que l'explosif dont il est question. Cependant, plusieurs échelles de performance existent [1] :

- La *brissance* caractérisée par $\rho \cdot D_0$, avec ρ la densité de l'explosif (kg/m^3) et D_0 sa vitesse de détonation (m/s)
- la *puissance* donnée par $Q \cdot V$, avec Q l'énergie spécifique (kJ/kg) et V le volume de gaz dégagé par masse unitaire de l'explosif (m^3/kg)
- l'équivalence sur la pression maximale ;
- l'équivalence sur l'impulsion
- l'équivalence sur l'énergie spécifique Q uniquement.

Le tableau 1.1 reprend les valeurs d'équivalence TNT sur base de l'énergie spécifique pour quelques explosifs souvent utilisés [3].

Explosive charge	TNT conversion factor (specific energy)
TNT (Trinitrotoluene)	1.000
Composition B (60% RDX, 40 % TNT)	1.148
Pentolite (50% PETN, 50% TNT)	1.129
PETN	1.282
Picric acid	0.926
RDX (Cyclonite)	1.185
Tetryl	1.000
Torpex (42% RDX/40% TNT/18% Al)	1.667

Tableau 1.1 – Equivalence TNT de Baker calculée sur base de l'énergie spécifique [3]

1.1.2 Ondes de choc

1.1.2.1 Formation et propagation d'une onde de choc

La formation d'une onde de choc peut être expliquée à l'aide d'un exemple [1], dans lequel un piston bouge dans un tube comprenant de l'air se trouvant initialement dans un état 0. Suite au mouvement du piston, une onde est générée et entame sa course à travers le tube, faisant passer l'air de l'état 0 à l'état 1. La vitesse de l'onde D_1 est donnée par :

$$\sqrt{\gamma \frac{P_0}{\rho_0}} = \sqrt{\gamma R_{gaz} T_0} \quad (1.1)$$

Avec R_{gaz} , la constante des gaz parfaits. Après une seconde accélération du piston, une deuxième onde traverse le milieu à l'état 1. Cette onde possède donc une vitesse $D_2 = \sqrt{\gamma R T_1} > D_0$, vu que la température dans le milieu 1 est plus élevée que dans le milieu 0. Ce qui signifie que la deuxième onde rattrape la première. En effectuant plusieurs accélérations successives du piston, une série d'ondes va ainsi être créée, chacune d'entre elles rattrapant l'onde précédente pour former une discontinuité dans le milieu, comme dans la figure 1.1.

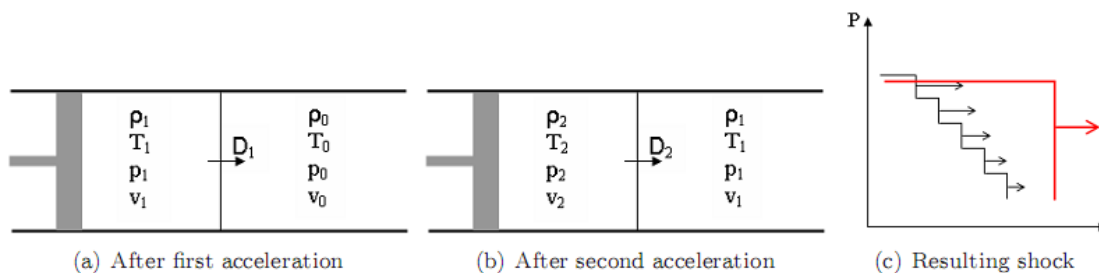


FIGURE 1.1 – Formation d'une onde de choc avec un piston [1]

Dans le cas d'une substance explosive, la détonation va permettre la création de l'onde de

CHAPITRE 1. ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE :
SOLLICITATION DYNAMIQUE DE MATÉRIAUX GRANULAIRES

choc dont la vitesse, appelée vitesse de détonation, peut atteindre plusieurs kilomètres par seconde, en fonction de la substance énergétique utilisée. Les gaz se trouvant initialement devant le front de l'onde vont être comprimés (leur température et leur pression vont augmenter) pour former une zone de réaction juste derrière le front de l'onde, et dans laquelle ils vont brûler et dégager de l'énergie. L'énergie produite dans cette zone va entretenir l'onde de choc tout au long de son passage dans la charge explosive.

Une fois que l'onde de choc atteint la limite de la charge combustible, elle va se déplacer avec une vitesse supersonique U dans l'air non-comprimé. Alors, elle est souvent appelé 'onde de souffle'. La pression, la densité et la température de l'air augmentent de façon discontinue à travers le front de l'onde.

L'arrière de l'onde se déplace dans un matériau comprimé, dont la vitesse des particules est u . Le point A (voir figure 1.2) se déplace donc avec une vitesse plus importante que le front de l'onde et va ainsi finir par le rattraper. Le point C se trouve à une faible pression et faible température, sa vitesse est nettement inférieure à la vitesse du front de l'onde et à celle du point A. Le point C aura donc tendance à se laisser distancer par le reste de l'onde.

Ceci permet d'expliquer la modification que subit l'onde de pression tout au long de son parcours dans l'air. L'arrière de l'onde, appelée onde de raréfaction ou onde d'expansion, rattrape le front de l'onde. L'amplitude de l'onde de choc diminue progressivement, et forme, à grande distance, une onde qui se déplace à la vitesse du son.

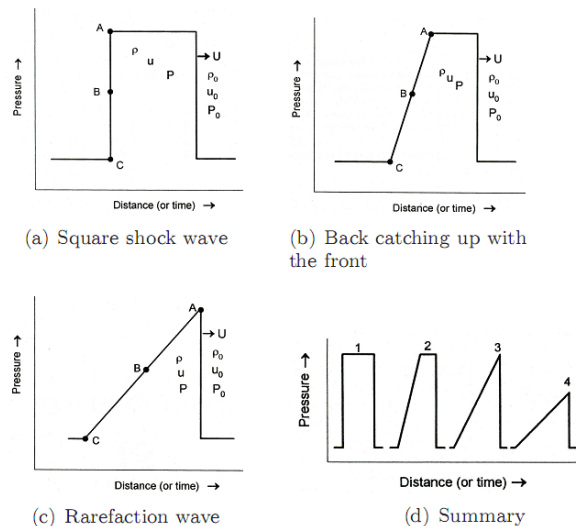


FIGURE 1.2 – Formation d'une onde de choc [1]

La propagation de l'onde de choc dans l'air est donc un phénomène non-linéaire, très différent de la propagation des ondes acoustiques, qui peut être décrite par une théorie linéaire.

1.1.2.2 Profil de Pression

L'onde de choc, formée par la détonation d'une charge explosive, se propage dans le milieu considéré de manière radiale par rapport au point de détonation et ce avec une vitesse qui diminue.

D'une façon générale, le profil de pression typique de l'onde de choc après une certaine progression dans ce milieu est présenté dans la figure 1.3. Il est composé d'une phase positive (de surpression) et d'une phase négative (de dépression). La phase négative est due aux forces d'inertie, qui causent une surexpansion, et donc une raréfaction au point de détonation. Sa durée est environ deux fois plus longue que celle de la phase positive. En pratique, l'effet de surpression est prépondérant ; ceci permet de négliger la phase de dépression.

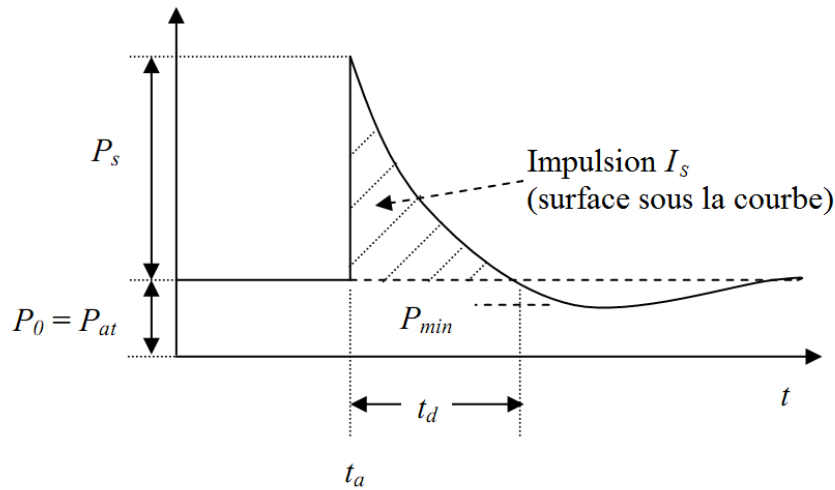


FIGURE 1.3 – Profil de pression consécutif à une détonation [2]

La figure 1.3 met en évidence les différents paramètres décrivant un profil de pression suite à une détonation, à savoir :

- P_s : la surpression maximale
- P_{at} : la pression atmosphérique ambiante
- P_{min} : la pression minimale dans la phase négative
- t_a : le temps d'arrivée de l'onde
- t_d : la durée de la phase positive
- i_s : l'impulsion de la phase positive

L'impulsion est déterminée par la surface sous la courbe, pendant la phase positive :

$$i_s = \int_{t_a}^{t_a+t_d} P(t)dt \quad (1.2)$$

Plusieurs auteurs ont établi des équations pour décrire la diminution de la pression dans

la phase positive. Ethridge [26] propose une formule introduisant deux paramètres :

$$P(t) = P_S e^{-c(t-t_a)} \quad (1.3)$$

où P_S et la constante c sont les paramètres concernés.

Pour sa part, Friedlander [26] propose une expression de $P(t)$ en fonction de trois paramètres, à savoir la surpression maximale P_S , la durée de la phase positive t_d et une constante A :

$$P(t) = (P_S) \left[1 - \frac{t - t_a}{t_d} \right] \exp \left[\frac{-A(t - t_a)}{t_d} \right] \quad (1.4)$$

Pour décrire le profil de pression, d'autres expressions empiriques sont proposées dans la littérature [26]. Ces équations font intervenir plusieurs paramètres, ce qui rend leur utilisation plus complexe.

Kinney et Graham [24] ont établi une formule empirique afin d'exprimer le pic de pression à une certaine distance en fonction de la charge utilisée, et ce pour des charges allant de quelques grammes à plusieurs centaines de kilogrammes :

$$\frac{P_S}{P_{atm}} = \frac{808 \left[1 + \left(\frac{Z}{4.5} \right)^2 \right]}{\sqrt{1 + \left(\frac{Z}{0.048} \right)^2} \sqrt{1 + \left(\frac{Z}{0.32} \right)^2} \sqrt{1 + \left(\frac{Z}{1.35} \right)^2}} \quad (1.5)$$

où Z est la distance réduite (section 1.1.2.3), donnée par $Z = R/W^{1/3}$ avec R la distance entre le centre de la charge sphérique et l'observateur, et W la masse de l'explosif en équivalent TNT.

Les mêmes auteurs proposent une formulation empirique pour déterminer la valeur de la durée de la phase positive t_d :

$$\frac{t_d}{W^{1/3}} = \frac{980 \cdot \left[1 + (Z/0.54)^{10} \right]}{\left[1 + (Z/0.02)^3 \right] \left[1 + (Z/0.74)^6 \right] \sqrt{2}} \quad (1.6)$$

Il faut noter ici que les différentes investigations dans le domaine de la détermination de la pression restent du domaine empirique.

1.1.2.3 Loi de correspondance

Les essais expérimentaux à une échelle réelle des phénomènes liés aux explosions et aux ondes de choc sont souvent difficiles à réaliser. Pour cette raison, des lois de correspondance ont été développées. La loi la plus répandue est la loi de Hopkinson [24–26], d'autres lois sont discutées dans [26]. Cette loi de correspondance exprime que les pressions maximales dans deux situations différentes (charge et distance de l'observateur) sont identiques si la distance réduite est la même. La distance réduite Z est exprimée par :

$$Z = \frac{R}{W^{1/3}} \quad (1.7)$$

où

R : distance entre le centre de la charge sphérique et l'observateur (m)

W : masse de la charge en équivalent TNT (kg)

On peut noter que derrière la masse de la charge, se cache l'énergie spécifique Q libérée par cette charge, souvent exprimée en kJ/kg d'équivalent TNT ($Q = 4610$ kJ/kg pour TNT) [24].

Le temps réduit T_a et l'impulsion réduite I_s sont respectivement donnés par :

$$T_a = \frac{t_a}{W^{1/3}} \quad (1.8)$$

$$I_s = \frac{i_s}{W^{1/3}} \quad (1.9)$$

Plusieurs conditions sont nécessaires pour l'application de ces formules de correspondance : les conditions initiales doivent être identiques, la forme des charges et les géométries charge-surface doivent être également les mêmes.

Finalement, la loi de similitude permet de définir un facteur de correspondance $\lambda = (W_1/W_2)^{1/3}$. Ce facteur de correspondance peut être considéré comme un facteur d'échelle entre les paramètres (i_s, t_a, t_d) de deux situations pour lesquelles la distance réduite est identique (les pressions maximales respectives P_s sont les mêmes). Ceci est illustré dans la figure 1.4.

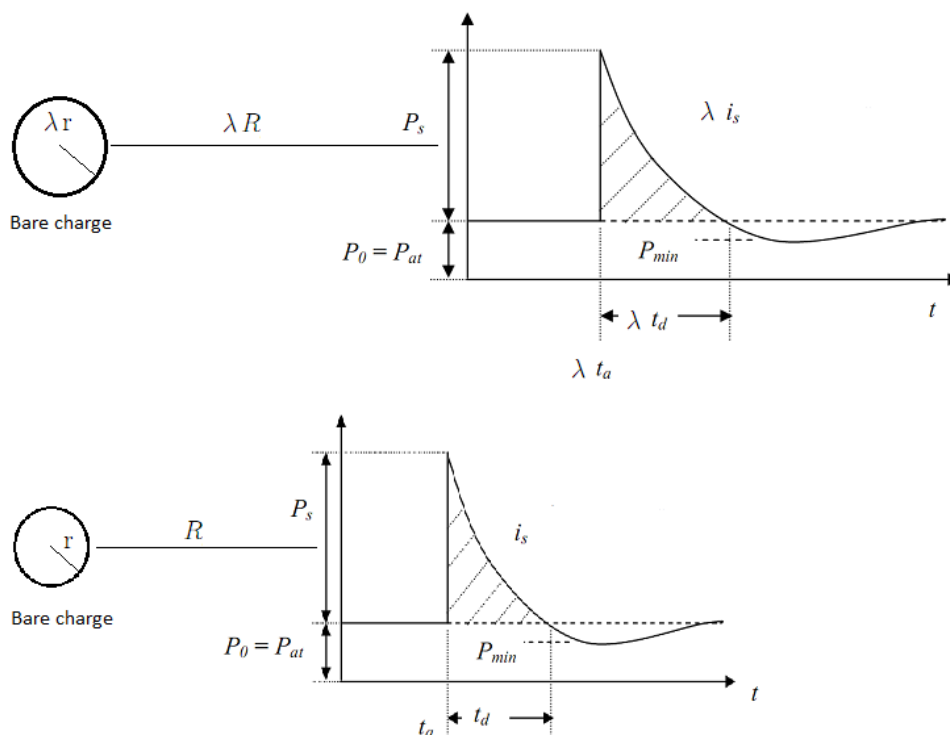


FIGURE 1.4 – Similitude entre deux situations de même distance réduite [3]

En effet, la loi de similitude de Hopkinson permet à un observateur, situé à une distance R d'une charge de rayon r , d'être soumis à la même pression de détonation P_s qu'un observateur situé à une distance λR d'une charge de rayon λr , mais avec une impulsion

spécifique et des durées de phases positive et négative multipliées par le facteur λ . Ceci permet d'effectuer des expériences dans un laboratoire, à échelle réduite.

1.1.3 Interaction d'une onde de choc avec une structure

Les sollicitations dues aux explosions sont différentes des sollicitations statiques en ce sens qu'elles sont en général de plus grande amplitude et qu'elles sont appliquées pendant une durée très courte. De ce fait, les vitesses de déformation peuvent devenir élevées, influençant les mécanismes de déformation de la structure qui diffèrent des mécanismes de déformation visibles dans des cas de chargement statique. Ces mécanismes de déformation dynamique sont influencés par le chargement (défini par la pression maximale, l'impulsion transmise à la structure, ou encore les temps de montée et d'affaiblissement de la pression) et certaines caractéristiques propres à la structure.

1.1.3.1 Classification

Les interactions des ondes de choc sur les structures sont généralement classées selon deux critères : la nature de la sollicitation et le degré de confinement [25].

Selon la nature de la sollicitation (figure 1.5), deux situations sont distinguées :

- La distance de la détonation est petite, c'est à dire que $R \leq 10d$ (avec R : la distance séparant la structure du centre de la charge et d : le diamètre de la charge) ou encore que $Z \leq 1 \text{ m/kg}^{1/3}$. La sollicitation s'effectue de manière brève et ponctuelle et mène à des effets de déformation locaux, tels que la perforation ou l'écaillage. La durée de la sollicitation étant très courte (en général inférieure à 0.1 ms), celle-ci est nettement moindre que la période de vibration naturelle fondamentale de l'élément structural considéré.
- La distance de la détonation est grande, c'est à dire que $R \geq 10d$. La résistance du matériau n'est pas dépassée localement ; la structure réagit comme un ensemble, les effets de déformation sont globaux.

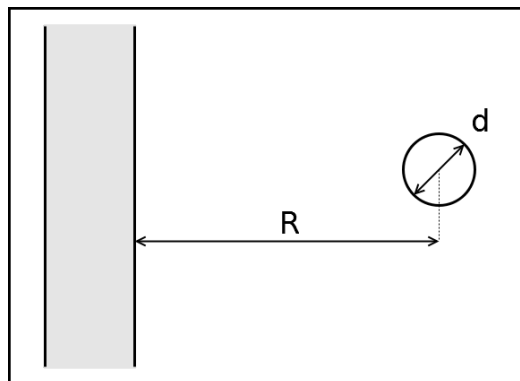


FIGURE 1.5 – Nature de la sollicitation

Selon le degré de confinement (figure 1.6), on distingue les détonations non-confinées (1) des détonations confinées. Dans les détonations non-confinées, se retrouvent :

- Les détonations atmosphériques libres (2) : l'onde de choc atteint directement la structure considérée
- Les détonations atmosphériques (3) : l'onde de choc subit des réflexions sur le sol avant de rencontrer la structure
- Les détonations de surface (4) : la charge est directement posée sur le sol ou très proche, permettant une amplification de ses effets

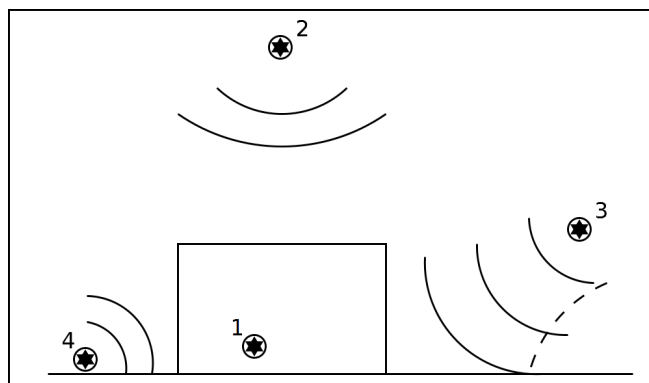


FIGURE 1.6 – Confinement de la détonation

1.1.3.2 Réflexion normale d'une onde de choc

L'onde de choc générée par une explosion atmosphérique se déplace dans l'air radialement par rapport à son point de détonation. Lorsque cette onde touche la surface du sol ou d'une structure plane quelconque, elle est réfléchiée et applique un chargement dynamique sur cette structure.

Une onde de choc rencontrant un objet va générer une pression à sa surface, supérieure à la pression maximale de l'onde incidente. Cette pression est plus importante du fait que les particules d'air entraînées par l'onde vont être brutalement arrêtées par la collision, entraînant leur compression. Cette pression supplémentaire est appelée pression dynamique q et est définie par l'équation suivante :

$$q = \frac{1}{2}\rho u^2 \quad (1.10)$$

où u représente la vitesse des particules et ρ la densité de l'air juste derrière le front de choc.

Finalement, la pression totale exercée sur la plaque générant son chargement est la pression réfléchiée P_r qui est une combinaison de la pression incidente P_i et de la pression dynamique q :

$$P_r = P_i + \frac{1}{2}\rho u^2 \quad (1.11)$$

Le chargement d'impulsion i_r est donné par l'équation suivante :

$$i_r = \int_{t_a}^{t_a+t_r} P_r(t) dt \quad (1.12)$$

Si le front de l'onde incidente touche la surface perpendiculairement à la normale de cette

surface, dans le point A sur la figure 1.7, elle subit une réflexion normale (l'angle d'incidence β est zéro). Si on s'éloigne de ce premier point de contact A, le phénomène de réflexion oblique régulière prend place vu que β n'est plus égal à zéro (dans le point B). Si on s'éloigne encore de ce point, de telle manière à ce que β dépasse un certain angle limite β_{lim} , un front de Mach est généré (point C).

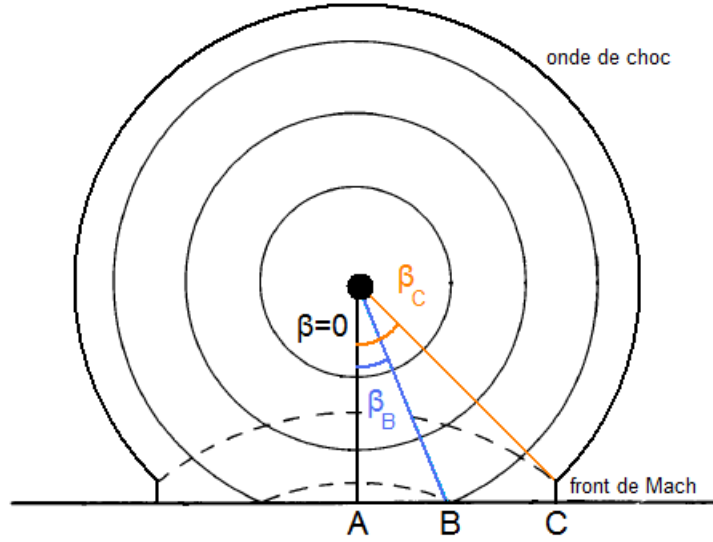


FIGURE 1.7 – Réflexion d'une onde de choc sur une surface plane

Il est à noter que les surfaces de réflexion sont considérées comme planes et infiniment rigides, ce qui signifie d'une part, que les phénomènes de diffraction et de tourbillons sont négligés et d'autre part, que le chargement dû à la pression incidente est maximal sur ces surfaces.

Dans le cas d'une réflexion normale le front d'onde arrive (dans un milieu 1 initial) perpendiculairement à la normale de la surface considérée. Le front d'onde réfléchi se propage dans un milieu 2 provenant du milieu initial, dont les variables d'état ont été modifiées suite au passage du front incident. Le coefficient de réflexion, défini par le rapport de la surpression de l'onde réfléchi sur la surpression de l'onde incidente, est donné par [25] :

$$k_r = \frac{P_r - P_1}{P_2 - P_1} = \frac{(3\gamma - 1)M_1^2 + (3 - \gamma)}{(\gamma - 1)M_1^2 + 2} \quad (1.13)$$

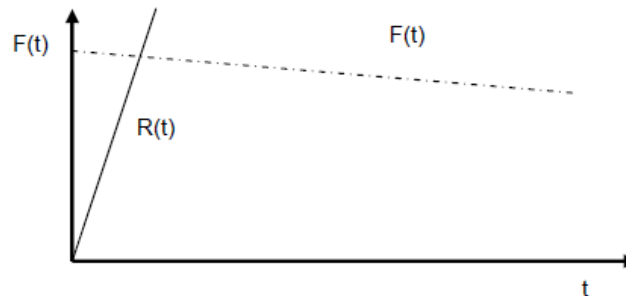
où M_1 est le nombre de Mach de l'onde incidente.

Pour la réflexion normale dans l'air ($\gamma = 1.4$) et pour des chocs faibles (pour lesquels le nombre de Mach du front de l'onde M_1 est environ 1), k_r prend la valeur de 2. Pour des chocs forts ($Ma_1 = \infty$), on trouve souvent une valeur maximale de 8 pour le coefficient de réflexion. Pourtant, dans ce cas-ci, l'air ne se comporte plus comme un gaz parfait, comme il y a dissociation et ionisation des molécules d'air. Ainsi, le coefficient de réflexion peut atteindre des valeurs plus élevées, jusqu'à 20 ou même plus [3,26]. On notera que la pression réfléchi sera toujours plus élevée dans le cas de la réflexion normale que dans le cas d'une réflexion oblique. En fait, plus l'angle d'incidence de l'onde augmente (plus

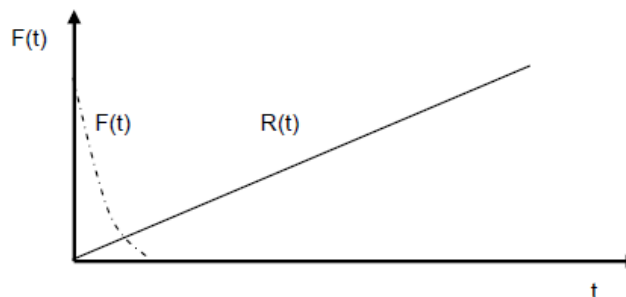
on s'éloigne du point où β est égal à zéro), plus le coefficient de réflexion a tendance à diminuer.

1.1.3.3 Chargement impulsif

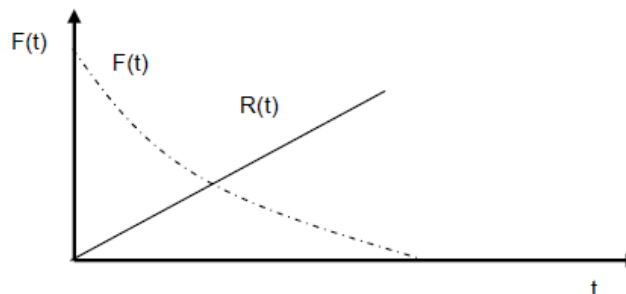
Le chargement auquel est soumise une structure est caractérisé à la fois par l'amplitude de l'onde réfléchie P_r , et par la valeur du chargement d'impulsion I_r ; l'un devenant prépondérant par rapport à l'autre en fonction du type de chargement. Ce chargement peut être quasi-statique, impulsif ou dynamique en fonction de la durée du chargement comparée à la réaction $R(t)$ du système étudié (figure 1.8 [3]), qui peut être exprimée également par sa période propre.



(a) Chargement quasi-statique



(b) Chargement impulsif



(c) Chargement dynamique

FIGURE 1.8 – Types de chargement [3]

Dans le cas d'un chargement quasi-statique, la structure réagit quasi immédiatement à la sollicitation; la durée de la sollicitation est beaucoup plus longue que la période propre du

système. Pour un chargement impulsionnel, la durée de la sollicitation est beaucoup plus courte que la période du système, la déformation a donc tendance à se dérouler après la fin du chargement du système. Quand la durée de la sollicitation et la période propre sont similaires, on parle d'un chargement dynamique.

Le comportement global d'une structure soumis à une sollicitation impulsionnelle peut être illustré par un système oscillatoire (figure 1.9), composé d'une masse m et un ressort avec raideur k [27]. Un amortisseur avec un facteur d'amortissement c peut être ajouté pour la dissipation d'énergie. La période T du système étudié est donnée par $T = 2.\pi.\sqrt{M/k} = 2.\pi/\omega_n$, avec ω la pulsation naturelle.

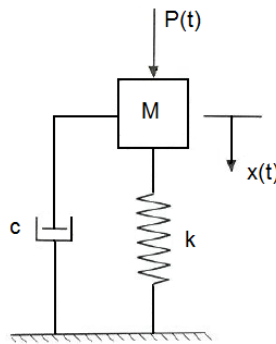


FIGURE 1.9 – Système masse-ressort-amortisseur

Le profil de pression de la figure 1.3 peut être simplifié par le profil triangulaire de la figure 1.10.

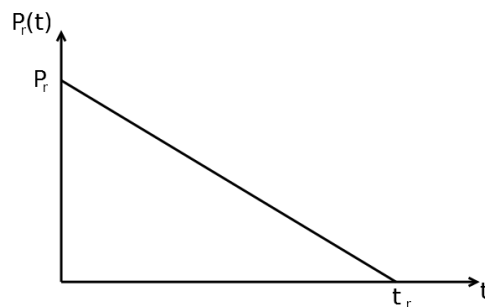


FIGURE 1.10 – Profil simplifié de l'onde réfléchie

L'équation de mouvement du système masse-ressort est donnée par l'équation suivante :

$$M.\frac{d^2x}{dt^2} + k.x(t) = P_r(t).S \quad (1.14)$$

où S représente la surface de la masse M sur laquelle s'applique la pression P_r . Le profil simplifié de l'onde réfléchie est défini par $P_r(t) = P_r.(1 - t/t_r)$, ce qui permet de modifier l'équation 1.14 :

$$M \cdot \frac{d^2x}{dt^2} + k \cdot x(t) = P_r \cdot \left(1 - \frac{t}{t_r}\right) \cdot S \quad (1.15)$$

La résolution de cette équation permet de trouver le déplacement $x(t)$ et donc la déflexion maximale de la structure x_m . On note que cette méthode peut devenir compliquée pour des structures complexes difficiles à modéliser ou faisant intervenir plusieurs degrés de liberté.

Deux cas limites peuvent être tirés de l'équation 1.15. Le premier est le cas d'un chargement quasi-statique ($t_r \gg T$). Dans ce cas, la pression et donc la force appliquée $F(t) = S \cdot P_r(t)$ restent plus ou moins constantes jusqu'au déplacement maximal de la structure. La force de résistance du ressort $R(t)$ est donnée par $k \cdot x(t)$. La déformation maximale $x_{m\text{-quasistatique}}$ est atteinte quand l'énergie de déformation de la structure est égale au travail fourni par la force appliquée $F(t)$ [4, 25]. Ainsi,

$$x_{m\text{-quasistatique}} = \frac{2 \cdot P_r}{k} \quad (1.16)$$

On note que le déplacement maximal dans le cas quasi-statique équivaut à deux fois le déplacement maximal du cas statique ($x_{m\text{-statique}} = P_r/k$) et que l'amplitude maximale est déterminée par la pression maximale P_r .

Dans le deuxième cas, le chargement impulsionnel ($t_r \ll T$), la déformation a tendance à se dérouler après la fin du chargement du système. La déformation maximale est atteinte quand l'énergie de déformation est égale à l'énergie cinétique initiale [4, 25]. Ainsi,

$$x_{m\text{-impulsif}} = \frac{P_r \cdot \omega_n \cdot t_r}{2 \cdot k} = \frac{I_r \cdot \omega_n}{k} \quad (1.17)$$

On note que le déplacement maximal n'est pas déterminé par la pression maximale, mais par l'impulsion. Autrement dit, pour une impulsion constante, la valeur de la pression maximale et le profil de $P_r(t)$ n'ont aucune influence sur le déplacement maximal.

Il est également possible d'étudier une troisième forme de chargement représentée à la figure 1.11, lorsque le chargement quasi-statique nécessite un certain temps de montée τ [27]. Le déplacement maximal est alors donné par :

$$x_{m\text{-ramp}} = \frac{P_r}{k} \left[1 + \frac{1}{\omega_n \tau} \sqrt{2(1 - \cos \omega_n \tau)}\right] \quad (1.18)$$

La figure 1.12 donne un aperçu du rapport déplacement statique-déplacement dynamique en fonction du rapport τ/T . L'augmentation de ce rapport a tendance à faire diminuer le déplacement maximal, le cas limite de la réponse statique étant retrouvé pour un ratio infini. Tout comme dans le cas quasi-statique, l'impulsion n'a également aucune influence sur le déplacement maximal. La réduction de la pression maximum P_r est donc intéressante afin de rencontrer un phénomène d'atténuation.

1.1.3.4 Diagrammes Pression-Impulsion

Les dégâts causés à une structure ne sont pas uniquement fonction de la surpression, mais également de la durée de la phase positive. Afin d'évaluer les dégâts potentiels causés

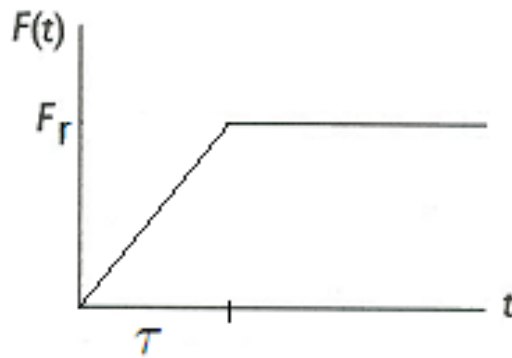


FIGURE 1.11 – Chargement quasi-statique avec un temps de montée τ

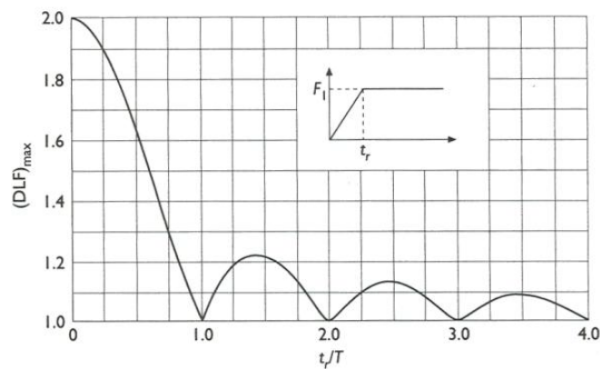


FIGURE 1.12 – Rapport du déplacement dynamique-statique maximal en fonction du rapport temps de montée-période propre du système τ/T [4]

par une onde de choc pour une structure déterminée, les diagrammes Pression-Impulsion (diagrammes P-I) sont très intéressantes. La figure 1.13 présente un diagramme P-I pour le corps humain.

Si on connaît l'impulsion et la pression de l'onde de choc, un point unique peut être déterminé dans le diagramme. La position de ce point par rapport aux courbes 'iso-dégâts' permet de prédire les conséquences d'une sollicitation par une onde de choc.

1.2 Matériaux granulaires

1.2.1 Structure et comportement mécanique des matériaux poreux

Les matériaux poreux existent sous deux formes principales : matériaux solides cellulaires, et matériaux granulaires.

Les matériaux solides cellulaires sont formés de barres et surfaces solides interconnectés qui forment les côtés et interfaces des cellules [5]. On retrouve des structures bidimensionnelles, comme les nids d'abeille, et des structures tridimensionnelles (cellules fermées ou cellules ouvertes). La figure 1.14 montre un exemple de chaque structure. Ces matériaux peuvent être durs, comme les nids d'abeilles métalliques, ou souples, comme certains types de mousses polymères.

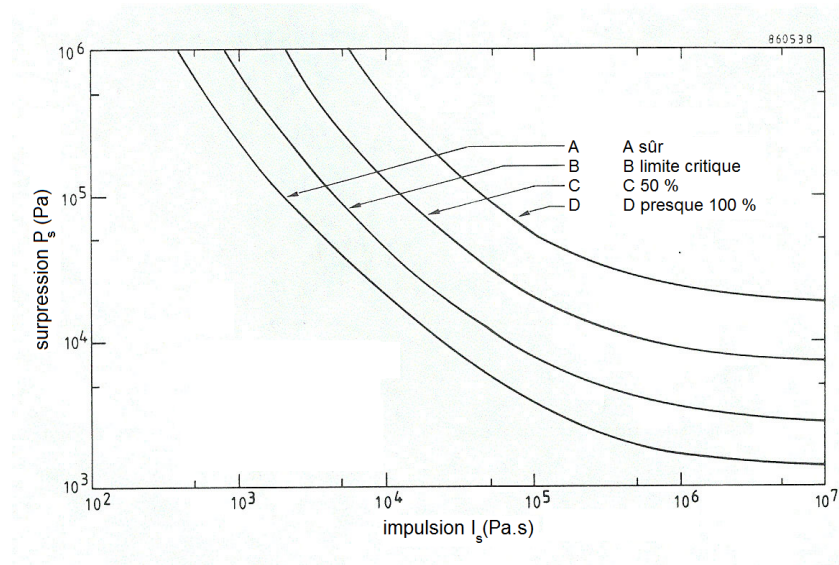
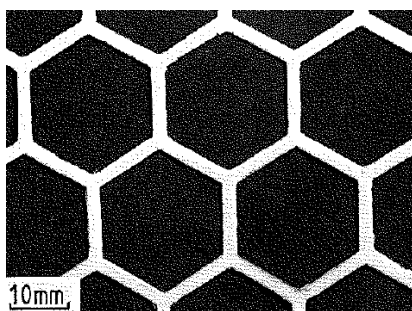
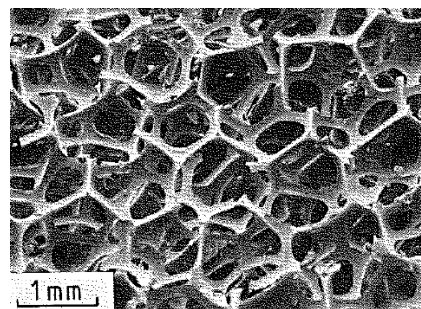


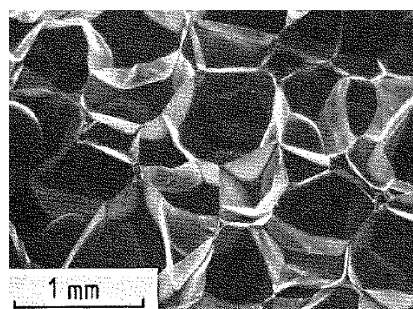
FIGURE 1.13 – Diagramme Pression-Impulsion



(a) Nid d'abeille (2D)



(b) Cellules ouvertes (3D)



(c) Cellules fermées (3D)

FIGURE 1.14 – Matériaux cellulaires [5]

Les matériaux granulaires peuvent être définis comme des matériaux formés de grains, des particules discernables de l'ensemble. Selon cette définition, certains matériaux solides, comme certaines céramiques, peuvent être considérés comme des matériaux granulaires. En effet, les grains constitutifs de ces matériaux solides sont discernables. Pourtant ces

matériaux ne sont pas traités dans ce travail. On se limite aux granulats, les matériaux granulaires non cohérents, ce qui signifie qu'il n'y a pas de forces de liaison entre les grains.

La caractéristique la plus importante d'un matériau poreux est la densité relative ρ^*/ρ . Elle est définie par la densité du matériau poreux ρ^* , appelée la densité apparente, par rapport à la densité du matériau solide constitutif ρ .

Ces matériaux sont tous caractérisés par une grande porosité p . Elle est calculée comme étant le rapport entre le volume des "vides" sur le volume total. La compacité (c) est le rapport du volume du matériau constitutif sur le volume total :

$$p = \frac{V_{vides}}{V_{total}} \quad (1.19)$$

$$c = \frac{V_{plein}}{V_{total}} \quad (1.20)$$

La somme de p et c est égale à un.

Le rapport de la densité apparente sur la densité absolue permet de calculer la compacité :

$$\frac{\rho_{app}}{\rho_{abs}} = c = 1 - p \quad (1.21)$$

La courbe contrainte-déformation d'un matériau cellulaire en compression est caractérisée par trois domaines :

- un domaine élastique linéaire, typique pour la flexion des côtés des cellules
- un plateau, lors duquel l'effondrement des cellules a lieu
- un domaine de densification, dans lequel le matériau constitutif est comprimé

La figure 1.15 [5] montre les courbes contrainte-déformation pour une mousse élasto-plastique et une mousse fragile. Globalement, les courbes ont la même allure.

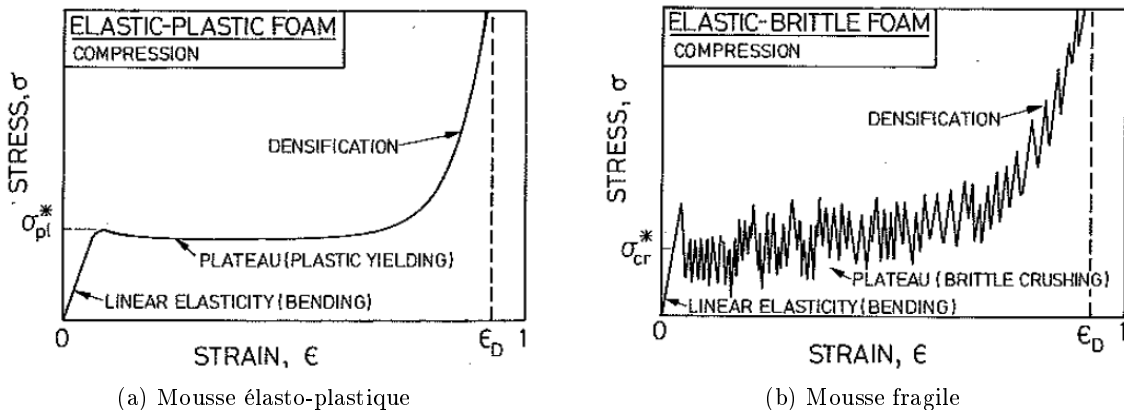


FIGURE 1.15 – Courbes contrainte-déformation pour des matériaux poreux [5]

La figure 1.16 [5] présente les courbes contrainte-déformation d'un matériau cellulaire et le matériau solide constitutif. On constate que, pour une même contrainte de compression, la déformation de la mousse est beaucoup plus grande que celle du matériau solide. Par

conséquent, l'énergie absorbée par unité de volume par le matériau granulaire, représentée par la surface sous la courbe, est également plus élevée.

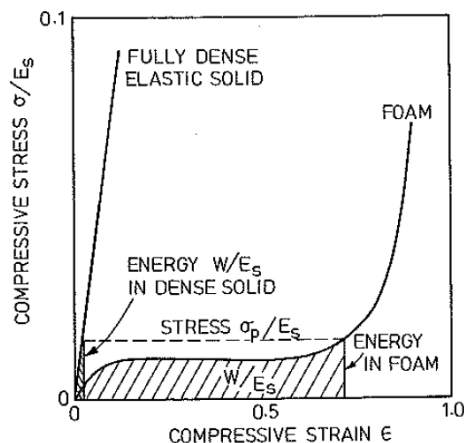


FIGURE 1.16 – Energie absorbée par unité de volume [5]

Les capacités d'absorption d'énergie des matériaux poreux sont appréciées dans différents domaines de la vie, comme dans les secteurs aéronautique et automobile, et les équipements de protection [5, 28, 29]. Ils sont considérés comme de bons matériaux de protection contre des impacts à basse vitesse ou contre des ondes de souffle de faible intensité [30]. Néanmoins, plusieurs études ont montré que, dans le cas d'impacts à haute vitesse ou des ondes de choc fortes, la capacité protectrice des matériaux cellulaires est douteuse [31]. En effet, pour des couches de matériau poreux avec une densité et une épaisseur très faibles, un renforcement de l'onde de choc est observé. Cet effet est dû au fait que la sollicitation par une onde de choc d'une couche mince a pour conséquence que la couche mince est comprimée et obtient une grande vitesse, ce qui augmente la pression sur la structure protégée. Les différents travaux de recherche démontrent que l'interaction d'une onde choc avec un matériau cellulaire a fait l'objet de plusieurs investigations expérimentales, numériques et semi-analytiques [32–39].

1.2.2 Spécificité des matériaux granulaires

D'une certaine manière, les matériaux granulaires peuvent être considérés comme des matériaux cellulaires. En effet, les contacts entre les grains sont comparables aux côtés des cellules. Les matériaux granulaires permettent également une dissipation d'énergie efficace [40, 41].

La figure 1.17 [6] présente la densification de poudres ductiles. Trois phases de compaction peuvent être distinguées. Pendant la première phase, les vides entre les grains sont diminués à cause d'un réarrangement des grains. La seconde phase est caractérisée par la déformation plastique des grains aux surfaces de contact. Finalement, les vides résiduelles disparaissent tous par la déformation complète des grains et compression du matériau constitutif. Pour les poudres constituées de grains fragiles, le processus est similaire, sauf pour la deuxième phase, où la diminution des vides est due à la rupture des grains au lieu de la déformation plastique.

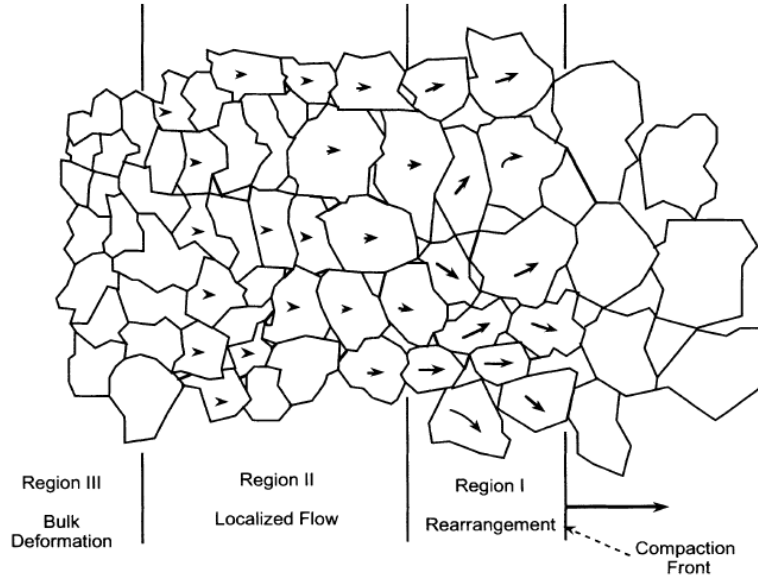


FIGURE 1.17 – Représentation de la compactation d’un matériau granulaire [6]

Le comportement d’un matériau granulaire est difficile à prédire, certainement quand il faut prendre en compte des paramètres tels que la vitesse de déformation et la quantité d’eau. Un sol partiellement saturé présente un comportement multiphasique à cause de quatre composantes qui influencent la réponse globale : la structure du sol, les grains, l’air dans les pores et l’eau dans les pores [7]. Martin et al. [7] ont étudié les effets de l’humidification sur le comportement à grande vitesse de déformation de sable.

Chapman et al. [42] ont développé une technique expérimentale pour la mesure de la réponse aux chocs d’un matériau granulaire afin de contribuer à la compréhension du processus de densification. Proud et al. [43] présentent des résultats du comportement de sable pour différentes vitesses d’impact. La déformation est surtout dominée par la compactation et la densification initiale, qui est accomplie par le réarrangement des grains. La figure 1.18 montre les courbes contrainte-déformation obtenues avec un essai basé sur la méthode de Kolsky [44]. On reconnaît l’allure de la courbe typique pour un matériau poreux, surtout dans le domaine de la densification, dans le cas d’un sable.

1.3 Interaction d’un matériau granulaire avec une onde de choc

Contrairement au cas des matériaux cellulaires, les études sur l’interaction d’un matériau granulaire avec une onde de choc ne sont pas nombreuses dans la littérature. Wensrich a effectué des études sur la dissipation et dispersion de chocs dans des matériaux granulaires [45]. La tendance d’une onde de compression à former une onde de choc a également été traitée par lui [45, 46], tant d’un point de vue continu qu’à partir de la dynamique de grains. Levy [47] a appliqué un modèle numérique, développé pour des matériaux poreux, sur le problème de l’interaction d’une onde de choc avec un matériau granulaire avec succès.

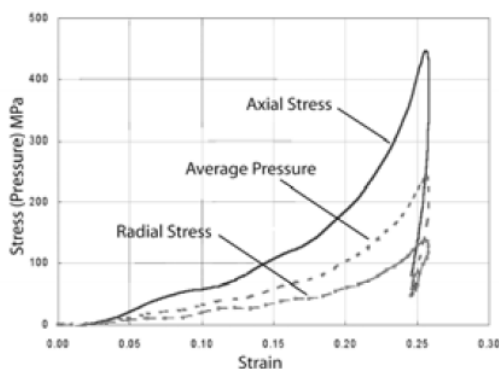


FIGURE 1.18 – Courbe contrainte-déformation de la compression de sable [7]

Les études de Nesterenko [8, 27] forment une base intéressante de données. Elles mentionnent l'amplification potentielle de la pression sur une structure protégée par un matériau granulaire de très faible densité.

Nesterenko a utilisé le dispositif, présenté à la figure 1.19, pour étudier la protection de structures rigides et déformables contre une onde de choc.

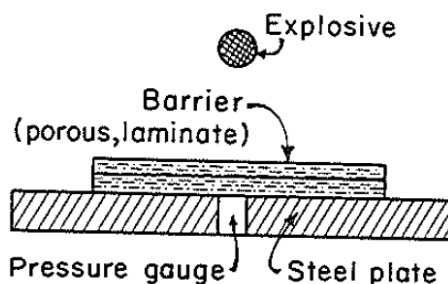


FIGURE 1.19 – Montage expérimental de Nesterenko [8]

Une plaque d'acier rigide, sur laquelle est posée une couche de Porolon (40 kg/m^3), a été placée à 50 cm d'une charge de 150 g de l'explosif RDX. Il apparaît que l'amplitude du choc réfléchi $P_r(t)$ définissant le chargement de la plaque rigide, est multipliée par un facteur deux lorsque la hauteur de la couche de Porolon est de 3 cm. Ce phénomène serait dû à une telle densification de la couche de matériau granulaire sous l'effet de la pression, que son impédance acoustique devient beaucoup plus grande que celle de l'air. Cette couche densifiée viendrait impacter la plaque d'acier rigide, entraînant une augmentation de la pression sur cette structure rigide (13 MPa) au lieu de la pression nominale obtenue sans matériau protecteur (5.8 MPa). Ce phénomène d'amplification a été constaté avec le Porolon pour des couches ayant une hauteur allant jusqu'à 7 cm. Il semblerait donc que ce phénomène d'amplification ne soit perceptible que pour des couches minces de matériaux possédant une très faible densité.

Tout ceci signifie qu'un éventuel critère d'atténuation uniquement basé sur la durée de la pression (ou l'impulsion) et sur la hauteur de la couche de matériau granulaire n'est pas

suffisant pour décrire les interactions des ondes de choc avec ce type de matériaux. L'étude expérimentale a également été effectuée avec la Perlite (60 kg/m^3), assez similaire à la vermiculite par ses particules comprenant des micropores, mais de microstructure assez différente du Porolon précédemment étudié. Les essais avec la Perlite montrent qu'une atténuation de l'amplitude de l'onde de choc se a lieu à partir d'une couche avec une épaisseur de 5 cm, donc un peu plus mince que pour le Porolon.

Nesterenko a effectué le même type d'expérience, mais sur une plaque déformable carrée. La plaque se déforme plastiquement dans la forme d'une pyramide, une forme qui ne peut pas être reproduite par un impact ou autre méthode. Elle représente donc une signature typique de la sollicitation par une onde de choc sphérique. La déflexion finale est proportionnelle à l'impulsion de l'onde de choc.

Le problème d'une explosion dans une coque sphérique, pour laquelle une chambre d'explosion (figure 1.20) est une application typique, a également été traité par Nesterenko [8]. Pour une explosion dans l'air, la déformation maximale de la paroi est déterminée par l'impulsion réfléchie. Par contre, si la chambre est rempli avec un matériau poreux, la déformation maximale de la paroi est déterminée par la pression réfléchie. En effet, la présence du matériau granulaire a permis de passer d'une sollicitation impulsionnelle à une sollicitation quasi-statique par l'augmentation du temps de montée de l'onde de pression. On arrive dans une situation comme dessinée dans la figure (figure 1.11), où le temps de montée τ est plus longue que la période de la structure.

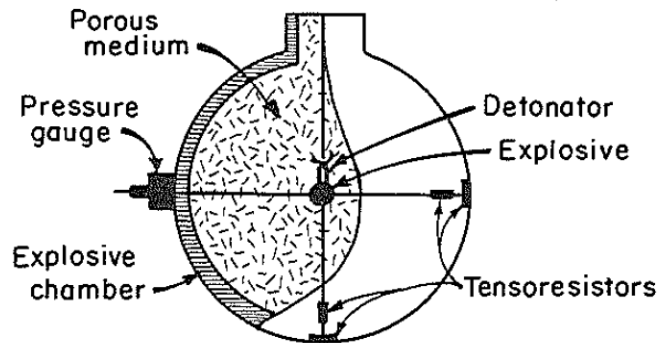


FIGURE 1.20 – Chambre explosive

La figure 1.21 [8] montre le résultat d'une explosion d'une charge de 0,5 kg dans un conteneur rempli d'air (a), et un conteneur rempli de sciure de bois (b) avec une densité de 100 kg/m^3 . Cette expérience montre l'efficacité d'un matériau granulaire léger simple en termes d'atténuation d'une onde de choc. L'atténuation peut être garantie si la couche de matériau granulaire est au moins six à huit fois plus épaisse que le diamètre caractéristique de l'explosif.

Pour leur part, Ben-Dor et al. [1997] [8] ont démontré que le comportement de l'onde de choc dans le matériau protecteur dépend de la géométrie des grains, de sa porosité ainsi que de sa densité initiale.

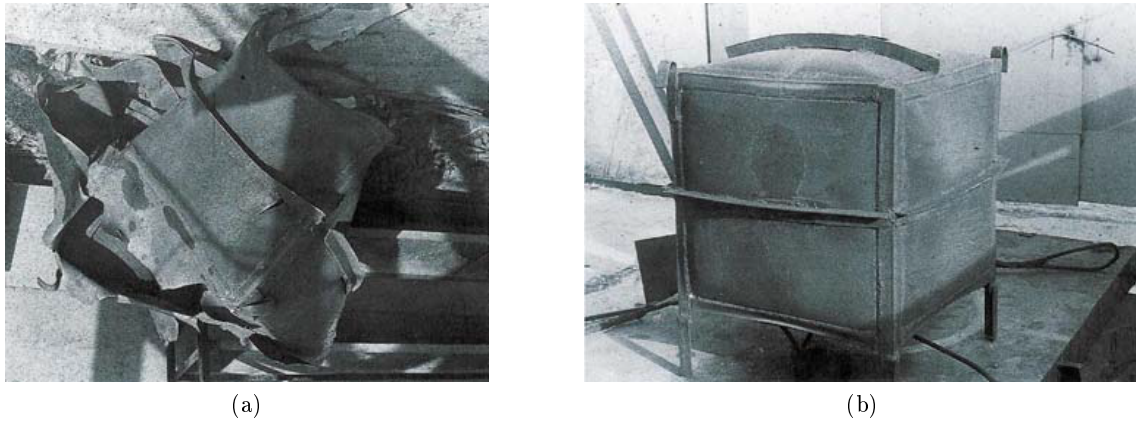


FIGURE 1.21 – Résultat d’une explosion dans un conteneur, dans l’air (a), et rempli de sciure de bois (b) [8]

1.4 Impact d’un projectile dans un matériau granulaire

Le domaine de l’impact d’un projectile dans un matériau granulaire non cohérent (*loose granular materials*) est très vaste. En effet, le calibre du projectile, la taille des grains, la vitesse d’impact, la porosité du granulat et du projectile, le matériau des grains et des projectiles, l’humidité du granulat et l’angle d’impact sont quelques facteurs qui ont une influence sur le phénomène d’impact.

1.4.1 Impact d’une bille dans un granulat

Un problème typique est l’impact d’une sphère dans un granulat, sous influence de la gravité uniquement.

Les travaux de Hou et al. [9] ont porté sur l’impact d’une bille indéformable avec un diamètre de 2.5 cm dans un cylindre, avec un diamètre de 19.6 cm et une profondeur de 25 cm, rempli de grains sphériques (diamètre entre 74 μm et 100 μm). Les images prises par une caméra ultra-rapide sont illustrées dans la figure 1.22, à différents instants, allant de 0 à 170 ms, et mettent en évidence l’évolution de la profondeur de pénétration z en fonction du temps.

La figure 1.23 montre l’évolution de la profondeur de pénétration z en fonction du temps pour différents vitesses initiales, allant de 0 à 279 cm/s.

A partir des images, prises avec une caméra avec une fréquence d’acquisition de 1000 images/s, de la pénétration d’une bille indéformable dans un cylindre rempli de grains sphériques, Hou et al. [9] considèrent le matériau granulaire comme un fluide.

L’équation de mouvement de la bille est donnée par :

$$m \frac{du}{dt} = -\gamma u - \kappa z - f + mg \quad (1.22)$$

où

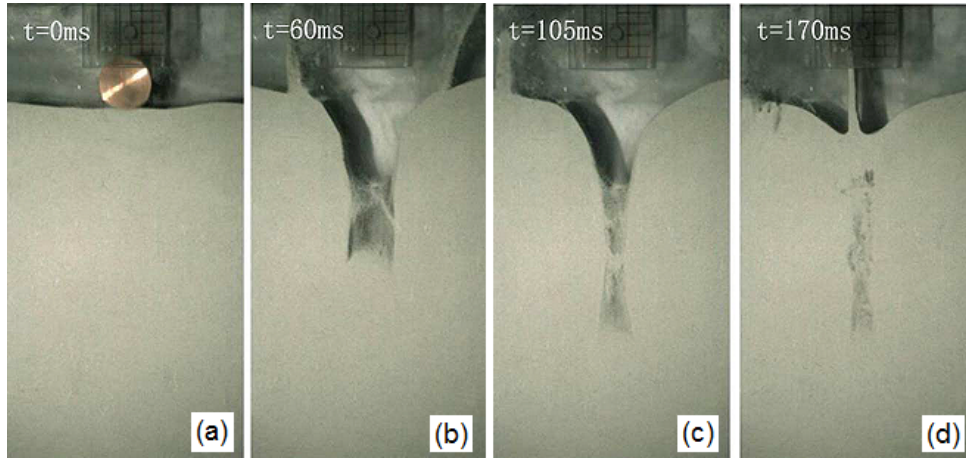


FIGURE 1.22 – Impact d’une bille dans un granulat, simulé en 2D [9]

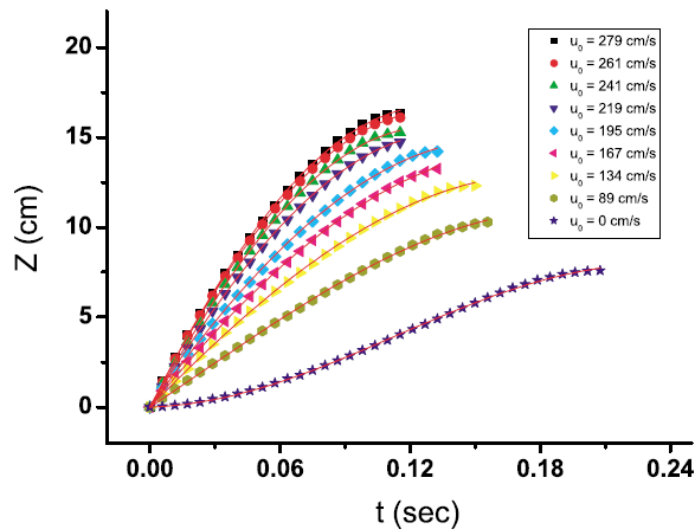


FIGURE 1.23 – Vitesse du projectile en fonction du temps dans un granulat [9]

- m : masse de la bille
- u : vitesse de la bille
- z : profondeur de pénétration
- γ : coefficient d’amortissement visqueux
- κ : coefficient de résistance hydrostatique
- f : force semblable à la friction
- g : accélération de la gravité

Trois forces de résistance sont appliquées sur le projectile : une force d’amortissement visqueux γu , une force de résistance hydrostatique κz et une force f , comparable à la friction. La force d’amortissement visqueux est seulement importante au début de la pénétration. A part de la force f , l’équation de mouvement est semblable aux résultats de Lohse [48]. Selon

Hou la force f est liée à la nature granulaire, mais l'origine de cette force est à étudier. L'évolution de la vitesse de la bille est présentée dans la figure 1.24 pour plusieurs vitesses d'impact.

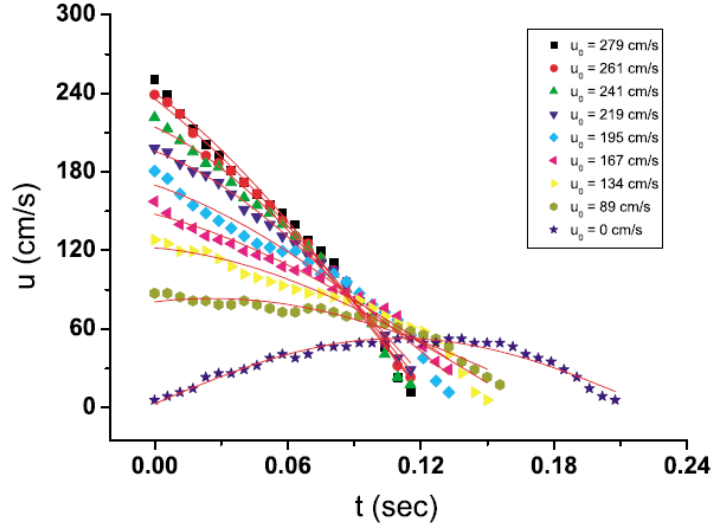


FIGURE 1.24 – Vitesse du projectile en fonction du temps dans un granulat [9]

Cette figure montre une description correcte du modèle proposé pour les différentes configurations de vitesse étudiées.

Dans les modèles proposés par Forrestal [49], Tsimring [50], Ambroso [51] la force appliquée sur un objet en chute verticale, impactant dans un matériau granulaire, est donnée par [52] :

$$m \frac{d^2 z}{dt^2} = -mg + F_d \quad (1.23)$$

où m : la masse de l'objet, z : la profondeur de pénétration, et F_d : la force de résistance due à la présence du matériau granulaire.

La force de résistance est exprimée par :

$$F_d = F_z + \alpha \cdot v^2 \quad (1.24)$$

où $v = dz/dt$, et F_z une force hydrostatique ou de friction, pour laquelle différentes propositions ont été faites, en fonction du régime d'impact et de la géométrie de l'impacteur [50,51]. Pour l'impact d'une bille dans un matériau granulaire, Goldman [52] propose l'expression empirique suivante pour F_d , la force de résistance appliquée par le milieu granulaire sur la bille :

$$F_d = \mu(z)mg + C(z)R^{5/2}\rho_s\sqrt{g}v + \alpha'R^2v^2 \quad (1.25)$$

où

$\mu(z)$: constante, dépendant de la profondeur de pénétration, analogue à la friction

$C(z)$: coefficient de résistance, dépendant de la profondeur de pénétration

R : rayon de la bille

ρ_s : densité de la bille

α' : constante, indépendant de la profondeur de pénétration

Pour de faibles profondeurs de pénétration, la force F_d est proportionnelle à la vitesse au carré, et indépendante de la masse, comme assumée dans [49–51]. Pour des profondeurs de pénétration plus grandes et des vitesses plus petites, la relation entre la force et la vitesse v est linéaire, avec un décalage pour $v = 0$. Dans [49], une relation linéaire est proposée également, bien que les vitesses d'impact soient beaucoup plus élevées (environ 700 m/s). L'arrêt de la bille ($v = 0$) a lieu à une accélération constante, indépendante de la densité et du rayon, ce qui indique que la force de résistance est dominée par la friction [52]. L'équation 1.25 est similaire à la loi de force de Poncelet (*Poncelet force law* : $F = F_0 + cv^2$), utilisée en balistique, mais elle tient compte de la résistance supplémentaire dans le milieu granulaire.

1.4.2 Modèle hydrodynamique

La balistique terminale est la science qui décrit l'interaction entre un projectile et une cible. Un des modèles de pénétration est le modèle hydrodynamique. Ce modèle est utilisé quand la pression dynamique q dépasse la résistance du matériau [10]. La pression dynamique est définie comme $q = \frac{1}{2}\rho_p V^2$, avec ρ la densité et V la vitesse du projectile. Si la densité et la vitesse du projectile sont très élevées, la résistance du matériau peut être dépassée. Dans le cas d'un matériau granulaire, la résistance est très faible, comme la cohésion entre les grains est très faible, voire même nulle. Ainsi, l'impact peut être considéré comme un impact hydrodynamique.

La trajectoire suivie par un projectile dans la cible est déterminée par les forces appliquées sur le projectile. Deux forces sont prises en compte : la gravité \vec{G} et la force hydrodynamique \vec{R} (figure 1.25).

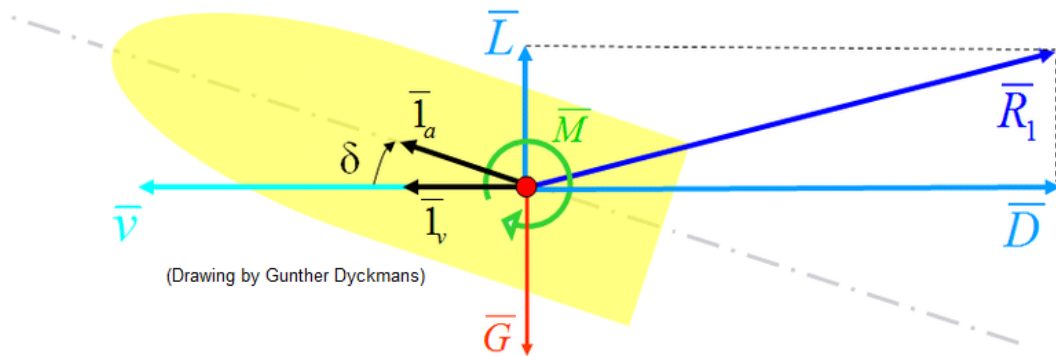


FIGURE 1.25 – Forces et moments appliqués sur le projectile [10]

Dans la figure, la force hydrodynamique \vec{R} est composée de la portance \vec{L} et la force de résistance hydrodynamique \vec{D} . Le moment \vec{M} est le moment de tangage, δ l'angle d'obliquité et \vec{V} le vecteur vitesse. Pour un projectile axisymétrique, qui vole avec un angle d'obliquité δ égal à zéro, le moment de tangage est zéro et la force hydrodynamique se réduit à \vec{D} .

Ainsi, la décélération du projectile est donnée par :

$$\frac{d\bar{V}}{dt} = \bar{g} - \frac{\pi d^2 \rho C_{D_0}}{8m} V \bar{V} \quad (1.26)$$

où

d : le diamètre du projectile

m : la masse du projectile

ρ : la densité de la cible. Le coefficient de résistance

C_{D_0} : le coefficient de résistance hydrodynamique. Ce coefficient est fonction du nombre de Mach $M = V/c$ avec c la vitesse du son dans le milieu considéré.

Après intégration, la vitesse du projectile selon la trajectoire (direction x) est donnée par :

$$V_x = (V_x)_0 e^{-\int_0^x \frac{\pi d^2 \rho C_{D_0}}{8m} dx} \quad (1.27)$$

1.5 Synthèse

Une explosion peut être créée de plusieurs façons, dont la détonation d'un matériau énergétique est la méthode la plus répandue. Les différents types d'explosion causent des effets différents. Pour cette raison, on passe à une grandeur relative, l'équivalence TNT. Néanmoins, différentes échelles existent en fonction de l'objectif recherché.

Le profil de pression d'une onde de choc est principalement caractérisé par la pression maximale, la durée de la phase positive et l'impulsion. Pour la description du profil de pression, différentes expressions semi-empiriques sont proposées dans la littérature. Afin d'effectuer des expériences à une échelle réduite dans des laboratoires, des lois de correspondance ont été développées, dont celle de Hopkinson est la plus répandue.

A l'arrivée d'une onde de choc sur une structure, la pression appliquée sur la structure est égale à la somme de la pression statique et la pression dynamique. Le sollicitation d'une structure par une onde de choc est locale ou globale, en fonction de la distance entre le point de détonation et la structure. Le chargement est dans le domaine impulsionnel si la durée de la phase positive est plus petite que la période du système sollicité. Dans le domaine impulsionnel, la déformation maximale ne dépend pas de la pression réfléchie. Quand la durée de la phase positive est beaucoup plus grande que la période du système, le chargement est quasi-statique, et la déformation maximale est déterminée par la pression réfléchie.

Les matériaux poreux présentent une courbe contrainte-déformation caractéristique, avec un plateau et un domaine de densification. Pour cette raison, les matériaux granulaires présentent une capacité d'absorption d'énergie plus importante que les matériaux solides. Néanmoins, pour de minces couches d'un matériau poreux de faible densité, un renforcement de l'onde de choc a été observé. Les recherches sont principalement dirigées vers l'interaction d'une onde de choc avec un matériau cellulaire structuré.

Peu de recherches sont dirigés vers le comportement d'un matériau granulaire non cohérent soumis à une onde de choc. Les études de Nesterenko et al. [8] forment une base intéressante de données dans ce domaine. Elles ont démontré l'efficacité d'un matériau granulaire en termes d'atténuation d'une onde de choc.

Le domaine de l'impact d'un projectile dans un matériau granulaire non cohérent est très

vaste. Un problème typique est l'impact d'une bille dans un granulat sous l'influence de la gravité uniquement. Hou et al. [9] ont proposé une expression empirique pour la force appliquée par le milieu granulaire sur la bille. Cette force contient une composante qui est proportionnelle à la vitesse de la bille au carré.

Comme la résistance d'un matériau granulaire aux projectiles avec une grande vitesse est très faible, le modèle hydrodynamique peut être appliqué à l'impact d'une bille dans un granulat. La force hydrodynamique de ce modèle est également proportionnelle à la vitesse du projectile au carré.

Chapitre 2

Etude bibliographique : Impact balistique sur un tissu

Ce chapitre présente la phénoménologie de l'impact balistique sur un tissu. La mesure de la vitesse du projectile étant primordiale dans l'analyse du phénomène d'impact, les différentes méthodes discrètes et continues pour la mesure de vitesse sont présentées. Une remarque sur le caractère statistique de l'impact termine ce chapitre.

Sommaire

2.1	Phénoménologie de l'impact balistique sur un tissu	30
2.1.1	Réponse globale	30
2.1.2	Réponse locale	34
2.2	Mesure de la vitesse du projectile	34
2.2.1	Mesure discrète de la vitesse	35
2.2.2	Mesure continue de la vitesse	35
2.3	Remarque sur le caractère statistique de la perforation	43
2.4	Synthèse	44

2.1 Phénoménologie de l'impact balistique sur un tissu

Comme les structures tissées sont composées de fils, une réaction intuitive est d'utiliser les résultats des analyses unidimensionnelles dans la problématique de l'impact sur un tissu. Néanmoins, ceci ne peut se faire que partiellement. En effet, si les résultats d'un impact sur un fil ne dépendent pas des dimensions de la tête du projectile, la réponse d'un tissu dépend fortement de ces dimensions [53], comme démontré entre autres par Lim [23] et Tan [22].

Pourtant, plusieurs modèles analytiques d'un tissu soumis à un impact balistique sont basés sur la théorie développée par Smith et al. [54] pour l'impact transversal sur un fil. Un aperçu récent des recherches dans le vaste domaine de l'impact balistique sur un tissu peut être trouvé dans les articles de Tabiei et Nilakantan [55] et de Cheeseman et Bogetti [56]. Cette thèse étant effectuée conjointement avec Cuong Ha-Minh, on peut référer à sa thèse de doctorat [57] pour une description des matériaux et structures tissées. Sa thèse, axée sur l'étude numérique du comportement d'un tissu soumis à un impact balistique, donne également un état de l'art des modèles analytiques et numériques.

En fonction de la vitesse d'impact, la sollicitation d'une structure peut être considérée comme quasi-statique ou dynamique. Si la vitesse d'impact est très faible, ce qui correspond à une sollicitation quasi-statique, la déformation de la structure est globale ou structurelle. Si la vitesse d'impact est très élevée, ce qui correspond à une sollicitation dynamique, la déformation de la structure est locale. Pour des vitesses d'impact intermédiaires, un comportement local et global est observé (figure 2.1). Plus la sollicitation est dynamique, plus le comportement du matériau est prépondérant au comportement de la structure.

2.1.1 Réponse globale

L'impact d'un projectile dans un tissu 2D montre des similarités avec l'impact sur un fil simple [56]. Quand un projectile impacte un tissu, les fils en contact direct avec le projectile, appelés les fils primaires (figures 2.2 et 2.3), subissent un déplacement transversal. Ces fils primaires forment une croix dans les directions principales du tissu, à savoir les directions des fils. Simultanément, des ondes longitudinales se propagent dans ces fils primaires, à la vitesse du son du matériau. Les fils en contact avec les fils primaires, appelés les fils secondaires, subissent également un déplacement transversal, par l'action des fils primaires. Dans ces fils secondaires, des ondes longitudinales sont créées comme dans les fils secondaires.

Les interactions entre les fils causent un désalignement des fils orthogonaux vers le point d'impact. Le résultat est une déformation globale du tissu en forme de pyramide. La figure 2.4 montre la forme de la base de la pyramide, avec les coins se déplaçant sur les fils primaires. Ce mécanisme de la formation de la pyramide de déformation, impliquant l'ensemble du tissu, absorbe une grande partie de l'énergie d'impact sous forme d'énergie de déformation des fils primaires et secondaires et d'énergie cinétique du tissu.

Après un certain temps la pyramide de déformation change en un cône. Wilde et al. [58] ont constaté que cet instant correspond à l'instant de la perforation du tissu par le projectile.

Si seulement deux côtés opposés du tissu sont fixés, la base de la pyramide est allongée

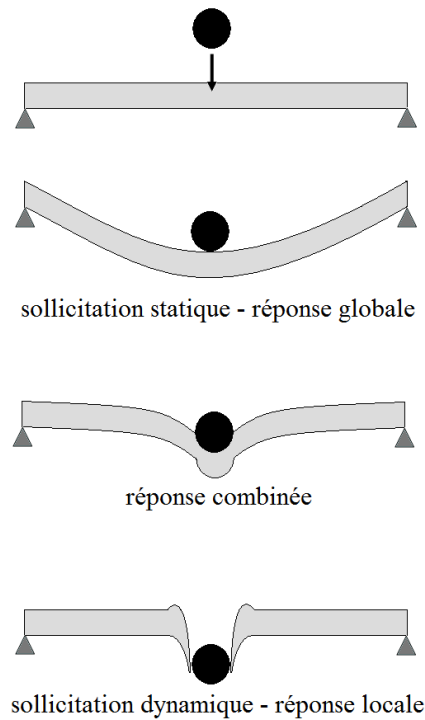


FIGURE 2.1 – Comportement global - comportement local [11]

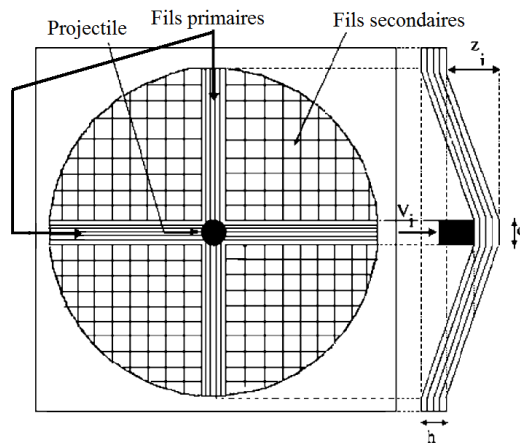


FIGURE 2.2 – Fils primaires et secondaires (d'après [12])

dans la direction des fils fixés (figure 2.5). En effet, les ondes longitudinales sont réfléchies sur les bords fixes, ce qui augmente la contrainte et la déformation des fils fixés. Dans les fils libres, une onde de traction est réfléchiée comme une onde de pression et vice versa [59]. Ainsi, la contrainte dans le fil est annulée au bord libre. Il n'y a pas d'augmentation de la contrainte dans le fil libre, la propagation de l'onde transversale dans ces fils est donc plus lente que dans les fils fixés.

L'énergie d'impact est transférée des fils primaires aux fils secondaires aux points d'en-

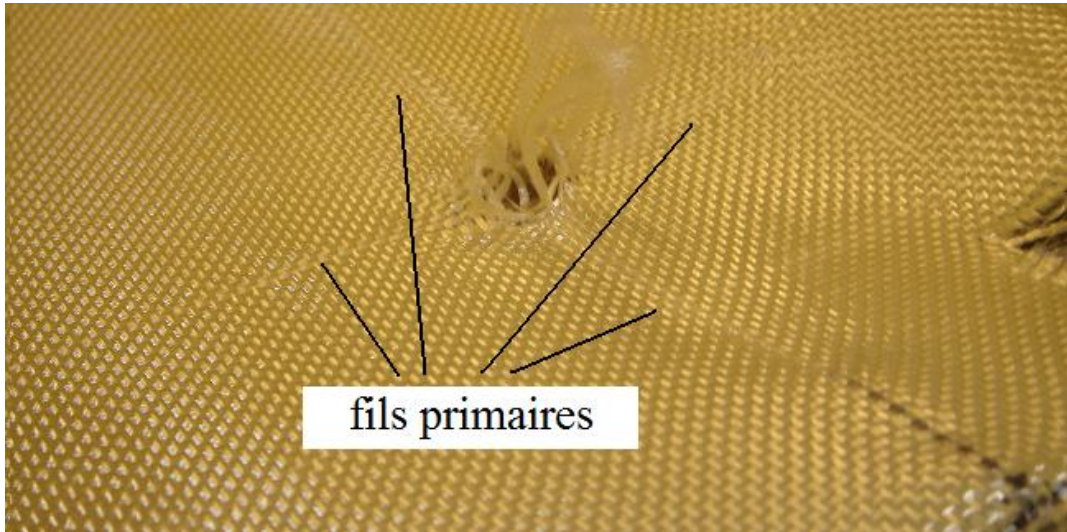


FIGURE 2.3 – Fils primaires et secondaires

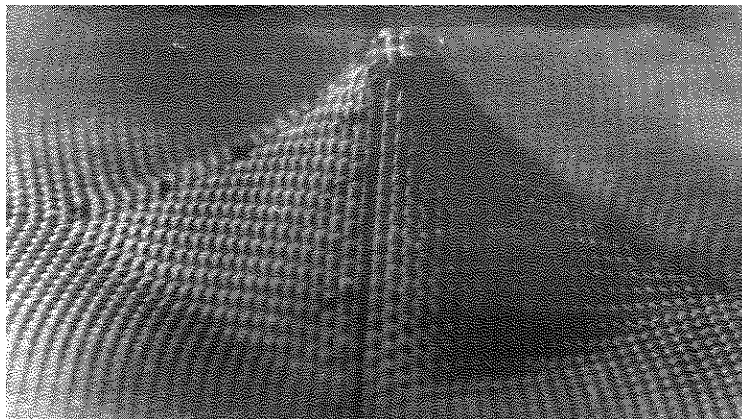


FIGURE 2.4 – Pyramide de déformation

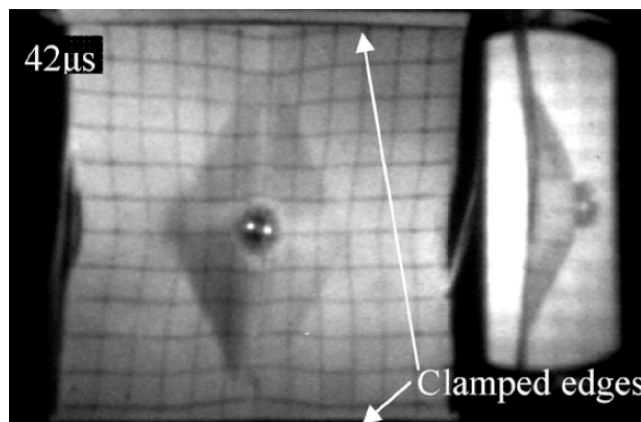


FIGURE 2.5 – Pyramide de déformation dans le cas d'un tissu fixé à deux bords opposés [13]

tre croisement. A chaque point d'entrecroisement, les ondes de déformation sont partiellement réfléchies, ce qui augmente la déformation du matériau derrière le front d'onde. Au contraire de la déformation constante dans un fil simple, la déformation dans un fil appartenant à un tissu augmente de façon continue en fonction du temps, à cause des ces réflexions d'onde. Le point d'impact est le point de la déformation maximale dans le tissu, la perforation y a lieu si la déformation est supérieure à la déformation maximale du fil [60].

Les interactions entre les fils sont fonction de la friction. Non seulement les caractéristiques mécaniques, mais également la friction entre les fils, et la friction entre les fils et le projectile sont importantes. Plus un projectile pénètre dans un tissu, composé de plusieurs plis, plus de matériau est impliqué dans l'impact, ce qui augmente la friction. Dans les systèmes de protections actuels, la friction est optimisée par l'orientation des fils et en appliquant un *coating* sur les fibres [61].

L'influence de la friction est étudiée par plusieurs auteurs : Martinez [62] et Kirkwood [14] ont effectué des essais quasi-statiques pour étudier la friction liée au mouvement d'un fil dans le tissu. Martinez a également étudié la friction entre trois types de Kevlar[®] et un métal. Les essais d'impact de Tan et al. [22] montrent que la perte d'énergie, utilisée pour surmonter la friction, est un mécanisme d'absorption d'énergie. Un cas spécifique de friction, typique pour les textiles est l'arrachement d'un fil (*yarn pull-out*). L'arrachement d'un fil est le phénomène de rectification et translation des fils dans le tissu. Quand le projectile touche un fil, celui-ci perd d'abord ses ondulations. Quand la zone 'rectifiée' du fil atteint le bord du tissu, le fil commence une translation dans le tissu, toujours sous l'influence du mouvement du projectile (figure 2.6) [14]. Ce phénomène se produit plus souvent dans le cas d'un impact par un projectile avec une tête plate ou hémisphérique à des vitesses relativement basses, sur un tissu composée de un ou quelques plis, pour un impact proche des bords, et sur des tissus dont tous les côtés ne sont pas fixés. Dans ces conditions d'essai, l'arrachement d'un ou de plusieurs fils est un mécanisme d'absorption d'énergie important [63].

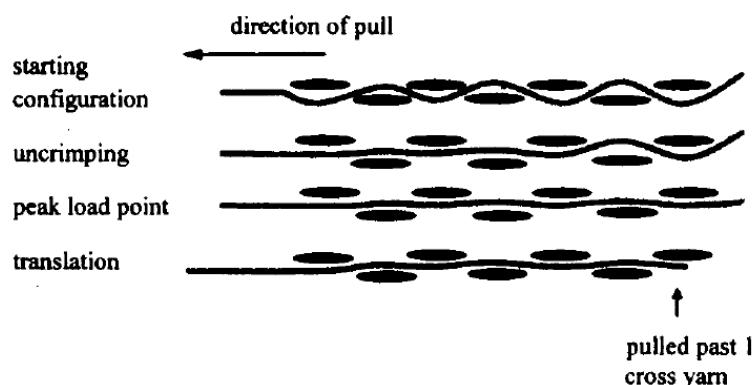


FIGURE 2.6 – Arrachement d'un fil [14]

La figure 2.7 montre l'arrachement d'un fil après un tir d'une bille sur un pli de tissu armure toile.



FIGURE 2.7 – Arrachement d’un fil

2.1.2 Réponse locale

Une réponse locale se produit dans les cas suivants :

1. Des perforations à haute vitesse : la vitesse d’impact V_{imp} est beaucoup plus élevée que la V_{50} , la vitesse qui correspond à une probabilité de perforation de 50 %.
2. Des perforations à basse vitesse : la vitesse d’impact est de l’ordre de la V_{50} .

Cette distinction entre les impacts perforants est faite sur base des expériences de Shim [64]. Dans le premier cas, l’impact peut être considéré comme étant inélastique et la contribution de l’énergie de déformation est négligée [65,66]. Le phénomène d’impact se passe tellement vite que la déformation ne peut pas être diffusée dans le tissu. La déformation est très localisée, la rupture des fils primaires est instantanée. Tant les fils fixés dans le système de rétention, que les fils non fixés sont cassés par cisaillement.

Dans le deuxième cas, la réponse locale se produit pendant les dernières phases d’un impact perforant à une vitesse relativement basse. D’abord le tissu réagit globalement. Après un certain moment, il ne réagit plus comme un ensemble : seulement quelques fils s’opposent au mouvement du projectile. Le projectile peut perforer le tissu de plusieurs façons :

- glissement à travers les fils primaires : ceci se produit lors d’un arrachement d’un fil
- rupture des fils primaires : seulement les fils fixés dans le système de rétention sont cassés, après une déformation graduelle jusqu’à la limite de rupture.

La différence en mode de rupture en fonction de la vitesse d’impact est attribuée au caractère visco-élastique des fibres polymères [13,60,64].

2.2 Mesure de la vitesse du projectile

Dans cette partie, on s’intéresse plus particulièrement aux travaux relatifs aux approches expérimentales du phénomène d’impact sur un tissu. En effet, la mesure de la vitesse d’impact et de son évolution constitue un souci permanent. D’une façon générale, plusieurs travaux sont axés aux mesures des valeurs de la vitesse d’impact V_{imp} et de la

vitesse résiduelle V_{res} . Peu de travaux ont porté sur la mesure continue de la vitesse en fonction du temps.

Bien que le principe de la mesure de vitesse est relativement simple, la réalisation est difficile, due à la vitesse souvent très élevée et l'intervalle de temps très court. Pour cette raison, la mesure de la vitesse ou du déplacement du projectile en continu, lors de l'impact, reste un défi technologique. Les méthodes actuelles sont limitées et leur usage n'est pas commun.

L'hypothèse de départ pour chacune des méthodes de mesure est que le projectile suit une trajectoire rectiligne et horizontale ; la courbure de la trajectoire est donc négligée.

2.2.1 Mesure discrète de la vitesse

La mesure de la vitesse d'impact du projectile est primordiale dans le domaine de la balistique terminale. L'incertitude de mesure de cette vitesse doit être minimale.

Le principe de la mesure discrète de la vitesse d'un projectile est très simple. Deux détecteurs de passage sont placés sur une distance Δx bien connue, et couplés à un chronomètre très précis. Par la mesure de temps Δt , la vitesse moyenne est déterminée : $V_{moy} = \frac{\Delta x}{\Delta t}$. La difficulté réside dans la précision de la réalisation du dispositif de mesure, et de la mesure du temps et de la distance.

Plusieurs détecteurs de passage existent :

- des écrans de lumière ou IR (figure 2.8) : le passage du projectile provoque une diminution de l'intensité de la lumière sur le détecteur de lumière. Cette méthode est couramment utilisée dans les laboratoires de recherche balistique [23,67-69]
- des circuits électriques fermés (figure 2.9) : par le passage du projectile, le circuit électrique est interrompu ; un changement de tension est mesuré. Cette méthode est utilisée par Dyckmans et al. [70] pour la mesure de la vitesse d'un projectile dans un bloc de savon, mais est utilisée aussi pour la mesure de la vitesse d'impact [58]. Ces détecteurs sont appelés communément des 'feuilles balistiques'.
- des circuits électriques ouverts : par le passage du projectile, le circuit électrique est fermé ; un changement de tension est mesuré
- des enroulements électromagnétiques à travers lesquels le projectile passe : le passage du projectile provoque un changement du champ magnétique
- ...

Ce type de mesure de vitesse peut être réalisé d'une autre façon : à des intervalles de temps déterminés une "photo" du projectile est prise. La distance parcourue par le projectile est mesurée, et la vitesse moyenne sur cet intervalle est déterminée [58,68]. La "photo" peut être prise par une caméra ultra-rapide, mais également par des flash de rayons X [16,68,71].

2.2.2 Mesure continue de la vitesse

2.2.2.1 *Enhanced laser velocity system*

L'inconvénient principal de la mesure discrète est qu'elle provient uniquement des mesures de la vitesse moyenne à un nombre limité de points sur la trajectoire. Dans un souci de mesurer le déplacement d'un projectile pendant un impact balistique de façon continue, Starratt et al. [15,72] ont développé la technique *Enhanced Laser Velocity System (ELVS)*.

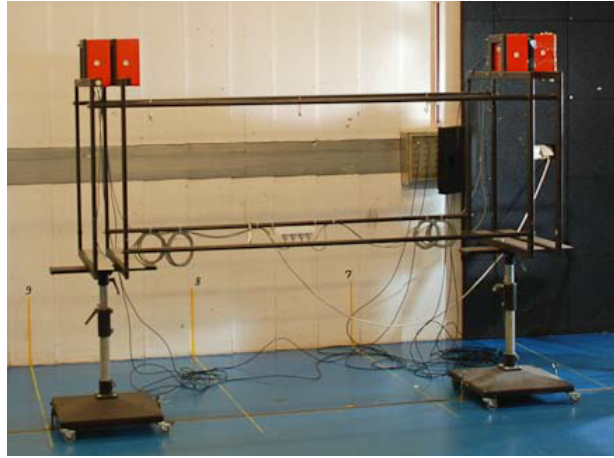


FIGURE 2.8 – Base optique, composée de quatre écrans de lumière

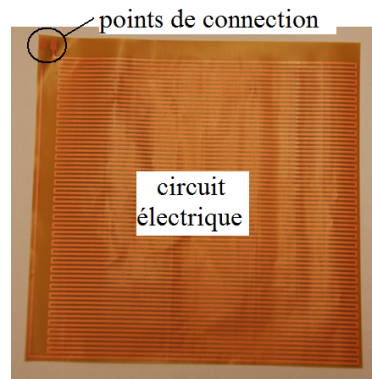


FIGURE 2.9 – Feuilles balistiques

Cette méthode permet la mesure continue du déplacement du projectile, sans qu'il n'y ait contact entre l'appareil de mesure et le projectile ou la cible.

Le principe de cette méthode est présenté dans la figure 2.10. Un faisceau de lumière, émis par le laser (1) passe par un système optique (2-6), et est finalement capté par un détecteur de lumière (7). Quand le projectile passe à travers le faisceau de lumière, l'intensité de lumière sur le détecteur varie. En fonction de la variation de lumière, la position du projectile est déterminée.

Cette technique simple est appliquée avec succès sur des plaques de composites durs et des tissus balistiques souples. La figure 2.11 présente l'évolution de la vitesse pour un impact perforant (F1) et un impact non perforant (F2) sur un tissu souple, obtenue par cette méthode.

Starratt et al. [72] ont comparé une mesure continue du déplacement du projectile à des images prises avec une caméra à haute vitesse pour l'impact d'un projectile cylindrique sur 16 plis de Kevlar[®]. Ils ont observé que, dans le cas d'un impact non perforant, la majorité de l'énergie du projectile est absorbée durant les premiers 25 mm de déplacement du sommet de la pyramide de déformation (figure A.3). Les images vidéo montrent que la

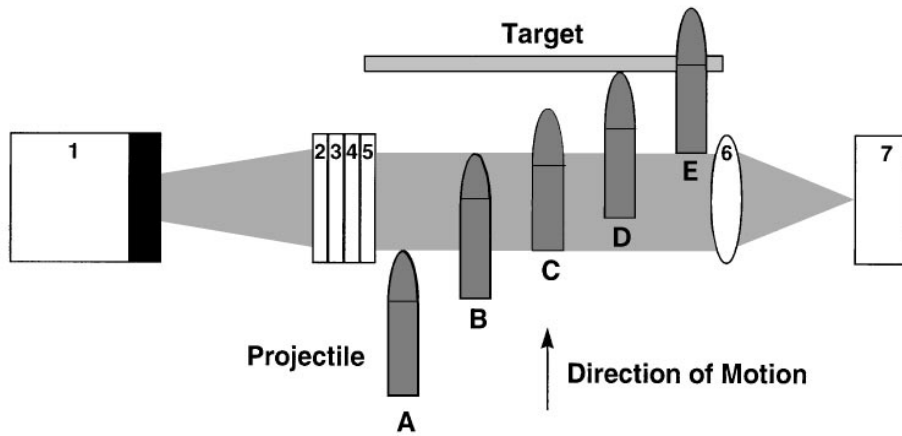


FIGURE 2.10 – Schéma de la technique *ELVS* [15]

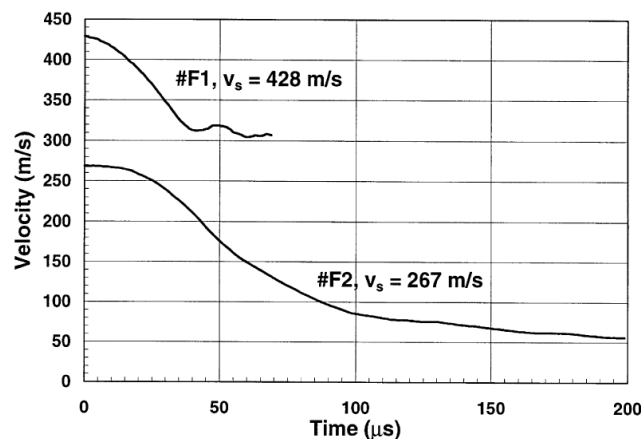


FIGURE 2.11 – Evolution de la vitesse en fonction du temps, obtenue par la technique *ELVS* [15]

déformation continue à augmenter considérablement au-delà des 25 mm, ce qui fait croire qu'une grande quantité d'énergie est encore absorbée. Combiné avec la mesure continue du déplacement, il est clair que la déformation ayant lieu dans les phases finales de l'impact est plutôt due à une transformation d'énergie dans le tissu qu'à un transfert d'énergie du projectile au tissu. Ceci montre l'intérêt de la mise en oeuvre de plusieurs appareils de mesure, pour mesurer des grandeurs différentes.

La technique est limitée par l'emploi de projectiles longs et par l'épaisseur du faisceau du laser. Quand la déformation de la cible est trop importante, un projectile court peut sortir du faisceau laser, comme c'est le cas pour l'essai F2 dans la figure 2.11. Il est supposé que la cible absorbe toute l'énergie du projectile, qui est assumé être indéformable.

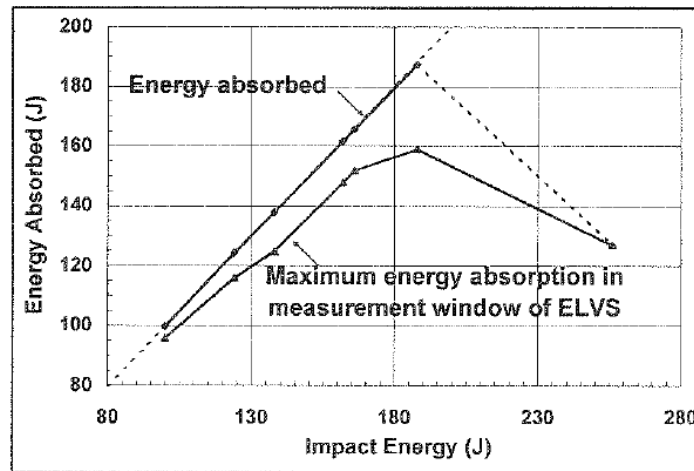


FIGURE 2.12 – Energie absorbée en fonction de l'énergie d'impact

2.2.2.2 Technique avec un fil de NiCr

Récemment, Chocron et al. [16] ont présenté une technique qui permet la mesure continue de la déformation des fils dans un tissu. Des fils en un alliage de Nickel et Chrome (NiCr) sont introduits dans le tissu en remplaçant un des fils originaux (figure 2.13). Il est assumé que le fil en NiCr se déforme comme le fil original remplacé, et que la déformation dans un fil secondaire est constante durant les premières microsecondes après l'impact.

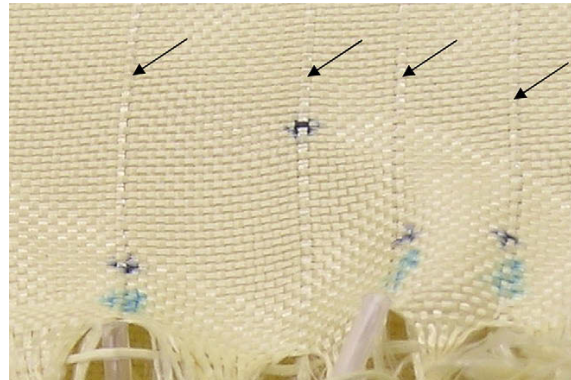


FIGURE 2.13 – Fils NiCr dans le tissu, indiqués par les flèches [16]

Avec cette technique, il est possible de mesurer :

- la déformation locale du fil secondaire pendant les premières microsecondes après le contact entre le projectile et le tissu
- la déformation globale du fil, quand les ondes de déformations ont eu le temps de faire plusieurs aller-retours entre le point d'impact et les bords du tissu.

Il est possible de mesurer la déformation locale et globale en fonction de la distance par rapport au point d'impact, et en fonction de l'épaisseur du tissu, quand chaque pli est équipé d'un fil en NiCr. La figure 2.14 montre l'évolution de la déformation dans plusieurs fils NiCr à différentes distances du point d'impact.

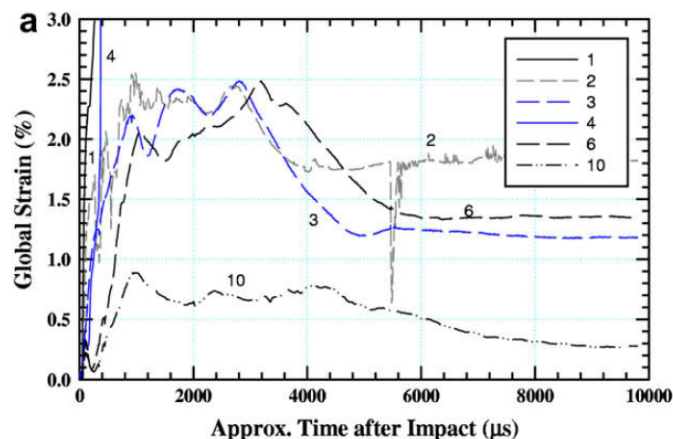


FIGURE 2.14 – Mesure continue de la déformation par la technique des fils NiCr [16]

Les mesures sont limitées à des mesures dans les fils secondaires, comme un impact sur le fil en NiCr provoque la rupture immédiate de celui-ci. Pour avoir une vue complète de l'essai, cette technique doit être combinée avec une caméra ultra-rapide.

2.2.2.3 Projectile instrumenté

Une technique utilisée dans les domaines des tests de chute et de la pénétration dans des sols, est l'utilisation d'un projectile instrumenté avec un accéléromètre [52,73]. L'accéléromètre est relié avec des fils à un oscilloscope, ce qui limite la vitesse du projectile à 50 m/s. Cette technique n'est pas envisageable pour des projectiles de petit calibre, à cause de la vitesse limitée et la masse supplémentaire non négligeable de l'accéléromètre.

2.2.2.4 Caméra à haute vitesse

L'évolution de la technologie des caméras à haute vitesse est telle que ces caméras peuvent être utilisées pour la mesure de la déformation d'un tissu avec une bonne résolution temporelle. En effet, les caméras de la nouvelle génération peuvent atteindre une fréquence d'images égale à 1 million d'images par seconde. Néanmoins, ceci est au détriment de la résolution spatiale. Une fréquence d'images de 17000 images par seconde permet d'observer le phénomène complet de l'impact d'un projectile dans un tissu [74].

La technique de la stéréoscopie (*Digital Image Correlation*) permet de construire une image tridimensionnelle de la déformation d'un tissu [74,75]. Deux caméras synchronisées captent le déplacement de la cible, sur laquelle est appliqué un mouchetis. Ce mouchetis, avec des points noirs sur un arrière-plan blanc, est crucial pour le traitement d'images. En effet, ces points forment des surfaces de corrélation uniques, dont le centre est un point de mesure. Ces points de mesure sont captés par les deux caméras. Par la triangulation, les coordonnées en 3D de ces points sont calculées, pour chaque paire d'images. La forme 3D du tissu et les champs de déplacements et de déformation sont alors déterminés. La figure 2.15 montre un exemple d'un champ de déplacement, superposé sur le mouchetis.

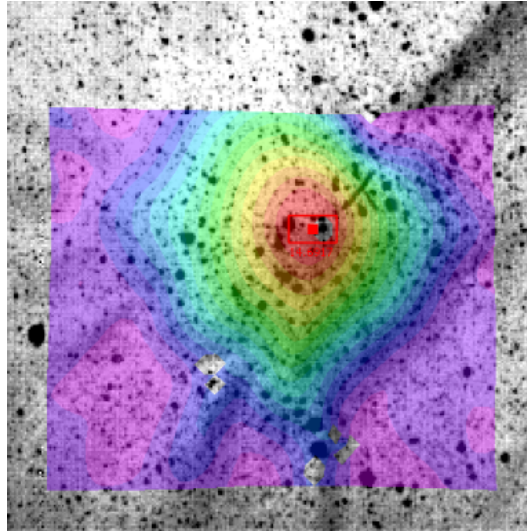


FIGURE 2.15 – Pyramide de déformation, image obtenue par la stéréoscopie

A partir de ces résultats, le déplacement et la vitesse du point d'impact sont déterminés. En supposant que le projectile est en contact avec le tissu durant l'impact, la vitesse du point d'impact sur le tissu correspond à la vitesse du projectile.

2.2.2.5 Radar Doppler

La mesure continue de la vitesse et de la position du projectile par un radar est une technique bien connue en balistique extérieure. Par contre, en balistique terminale elle n'est pas utilisée, à cause des difficultés en traitement de signaux.

La technique de mesure est basée sur l'effet Doppler : la fréquence d'un signal harmonique change quand ce signal est réfléchi par un objet en mouvement. La figure 2.16 montre le principe. Un générateur de fréquence crée un signal avec la fréquence de transmission F_t . Ce signal est émis par l'antenne de transmission. Après réflexion sur le projectile, le signal, maintenant avec la fréquence $F_r = F_t + F_d$, est capté par l'antenne de réception. Dans le mélangeur, le signal transmis est comparé au signal réfléchi, et un signal avec la fréquence Doppler F_d est envoyé à l'appareil d'acquisition de signaux.

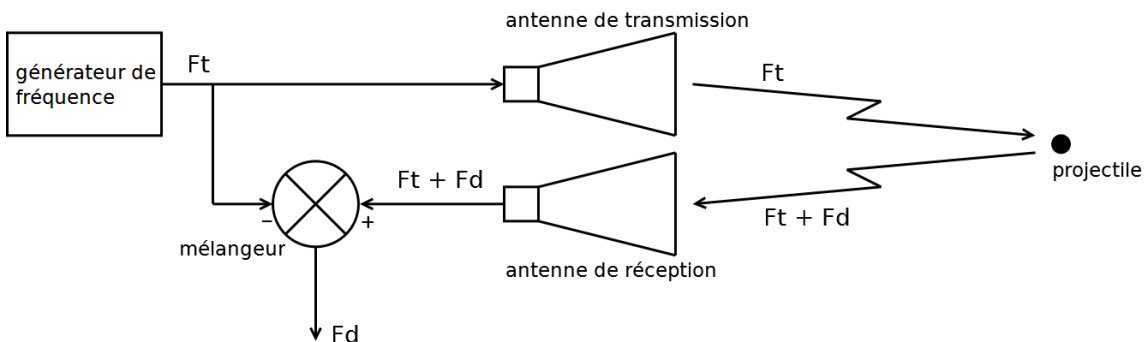


FIGURE 2.16 – Principe de la mesure de vitesse avec un radar

La relation entre la vitesse de l'objet en mouvement et la variation de la fréquence est donnée par la formule suivante [76] :

$$F_d = F_t - F_r = 2 \frac{V_{rad}}{\lambda} \quad (2.1)$$

où

F_d : la fréquence Doppler

F_t : la fréquence émise par le radar

F_r : la fréquence réfléchie

V_{rad} : la vitesse radiale du projectile

λ : la longueur d'onde du signal harmonique, $\lambda = c/F_t$, avec $c = 2.998 \cdot 10^8$ m/s, la vitesse des ondes électromagnétiques.

Il faut noter que la vitesse radiale V_{rad} est mesurée ; celle-ci doit être corrigée pour l'erreur du parallaxe afin d'obtenir la vitesse longitudinale.

Afin d'extraire le contenu fréquentiel du signal Doppler en fonction du temps, la technique *Joint time-frequency analysis* est appliquée. En effet, l'application de la transformée de Fourier sur un signal donne le contenu fréquentiel de ce signal, sans aucune information sur le temps. En divisant le signal en petites parties, et en appliquant la transformée de Fourier sur chacune des parties, le contenu fréquentiel du signal est connu en fonction du temps. Cette technique s'appelle *Short Time Fourier Transform - STFT* ou *Windowed Fourier Transform - WFT* [77]. La division du signal original est réalisée par une multiplication avec un signal en créneau ('fenêtres') se déplaçant progressivement sur le signal original. La longueur de la fenêtre détermine la résolution temporelle.

Une condition nécessaire pour l'application de la transformée de Fourier est que le signal soit stationnaire. En balistique extérieure, ceci est assuré avec la division du signal en petites parties, comme la variation de la vitesse du projectile est faible dans l'air.

Dû au principe d'incertitude, une bonne résolution fréquentielle résulte dans une mauvaise résolution temporelle, et vice versa. Ceci est un inconvénient pour chaque transformée intégrale [78].

Une autre méthode pour la détermination du contenu fréquentiel d'un signal est la transformée de Hilbert-Huang [78]. Cette transformée peut être appliquée sur des signaux non stationnaires et non linéaires, et permet de déduire la fréquence instantanée. Le concept de la fréquence instantanée posait de problèmes, comme il n'était pas satisfait aux conditions d'application pour la transformée de Hilbert.

La méthode de la Décomposition Empirique en Modes (*Empirical Mode Decomposition - EMD*), développé par Huang et al. [79] permet de décomposer, de façon empirique, un signal en *Intrinsic Mode Functions* (IMF), satisfaisant aux conditions d'application pour la transformée de Hilbert. Comme la décomposition est basée sur le caractère local des signaux, elle est particulièrement adaptée pour l'analyse des signaux non stationnaires et non linéaires [80].

La technique de la Décomposition Empirique en Modes est comparable à un procédé de tamisage. Deux enveloppes sont définies : une à travers les maxima du signal temporel original, et une à travers les minima. La moyenne de ces enveloppes est définie comme m_1 , la différence entre le signal original et cette moyenne est la première composante h_1 . Ce

principe est illustré dans la figure 2.17.

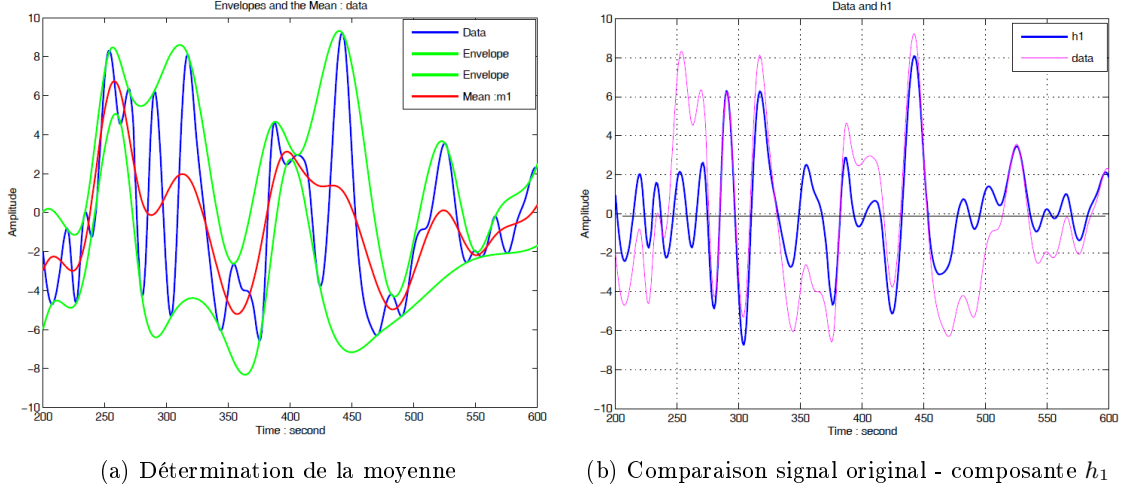


FIGURE 2.17 – Principe de la Décomposition Empirique en Modes [17]

Dans le cas idéal, ceci est une IMF, la IMF c_1 . Si h_1 n'est pas une IMF, h_1 doit être considéré comme le signal, et la procédure sera répétée jusqu'à ce que les deux conditions sont satisfaites. La différence entre le signal original $x(t)$ et la première IMF c_1 donne le résidu r_1 . En général, ce résidu ne satisfait pas aux conditions pour être considéré comme une IMF, et la procédure est répétée pour trouver la IMF c_2 . Si le résidu est une fonction monotone ou s'il reste en-dessous d'une valeur prédéterminée, le procédé est arrêté. Finalement, on obtient une série de IMF, dont c_1 contient les fréquences les plus élevées et le résidu les plus basses, et sur lesquelles on peut appliquer la Transformée de Hilbert. La Transformée de Hilbert d'un signal temporel $x(t)$ est définie par :

$$y(t) = \frac{1}{\pi} P \int_{-\infty}^{\infty} \frac{x(t')}{t - t'} dt' \quad (2.2)$$

où P représente la valeur principale de Cauchy [79]. Ainsi, le signal analytique $z(t)$ est défini :

$$z(t) = x(t) + iy(t) = a(t)e^{i\theta(t)} \quad (2.3)$$

où

$$a(t) = \sqrt{x^2(t) + y^2(t)}$$

et

$$\theta(t) = \arctan\left(\frac{y(t)}{x(t)}\right)$$

La fréquence instantanée ω est définie par :

$$\omega = \frac{d\theta(t)}{dt} \quad (2.4)$$

Le théorème de Bedrosian prescrit que les spectres de fréquence de l'enveloppe et du signal doivent être séparés pour l'application de la Transformée de Hilbert. Afin de satisfaire à ce

théorème, Huang et Long [17] ont proposé une normalisation pour les fonctions IMF. Dans une IMF, une enveloppe $E(t)$ est définie qui passe par tous les maxima. La IMF normalisée $x_n(t)$ est définie par le rapport suivant :

$$x_n(t) = \frac{x(t)}{E(t)} \quad (2.5)$$

Bien que la Décomposition Empirique en Modes soit empirique, et qu'il y ait un besoin pour compléter sa base mathématique, cette méthode est appliquée avec succès dans différents domaines de la science [17,81] : météorologie, aéronautique, traitement d'images, hydrologie. La mesure de la vitesse d'un projectile lors de la pénétration dans un tissu, serait une nouvelle application.

2.3 Remarque sur le caractère statistique de la perforation

La perforation d'une cible est un problème statistique. En effet, tant le projectile que la cible et les conditions d'impact sont caractérisés par une certaine dispersion. Pour cette raison, il n'y a pas une vitesse absolue à partir de laquelle un impact résulte dans une perforation. Dans la pratique, on définit une vitesse V_{50} , qui correspond à une probabilité de perforation de 50 %, pour un même système munition-cible. La figure 2.18 montre le concept de la V_{50} : la vitesse V_0 est la vitesse la plus élevée pour laquelle il n'y a jamais de perforation, V_{100} la vitesse la plus faible pour laquelle il y a toujours perforation. Entre ces vitesses, il y a un domaine d'incertitude, dans lequel la probabilité de perforation peut être caractérisée par la loi normale [82]. Bien que la distribution normale est couramment utilisée, certains auteurs [83,84] proposent une distribution 'Weibull'.

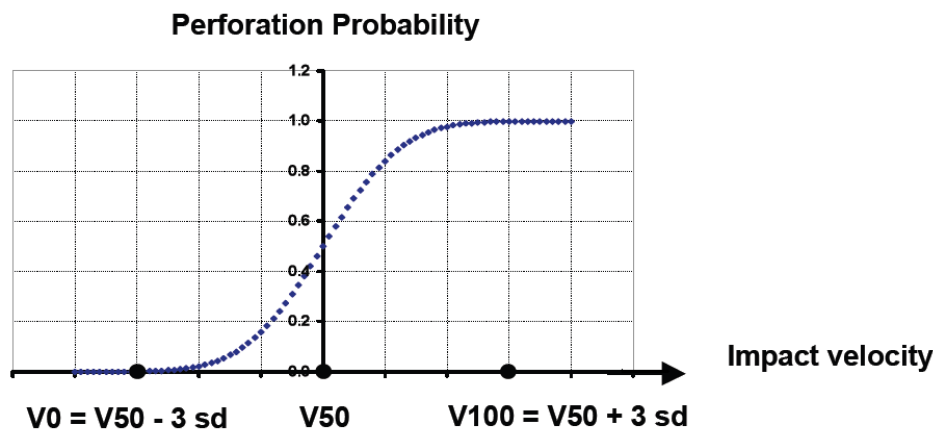


FIGURE 2.18 – Définition de la V_{50}

Plusieurs méthodes existent pour déterminer la vitesse V_{50} , p.ex. :

- STANAG 2920 [85] : la méthode prescrite par l'OTAN
- MIL-STD-662F [86] : la méthode prescrite par l'armée américaine
- la méthode de Kneubuehl [87]

Une comparaison des différentes méthodes est faite par Maldague [82,88], Mermans [89], van Es [90] et Cheng [83]. Les différences entre les méthodes résident dans le système de

fixation, les dimensions de la cible, la méthode de calcul, et la procédure de tir. Pour cette raison, il n'est pas possible de comparer les valeurs de V_{50} , sans informations supplémentaires sur les conditions de tir. Il faut noter également que la V_{50} est déterminée pour une combinaison unique munition-cible.

Plusieurs auteurs ont développé des formules semi-empiriques pour estimer la V_{50} [65, 91–96].

La détermination de la V_{50} n'est pas suffisante pour caractériser la performance d'une protection. En effet, une protection avec une valeur de V_{50} plus petite, mais avec un écart-type sV_{50} petit peut fournir une probabilité plus élevée pour arrêter un projectile qu'une protection avec une V_{50} élevée, mais avec un écart-type sV_{50} grand. Dans la figure 2.19 la protection A, caractérisée par la courbe rouge, présente une meilleure probabilité d'arrêt du projectile que la protection B, caractérisée par la courbe bleue, pour les vitesse d'impact en-dessous de 380 m/s, malgré une V_{50} plus petite.

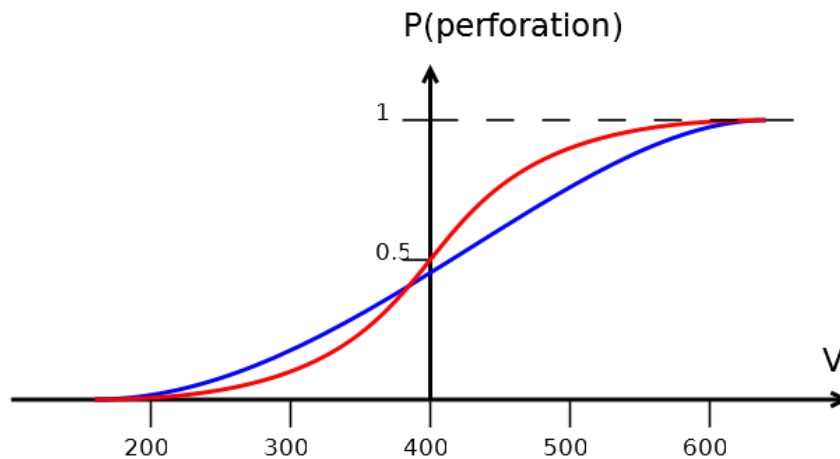


FIGURE 2.19 – Influence de l'écart-type sur l'évaluation d'une protection

2.4 Synthèse

La description de l'impact balistique sur un tissu fait l'objet d'un grand nombre de recherches, tant dans le domaine expérimental, que numérique et analytique. Le comportement d'un tissu est global ou local en fonction de la vitesse d'impact, et des paramètres, comme la géométrie du projectile ou la structure du tissu. Même quand le comportement du tissu est global, des effets d'endommagement local peuvent avoir lieu.

La mesure de la vitesse du projectile constitue un souci permanent, comme la connaissance de la vitesse est primordial dans l'étude d'un impact balistique. Bien que le principe de la mesure de vitesse est simple, la réalisation est difficile, due à la vitesse souvent très élevée et l'intervalle de temps très court.

En général, on utilise une méthode de mesure discrète pour la détermination de la vitesse d'impact et la vitesse résiduelle. La mesure est basée sur la détermination de temps de passage sur une distance connue, ou sur la détermination de la distance parcourue pendant un intervalle de temps fixe.

*CHAPITRE 2. ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE :
IMPACT BALISTIQUE SUR UN TISSU*

Peu de travaux portent sur la mesure continue. Les méthodes existantes sont limitées en utilisation, et leur usage n'est pas commun. Les techniques utilisées (laser, fil NiCr, accéléromètre, radar ou caméra à haute vitesse) exigent des moyens importants ou un traitement de signaux ou d'images avancé.

*CHAPITRE 2. ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE :
IMPACT BALISTIQUE SUR UN TISSU*

Deuxième partie

Etude expérimentale

Chapitre 3

Tenue d'un matériau granulaire sollicité par une onde de choc

Dans ce chapitre, il est question d'essais mécaniques pour la caractérisation de la tenue de matériaux granulaires sollicités par une onde de choc. L'objectif de cette investigation est de simuler le comportement d'une protection à base de matériau granulaire dans le cas d'une explosion à courte distance. Trois matériaux granulaires sont étudiés en configurations différentes.

Sommaire

3.1	Matériaux granulaires	50
3.1.1	Description des matériaux	50
3.1.2	Essai oedométrique	53
3.2	Procédure expérimentale	57
3.2.1	Elaboration des échantillons	57
3.2.2	Dispositif expérimental	57
3.2.3	Protocole expérimental	60
3.3	Comportement de la plaque de référence	60
3.3.1	Pression et impulsion incidentes	60
3.3.2	Pression et impulsion réfléchies	63
3.3.3	Déflexion de la plaque de référence	64
3.3.4	Accélération de la plaque de référence	69
3.4	Comportement du système (plaque-granulat)	69
3.4.1	Déflexion et accélération du système (plaque-granulat)	71
3.4.2	Pression et impulsion réfléchies	84
3.4.3	Relation entre l'impulsion réfléchie et la déflexion	90
3.5	Synthèse	94

3.1 Matériaux granulaires

3.1.1 Description des matériaux

Dans cette partie, trois matériaux granulaires sont étudiés : le Crushmat[®] (noté CM), la vermiculite fine (noté VF) et la vermiculite medium (noté VM). La figure 3.1 présente des photos des trois granulats choisis.

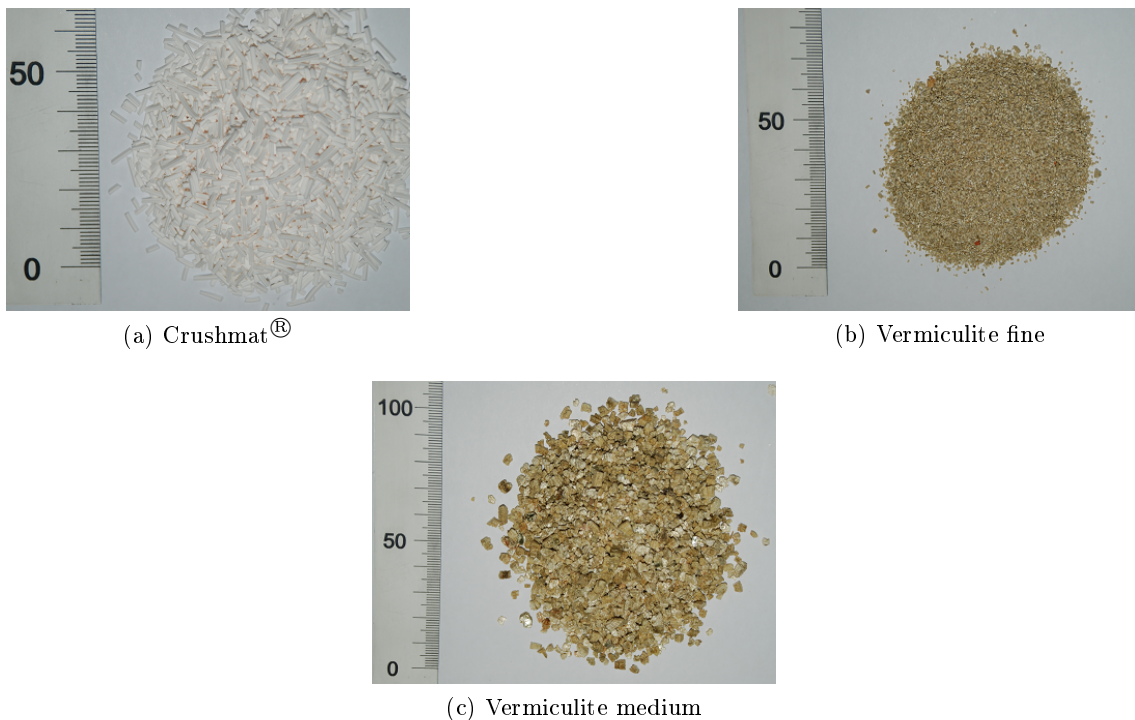


FIGURE 3.1 – Les trois matériaux granulaires étudiés

Le Crushmat[®] est un matériau céramique d'Alumine (Al_2O_3), sous forme granulaire. Il est constitué de bâtons avec une longueur entre 0.5 mm et 10 mm et une largeur de 1 mm [18]. Le Crushmat[®] se distingue de la céramique solide par sa grande porosité et sa granulométrie.

On reconnaît certaines propriétés bien spécifiques aux céramiques permettant d'arrêter un projectile souvent plus efficacement qu'un alliage métallique. Les céramiques peuvent en effet permettre d'émousser, de briser ou même de provoquer la rupture de ce projectile. Tous ces phénomènes permettront la dissipation d'énergie, même dans les cas où de hautes vitesses de déformations sont à considérer [97].

Dans notre cas, bien que nous ne souhaitons pas l'arrêt du projectile, les propriétés de dissipation d'énergie n'en restent pas moins importantes. Il serait donc logique de penser que les effets provoqués par une explosion (surpression, mouvement des particules,...) entraînant une augmentation des contraintes dans le matériau puissent être absorbés par la céramique. En effet, des essais antérieurs ont montré que la performance de ce matériau céramique granulaire est meilleure que celle d'une protection métallique de masse équiva-

lente dans le cas d'une explosion selon [98].

Les céramiques techniques possèdent certaines caractéristiques bien spécifiques comme une dureté très élevée, un module de Young (module d'élasticité) élevé, des vitesses de propagation élevées, un faible coefficient de Poisson ainsi que des densités modérées [99]. De telles céramiques sont, par exemple, le carbure de silice (SiC) et l'alumine (Al_2O_3).

Néanmoins, le CM reste un matériau assez onéreux. C'est pour cette raison, que la vermiculite, un silicat d'aluminium hydraté [100], a été choisie. Les éléments principaux sont le magnésium, l'aluminium, le silicium et l'oxygène. Pendant le procédé d'exfoliation l'eau entre les couches de silice est d'alumine et s'évapore et force ces couches à s'écarter. De cette façon les grains de vermiculite peuvent atteindre une épaisseur égale à 30 fois l'épaisseur originale. La forme exfoliée connaît une faible densité, est très absorbante, et peut être comprimée. Grâce à ces cellules contenant de l'air, ce matériau est utilisé comme un isolant thermique, comme absorbant, ou encore produit améliorant de sol. La figure 3.2 montre une photo d'un grain de VM prise avec le microscope électronique avec un facteur de grossissement de 69. On observe bien les lamelles qui constituent le grain, et les vides entre les lamelles, et ceci à plusieurs échelles. Cette image montre que la structure d'un grain possède un potentiel d'absorption d'ondes de choc. Une étude de Walley et Proud [101] montre la sensibilité de la vermiculite à la vitesse de déformation. La quantité d'eau dans la vermiculite influence également son comportement en compression. La vermiculite 'humide' s'avère un meilleur atténuateur de pression que la vermiculite sèche. Néanmoins, dans cette étude on se limite à l'étude de la vermiculite sèche.

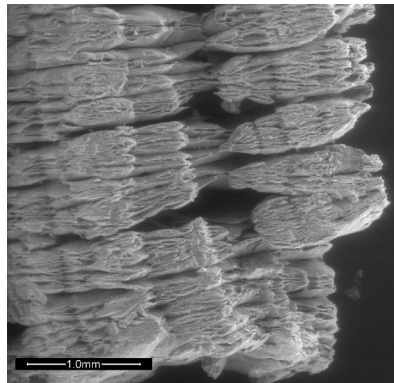


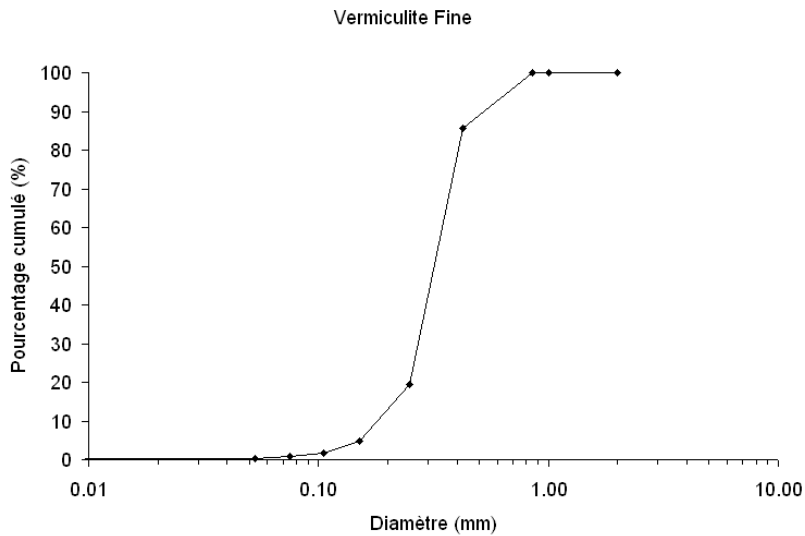
FIGURE 3.2 – Une image prise par le microscope électronique d'un grain de VM (grossissement 69x)

La vermiculite pourra également, comme le CM, absorber l'énergie provenant d'une onde de choc, par la compression et la densification du matériau. La particularité de ces matériaux réside dans le fait d'absorber l'énergie de l'onde de choc par deux phénomènes supplémentaires : friction entre les grains, et rupture des grains. En effet, Tanner et Dooley ont récemment montré que la vermiculite mélangée avec deux fois sa masse d'eau confirme ce postulat [101].

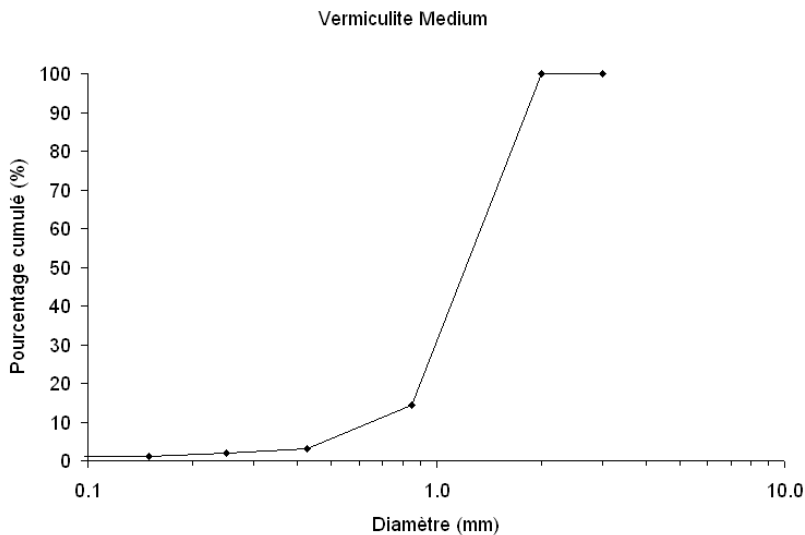
Plusieurs types de vermiculite sont distingués selon la taille des grains : de la "vermiculite micron" avec un diamètre de grain jusqu'à 0.5 mm à la "vermiculite premium" avec

un diamètre de grain jusqu'à 16 mm.

La figure 3.3 présente les courbes granulométriques pour les deux types de vermiculite étudiés. Trois tamisages par type de vermiculite ont été réalisés selon la norme NFP 94-056. La vermiculite fine (VF) est principalement composée de grains allant de 0.2 à 0.5 mm, tandis que la vermiculite medium (VM) est principalement composée de grains avec un diamètre entre 0.8 et 2.0 mm.



(a) Vermiculite fine



(b) Vermiculite medium

FIGURE 3.3 – Courbes granulométriques pour la VF et la VM

Le tableau 3.1 résume les caractéristiques physiques des trois matériaux granulaires étudiés : la densité apparente, la densité absolue, la porosité et la taille de 90 % des grains.

Propriété	VF	VM	CM
densité apparente [kg/m ³]	140	95	600
densité absolue [kg/m ³]	2780	2780	3970
porosité totale* [%]	95	97	85
taille de 90 % des grains [mm]	0.1-0.7	0.4-1.8	1 x 3-6**

* comprend les espaces entre les grains et les vides à l'intérieur des grains
** largeur x longueur

Tableau 3.1 – Caractéristiques des matériaux granulaires étudiés (refs toevoegen)

On note une porosité entre 85 % pour le CM et 97 % pour la VM. Le CM se distingue de la vermiculite par une densité plus élevée et une porosité plus basse. Néanmoins, cette porosité reste très élevée.

3.1.2 Essai oedométrique

Afin de caractériser la déformation d'un matériau granulaire soumis à une contrainte de compression, un essai oedométrique est réalisé. L'oedomètre, présenté dans la figure 3.4, est composé d'un récipient contenant l'échantillon, et une presse en acier, liée à une masse par un bras de levier. Le test consiste en l'application de poids de plus en plus élevés au bras de levier. Ceci augmente la force appliquée sur la presse et génère un tassement du matériau poreux et éventuellement une déformation des grains, en fonction de la force appliquée. Le déplacement de la presse en fonction de la force appliquée permet de déterminer une courbe contrainte-déformation pour le matériau poreux, dans ce cas-ci le CM. Il faut noter que le matériau est confiné, que la déformation est uniaxiale et que le chargement est quasi-statique.



FIGURE 3.4 – Oedomètre

La courbe force-déplacement obtenue peut être transformée dans une courbe contrainte-déformation par les formules suivantes :

$$\sigma = (m_p + 10M) \frac{9.81}{S} \quad (3.1)$$

$$\epsilon_{true} = \frac{(h_0 - h)}{h} \quad (3.2)$$

$$\epsilon_{conventionnelle} = \frac{h_0 - h}{h_0} \quad (3.3)$$

où m_p est la masse de la presse, M la masse ajoutée au bras de levier, h_0 l'hauteur initiale du récipient et h l'hauteur actuelle du récipient.

3.1.2.1 Courbe contrainte-déformation pour le Crushmat[®]

La géométrie du récipient et le principe de chargement et déchargement sont décrits dans le tableau 3.2. Le récipient est rempli de CM et placé dans l'oedomètre. Ensuite, la presse est posée sur l'échantillon et reliée au bras de levier et l'instrument de mesure. Les masses sont ajoutées toutes les 5 minutes. Après quelques essais, cet intervalle de temps semblait être suffisant long pour qu'il n'y ait plus de déplacement de la presse après cet intervalle. On s'attendait à ce fait, comme les grains de CM sont plutôt rigides et fragiles. Après avoir atteint la masse maximale de 91 kg, la procédure est répétée dans le sens inverse afin de construire la courbe de déchargement.

paramètre	symbole	unité	valeur
surface du récipient	S	m ²	0.003834834
hauteur du récipient	h_0	m	0.0221
masse de la presse	m_p	kg	0.576
(dé)chargement	M	kg	5 - 10 - 20 - 30 - 40 - 50 - 60 - 70 - 78 - 86 - 91
facteur du bras de levier	-	-	10
précision de lecture	-	mm	0.002

Tableau 3.2 – Paramètres de l'oedomètre

La figure 3.5 montre les courbes de la contrainte en fonction de la déformation vraie ou conventionnelle. La contrainte atteint une valeur maximale de 2321 kPa dans cet essai, pour une déformation conventionnelle de 0.08. La pression réfléchie lors de l'essai d'explosion est donc atteinte. La déformation n'atteint qu'une valeur de 0.08. Comme le matériau est composé de grains, il ne reprend pas sa forme initiale lors de la relaxation. En effet, l'air qui est échappé, ne pourra pas reprendre sa place, quand la charge est supprimée.

A titre d'information, la figure 3.6 montre la courbe contrainte-déformation du CM, obtenue par des essais de compression dans le laboratoire national de RISO [18]. Pour une vitesse de déplacement de la tête de la presse variant entre 10 et 10000 mm/min la sensibilité à la vitesse de déformation est très faible. Il est assumé que ceci vaut également pour des vitesses de déformation plus élevées. On constate une très faible augmentation de la contrainte pour une déformation allant jusqu'à 20 %. Pour les grandes déformations, le matériau atteint un état de densification.

Il est à noter que la courbe contrainte-déformation obtenue par l'essai oedométrique se trouve au tout début de la courbe par l'essai de compression du RISO.

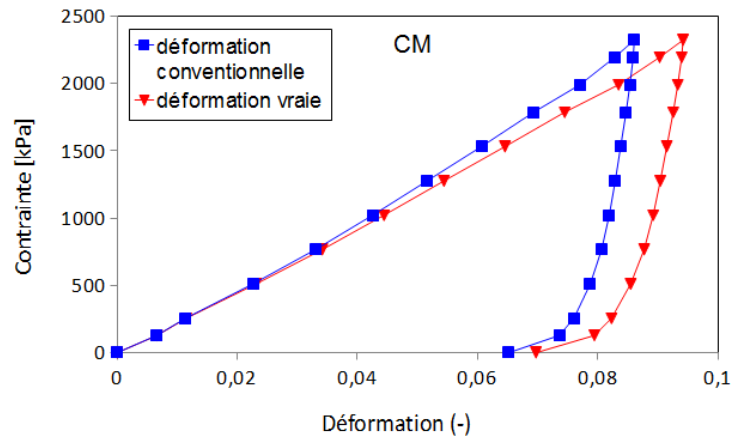


FIGURE 3.5 – Les courbes contrainte-déformation expérimentales de CM

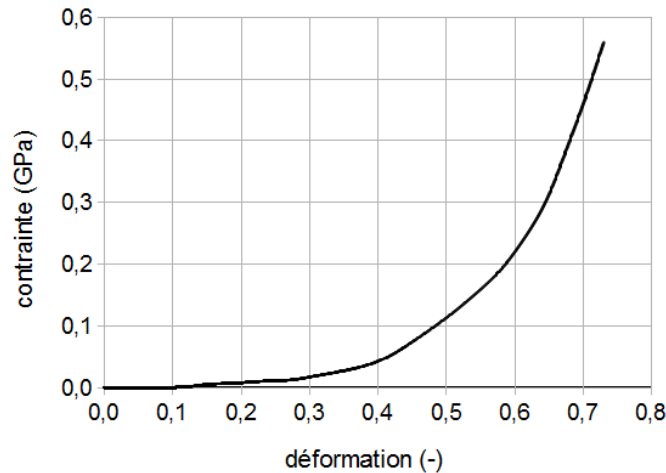


FIGURE 3.6 – La courbe contrainte-déformation du CM [18]

3.1.2.2 Courbe contrainte-déformation pour la vermiculite

Pour la vermiculite fine et medium, la procédure d'essai est différente. En effet, on a pu observer que le tassement de la vermiculite se fait très lentement et que l'hauteur n'atteigne une valeur asymptotique qu'après plusieurs heures seulement. La figure 3.7 montre l'évolution de la contrainte en fonction du temps et de la masse ajoutée pour un échantillon de VM. Après une heure, la contrainte a presque atteint la valeur asymptotique. Cet intervalle de temps est choisi pour l'application des différentes masses.

La figure 3.8 montre les courbes contrainte-déformation des deux types de vermiculite. On observe que, pour atteindre une même déformation que le CM, la contrainte nécessaire est beaucoup plus basse. La différence entre la contrainte vraie et la contrainte conventionnelle est plus grande que dans le cas du CM. La contrainte maximale était limitée par le mouvement du bras de levier. Néanmoins, les courbes de la contrainte conventionnelle atteignent le domaine de densification.

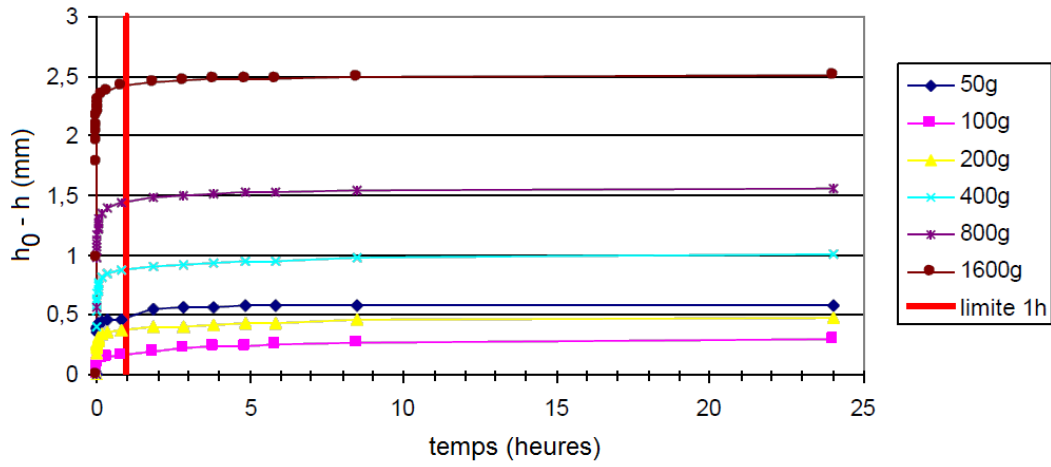
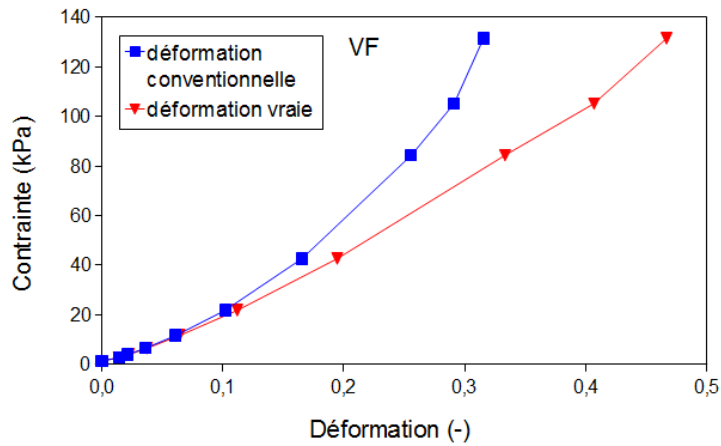
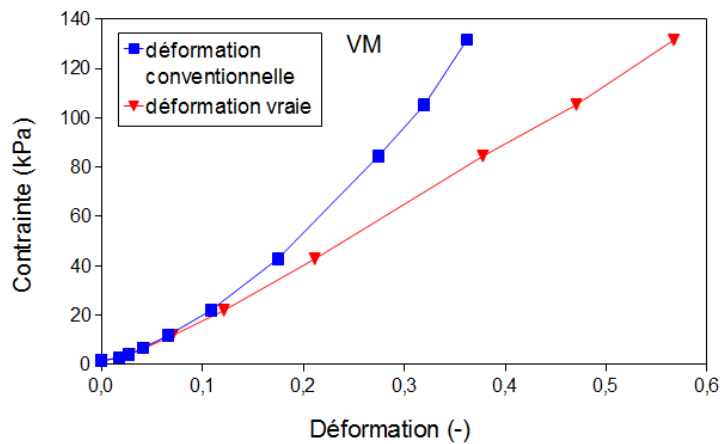


FIGURE 3.7 – La contrainte sur la VM en fonction du temps pendant l'application d'une masse fixe au bras de levier



(a) Vermiculite fine



(b) Vermiculite medium

FIGURE 3.8 – Courbes contrainte-déformation des deux types de vermiculite

On note que la contrainte nécessaire pour atteindre une déformation $\epsilon = 0.1$ est deux ordres de grandeur plus grande pour le Crushmat[®] que pour la vermiculite.

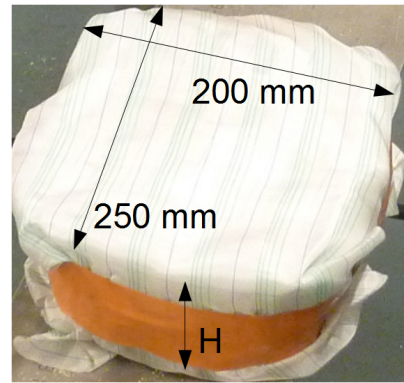
3.2 Procédure expérimentale

3.2.1 Elaboration des échantillons

Les matériaux granulaires sont emballés dans un sac de polyéthylène et de géotextile fin (figure 3.9b). Les échantillons ont une dimension de 250 mm x 200 mm x H mm, où H est une épaisseur variable. Pour la fabrication des échantillons, les côtés intérieurs d'un bac de 250 mm x 200 mm sont couverts avec un géotextile très fin. Sur ce géotextile un film de polyéthylène est posé, qui sert à contenir tous les grains du matériau granulaire (figure 3.9a). Le bac est rempli avec le matériau granulaire jusqu'à ce que l'épaisseur souhaitée H est atteinte. L'emballage des échantillons est réalisé avec une bande adhésive comme montré dans la figure 3.9b.



(a) Fabrication de l'échantillon



(b) L'échantillon complet

FIGURE 3.9 – L'échantillon du matériau granulaire

3.2.2 Dispositif expérimental

La figure 3.10 donne le synoptique du dispositif expérimental développé pour étudier l'atténuation de l'onde de choc par un matériau granulaire.

Pour y parvenir, une plaque en alliage d'aluminium, appelée plaque de référence (1), de dimension 1060 mm x 200 mm x 4 mm sert comme support pour l'échantillon granulaire. Elle est encastrée aux deux extrémités de montants en acier. La distance entre les deux points de fixation est égale à un mètre (figures 3.10 et 3.11a).

Une charge sphérique d'explosif C4 (2) de 20 g est placée à une hauteur de 40 cm au-dessus de la plaque. Le diamètre d de la sphère est de 3.3 cm. Le choix de cette masse est justifié par le fait de reproduire une situation équivalente dans la réalité. La production de cette charge est artisanale. Le détonateur, qui est relié à un interrupteur avec un fil électrique, est ajouté. Quand l'interrupteur est fermé, un courant électrique allume la charge explosive dans le détonateur. Celle-ci allume à son tour la charge de C4. La fabrication

CHAPITRE 3. TENUE D'UN MATÉRIAU GRANULAIRE SOLLICITÉ PAR UNE ONDE DE CHOC

artisanale de la charge introduit plusieurs incertitudes, comme l'incertitude sur le rayon, la sphéricité et le point de détonation.

Le profil de pression engendrée par la charge explosive, et déterminant le chargement dynamique de la plaque, est mesuré avec un capteur de type 'blast pencil' (3). Ce capteur est situé à une distance de 40 cm de la charge et dirigé vers celle-ci. L'élément actif est un capteur piézo-électrique en quartz, qui produit des charges électriques très faibles lorsqu'il est déformé. Ce type de capteur permet de mesurer des pressions avec une réponse en fréquence très élevée. Le capteur même n'est pas en contact direct avec l'onde : la pression est exercée sur un diaphragme, dont le mouvement est transmis au capteur via un milieu gazeux. Le diaphragme se trouve dans la paroi intérieure du 'blast pencil', parallèle à la direction de propagation de l'onde, ce qui permet de mesurer la pression statique. Le *blast pencil* a une fréquence d'échantillonnage maximale de 20 MHz.

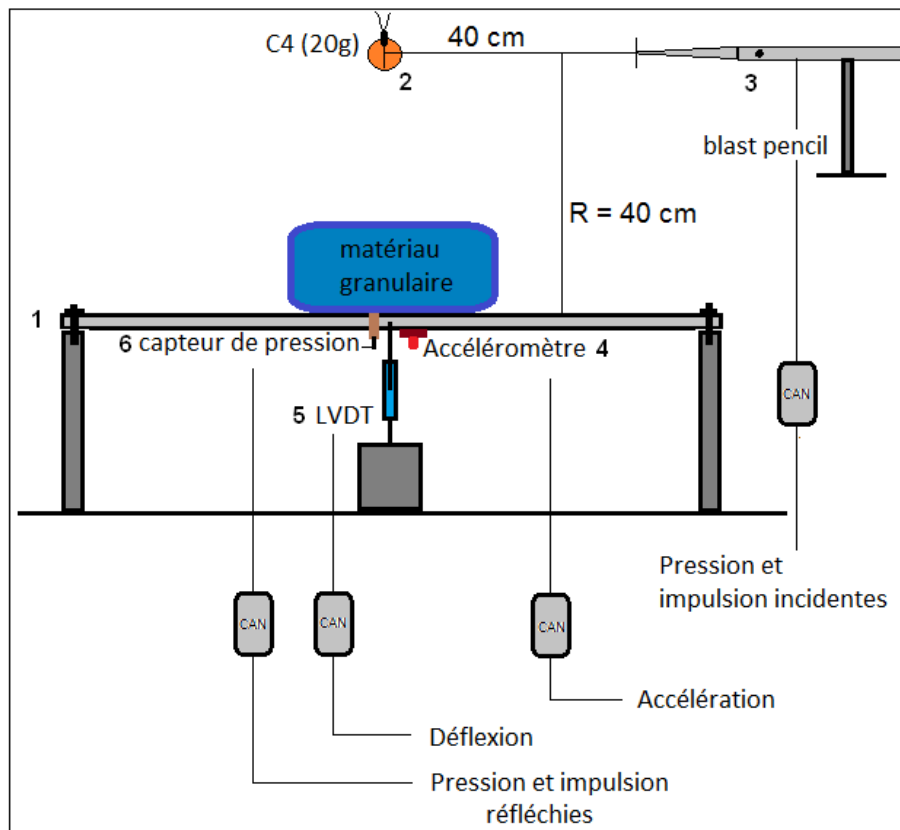


FIGURE 3.10 – Synoptique du dispositif expérimental

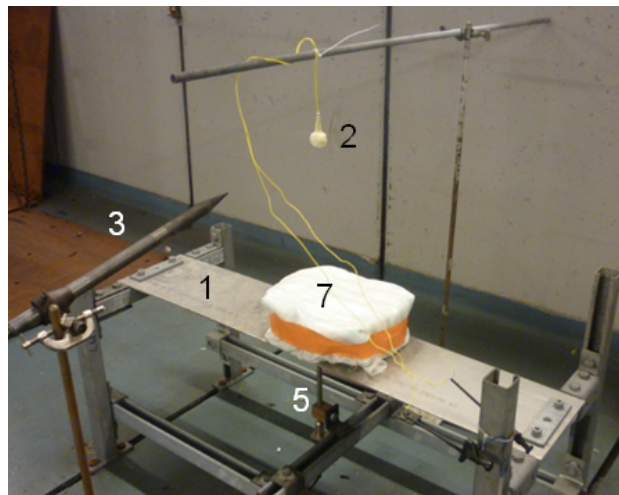
La performance des échantillons sera évaluée sur base du mouvement de la plaque, et la pression et impulsion réfléchies au niveau de la plaque. Afin d'enregistrer un maximum d'informations lors des essais, la plaque est instrumentée en utilisant plusieurs capteurs :

- un accéléromètre (4) pour mesurer les accélérations engendrées par l'explosion en fonction du temps
- un capteur de déplacement (5) LVDT (*Linear Variable Displacement Transducer*) pour mesurer la déflexion du centre de la plaque en fonction du temps

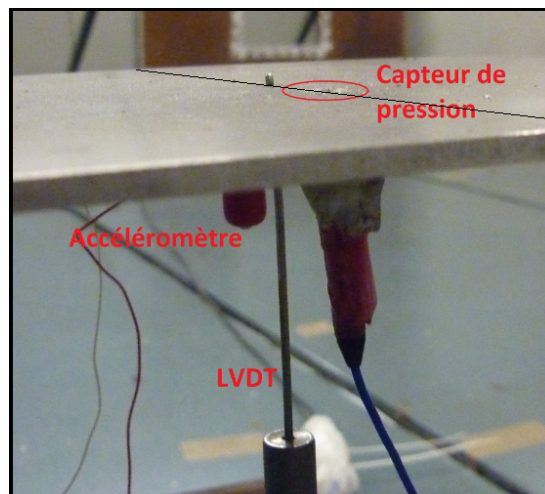
- un capteur de pression (6) pour déterminer la pression et l'impulsion réfléchies avec une fréquence d'échantillonnage maximale de 20 MHz. Ce capteur est un capteur piézo-électrique dont la surface se trouve perpendiculaire à la direction de propagation de l'onde. Il mesure la pression réfléchi, qui est constitué de la pression statique et la pression dynamique.

Ces capteurs sont placés le plus proche possible du centre de la plaque.

La figure 3.11a montre le dispositif expérimental complet. La position des capteurs de pression et de déplacement et de l'accéléromètre sur la plaque de référence est détaillée dans la figure 3.11b. Les capteurs se trouvent sur une ligne, perpendiculaire aux côtés longs de la plaque, ce qui permet d'évaluer la déflexion de la plaque avec plusieurs méthodes.



(a) Le dispositif complet



(b) Capteurs attachés à la plaque d'aluminium

FIGURE 3.11 – Dispositif expérimental

L'échantillon du matériau granulaire (7) est posé au centre de la plaque, de telle façon que la charge explosive se trouve au centre de l'échantillon. La distance R entre la plaque d'aluminium et la charge explosive est fixée à 40 cm. La pression incidente sur l'échantillon varie donc en fonction de son épaisseur H .

La distance R entre la charge et la plaque étant de 40 cm, on peut considérer que la distance entre la détonation et la structure sollicitée est grande, selon le critère empirique $R > 10 \cdot d$ [25], où d est le diamètre de la charge (égal à 3.3 cm). La structure réagit comme un ensemble et les dégâts sont donc globaux.

3.2.3 Protocole expérimental

Dans une étude préliminaire, nous avons effectué des essais sur la plaque d'aluminium afin d'obtenir des courbes de références pour l'accélération, la déflexion et la pression réfléchi. Ensuite, les trois matériaux granulaires sont évalués en fonction de l'épaisseur de l'échantillon H . Les épaisseurs des échantillons ont été choisies, telles qu'une comparaison en fonction de l'épaisseur et une comparaison en fonction de la masse de l'échantillon du matériau granulaire peuvent être effectuées.

L'ensemble des essais, ainsi que le nombre d'essais, est représenté dans le tableau 3.3.

H [cm]	Vermiculite fine	Vermiculite medium	Crushmat
1	6	6	2
2.8	-	-	2
4	5	3	2
6.6	-	1	-
9	6	3	3
12	5	3	-
m [kg]	Vermiculite fine	Vermiculite medium	Crushmat
0.30	($H = 4$ cm) 5	($H = 6.6$ cm) 1	($H = 1$ cm) 2
0.84	($H = 12$ cm) 5	-	($H = 2.8$ cm) 2

Tableau 3.3 – Aperçu du nombre d'essais réalisés

Un résumé des résultats est présenté dans l'annexe C.

3.3 Comportement de la plaque de référence

Dans un premier temps, une onde de choc est appliquée à la plaque de référence. Les pressions réfléchies sont mesurées en fonction du temps. Sur la base de ces mesures, les impulsions maximales sont déterminées. De même, les déflexions et les accélérations de la plaque sont mesurées.

3.3.1 Pression et impulsion incidentes

L'onde de choc créée par la détonation de la charge sphérique de composition C4 se propage dans l'air de manière radiale. Il s'agit d'une détonation atmosphérique libre, où la plaque de référence est directement sollicitée par l'onde de choc initiale, sans qu'il n'y ait

eu de réflexions sur le sol ou le mur.

Le profil de pression à une distance de 40 cm est obtenu avec le *blast pencil*. Comme ce capteur se trouve au même niveau que la charge, la mesure de la pression par le *blast pencil* correspond à la mesure de la pression incidente sur la plaque. Ainsi, un profil de pression typique est donné dans la figure 3.12.

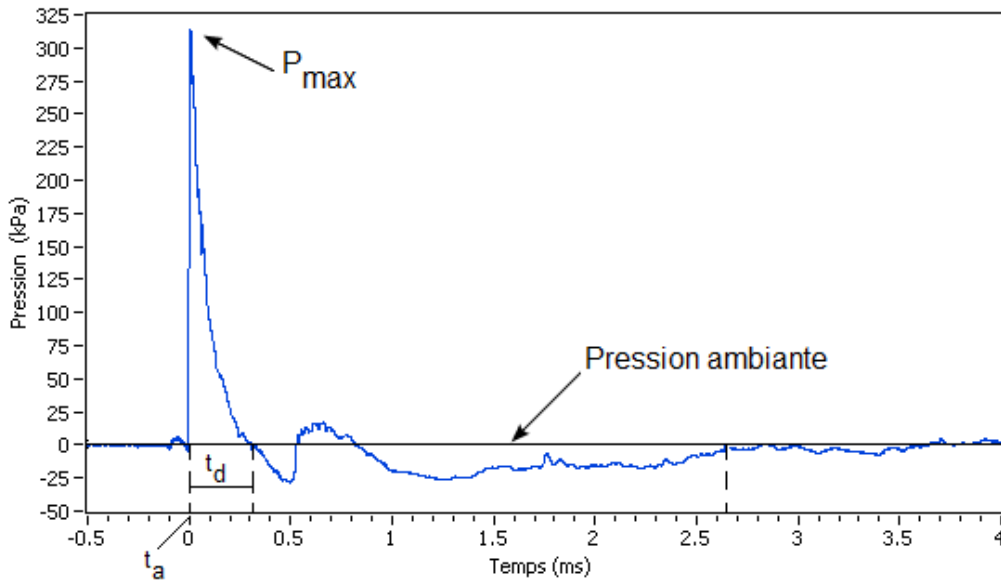


FIGURE 3.12 – Profil de pression incidente

Au moment d'arrivée de l'onde de choc t_a , temps de référence, on observe une montée en pression instantanée de la pression jusqu'à la pression maximale P_{max} , qui s'élève à 314 kPa à $t = 0.00625$ ms dans notre cas. La montée en pression est suivie par une diminution progressive de la pression jusqu'au moment $t_a + t_d$ où t_d est la durée de la phase positive, égale à 0.309 ms.

La phase positive est suivie par une phase négative, dont l'amplitude est beaucoup plus faible. Après 0.5 ms, il y a de nouveau une augmentation de la pression légèrement au-dessus de la pression ambiante. Cette augmentation correspond à l'arrivée de l'onde réfléchi, qui est créée lors de la réflexion de l'onde incidente sur la plaque de référence et le milieu environnant. Ensuite, la pression décroît de nouveau légèrement en-dessous de la pression ambiante.

L'impulsion est égale à l'intégrale de la pression par rapport au temps :

$$I(t) = \int_{t_a}^t P(t)dt \quad (3.4)$$

L'impulsion incidente maximale correspond à la surface sous la courbe de pression, limitée à la phase positive. Dans notre cas, elle est égale à 27 kPa.ms.

Une étude statistique des essais réalisés sur la pression maximale donne une pression maximale moyenne de 370 kPa et un écart-type de 38 kPa. Les pressions mesurées varient entre

239 kPa et 465 kPa, pour une même masse de la charge. Il faut noter qu'une légère déviation de l'orientation du *blast pencil* peut provoquer une mesure erronée. La durée moyenne de la phase positive t_d est de 0.317 ms, avec un écart-type de 0.028 ms. Pour l'impulsion incidente, la moyenne est de 32 kPa.ms, avec un écart-type de 4 kPa.ms.

Kinney et Graham [24] proposent des formules empiriques pour le calcul de la pression maximale P_{max} et la durée de la phase positive t_d en fonction de la distance réduite Z et la masse de l'explosif W :

$$\frac{P_{max}}{P_{atm}} = \frac{808[1 + (\frac{Z}{4.5})^2]}{\sqrt{1 + (\frac{Z}{0.048})^2} \sqrt{1 + (\frac{Z}{0.32})^2} \sqrt{1 + (\frac{Z}{1.35})^2}} \quad (3.5)$$

$$\frac{t_d}{W^{1/3}} = \frac{980 \cdot \left[1 + (\frac{Z}{0.54})^{10}\right]}{\left[1 + (\frac{Z}{0.02})^3\right] \left[1 + (\frac{Z}{0.74})^6\right] \sqrt{2}} \quad (3.6)$$

Dans notre cas, pour une charge de C4 avec une masse $W = 20$ g (équivalence TNT : 23.6 g) à une distance de 40 cm, les formules 3.5 et 3.6 donnent une valeur de P_{max} égale à 480 kPa et t_d égale à 0.24 ms. Les formules empiriques 3.5 et 3.6 permettent d'obtenir une première approximation réaliste des valeurs de P_{max} et t_d (tableau 3.4).

Paramètre	Intervalle	Moyenne	Estimation
P_{max} (kPa)	239-465	370	480
t_d (ms)	0.254-0.379	0.317	0.24

Tableau 3.4 – Pression maximale et durée de la phase positive : comparaison expérience - estimation par Kinney et Graham

D'autre part, plusieurs auteurs ont développé des équations empiriques pour décrire la diminution progressive de la pression en fonction du temps [26]. Ces équations sont basées sur un fitting des courbes expérimentales, dans la phase positive. L'équation de Friedlander constitue la formulation en principe la plus utilisée pour déterminer l'évolution de la pression en fonction du temps [26, 102] :

$$P(t) = (P_{max}) \left[1 - \frac{t - t_a}{t_d}\right] \exp\left[\frac{-A(t - t_a)}{t_d}\right] \quad (3.7)$$

où

P_{max} : pression maximale en kPa

t_a : temps d'arrivée de l'onde de choc en ms

t_d : la durée de la phase positive en ms

A : un coefficient de décroissance, sans dimensions.

L'avantage de cette équation est qu'il n'y a qu'un seul paramètre de fittage, le coefficient de décroissance A .

Le profil de pression de la figure 3.12 est caractérisé par $P_{max} = 314$ kPa à l'instant

$t_a = 0.00625$ ms et une phase positive avec une durée de $t_d = 0.309$ ms. Dans ces conditions, le coefficient de décroissance A est égale à 2.5. La figure 3.13 montre une bonne concordance entre les résultats obtenus par l'équation 3.7 et la courbe expérimentale dans la phase positive.

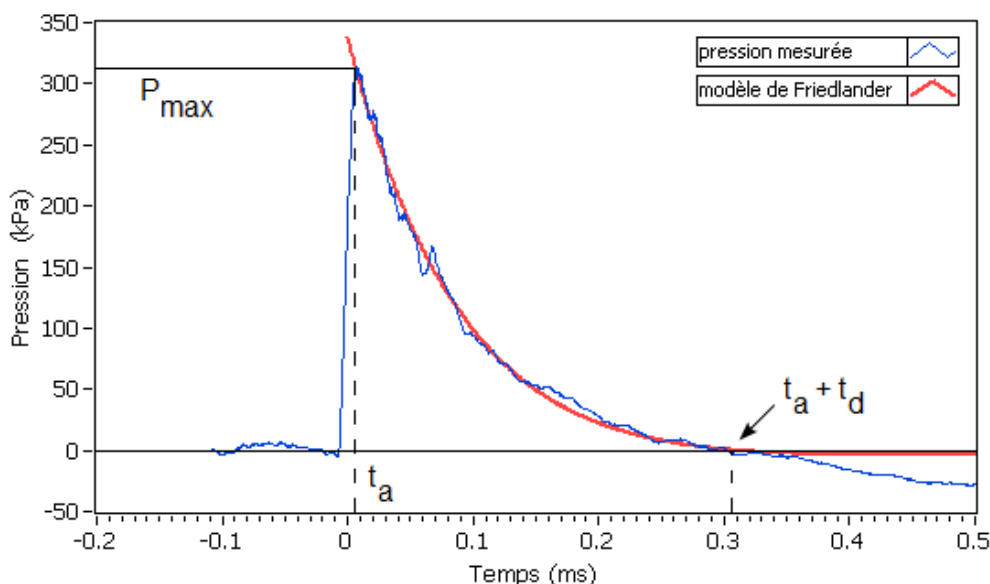


FIGURE 3.13 – Comparaison du profil de pression incidente mesuré et l'équation de Friedlander

Comme indiqué dans le chapitre bibliographique (voir chapitre 1), la détermination de la pression maximale P_{max} , de la durée de la phase positive t_d et de l'évolution de la pression en fonction du temps, constitue un souci permanent pour la prédiction de la tenue d'un matériau à une onde de choc. Dans ce registre, le logiciel CONWEP [103] a été développé en vue de calculer les effets d'une détonation d'un explosif. Une application de ce logiciel à notre cas d'étude est présentée dans l'annexe B.

3.3.2 Pression et impulsion réfléchies

Quand l'onde incidente arrive sur la plaque de référence, elle est réfléchié immédiatement. La pression réfléchié sur la plaque est composée de la pression statique de l'onde incidente, et de la pression dynamique, due au mouvement des particules d'air. La sollicitation de la plaque est définie par cette pression.

Le capteur de pression, fixé dans la plaque mesure la pression réfléchié. La figure 3.14 présente les résultats correspondant à trois essais. Malgré le grand nombre de facteurs d'incertitude, on note une bonne concordance entre les courbes de pression. Le tableau 3.5 récapitule les valeurs de la pression réfléchié maximale P_r , la durée de la phase positive t_r et de l'impulsion réfléchié maximale I_r . Il est admis que l'onde de choc est plane quand elle arrive sur une plaque et que la réflexion est normale.

Il faut noter que la valeur moyenne de la durée de la phase positive t_r est proche de la

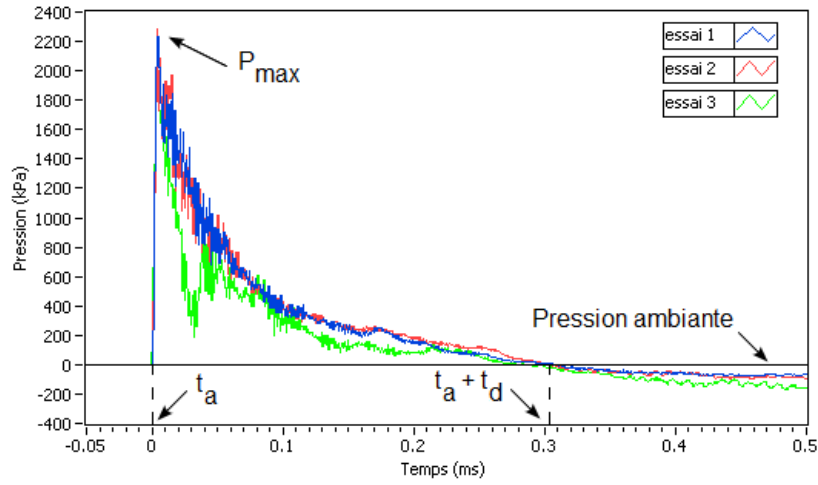


FIGURE 3.14 – Profil de pression réfléchi sur la plaque de référence.

Essai	P_r [kPa]	t_r [ms]	I_r [kPa.ms]
1	2229	0.306	126.5
2	2284	0.301	129.5
3	2011	0.285	89.6
Moyenne	2175	0.298	115.2
CONWEP	2031	0.5047	111.5

Tableau 3.5 – Pression et impulsion réfléchies sur la plaque de référence

valeur moyenne de la phase positive de l'onde incidente t_d . Dans le cas d'une réflexion sur une surface rigide, $t_r \cong t_d$. La pression maximale moyenne augmente avec un facteur 5.8. Cette valeur est proche de la valeur théorique maximale pour la réflexion d'une onde de choc dans l'air, considéré comme un gaz parfait. Cette théorie considère que la valeur de la pression réfléchi maximale est égale au maximum à 8 fois la valeur de la pression incidente [24, 25]. Dans ce cas, l'onde de choc peut être considérée comme un choc fort. Par ailleurs, une estimation de la pression réfléchi maximale P_r a été effectuée à l'aide du logiciel CONWEP [103] (pour le détail du logiciel, voir annexe B). On obtient une pression réfléchi de 2031 kPa et une impulsion réfléchi de 111.5 kPa.ms. Le calcul a été fait en supposant que l'onde s'est réfléchi sur une surface rigide. Ces résultats confirment l'hypothèse de la rigidité de la plaque.

3.3.3 Déflexion de la plaque de référence

Le capteur de déplacement permet de mesurer la déflexion du centre de la plaque de référence, notée d . Comme la charge est placée au-dessus du centre de la plaque, la déflexion y sera maximale.

La figure 3.15 représente l'évolution de la déflexion d de la plaque soumise à une onde de choc. Dans ce cas, la plaque de référence atteint une déflexion maximale d de 38.3 mm après 12 ms. Celle-ci est suivie par un rebondissement de la plaque. L'amplitude du rebond est plus basse que la déflexion maximale. Ces déflexions s'étendent sur un temps de 910 ms au total, ce qui correspond à 19 périodes avec une durée moyenne de 47.9 ms. Ainsi, la

plaque revient à son état initial, sans aucune déformation plastique.

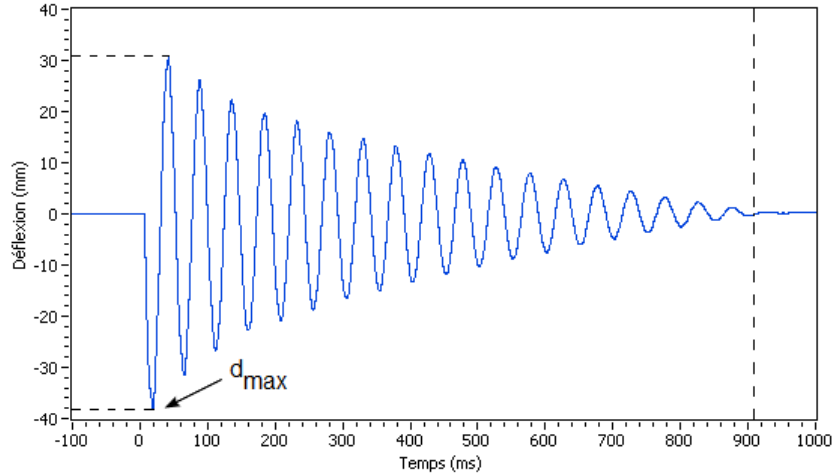


FIGURE 3.15 – Déflexion de la plaque de référence

A l'issue de ces constatations, la plaque peut être considérée comme un système masse-ressort-amortisseur. Ce système peut être représenté par l'équation différentielle suivante :

$$\ddot{d} + 2\zeta\omega_n\dot{d} + \omega_n^2 d = 0 \quad (3.8)$$

où

d : déflexion

ζ : taux d'amortissement

ω_n : pulsation naturelle ($\omega_n = 2\pi/T$, avec T la période).

Le rapport entre la période et la masse est donné par la formule suivante :

$$\frac{2\pi}{T} = \sqrt{\frac{k}{m}} \quad (3.9)$$

où k est la constante du ressort et m la masse de la plaque. La masse de la plaque étant de 2.16 kg, la constante du ressort k est égale à $3.71 \cdot 10^4$ N/m.

La plaque oscille autour de la valeur d'équilibre, ce qui signifie que l'amortissement est sous-critique. Le taux d'amortissement est donc plus petit que un, et la solution de l'équation différentielle est donnée par :

$$d = Ae^{-\zeta\omega_n t} \cdot \cos\left(\omega_n\sqrt{1-\zeta^2}t - \alpha\right) \quad (3.10)$$

Les constantes A et α sont déterminées par les conditions initiales. Comme la déflexion est définie comme étant négative vers le bas, A est une constante négative.

Pour un taux d'amortissement ζ égal à 0.022, la solution est représentée dans la figure 3.16, où la mesure expérimentale est représentée par la courbe pointillée pour comparaison. La valeur de ζ est très basse, ce qui s'exprime par le grand nombre d'oscillations.

L'amortissement peut être attribué à la traînée de l'air, la friction aux points d'attache et la souspression pendant la phase négative de l'onde. La constante A est obtenue en posant que $d = Ae^{-\zeta\omega_n t}$ au moment de la déflexion maximale. Sa valeur est de 39.6 mm. La valeur de α est 0, comme la déflexion commence à $t = 0$ ms.

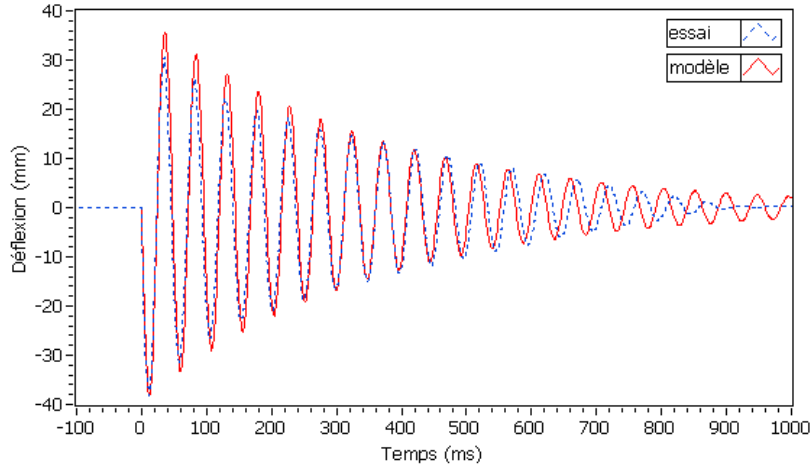


FIGURE 3.16 – Déflexion de la plaque : comparaison expérience - modèle

La diminution de l'amplitude des valeurs extrêmes de la courbe de déflexion en fonction du temps peut être exprimée par :

$$d = Ce^{-ht} \quad (3.11)$$

où C est une constante et $h = \zeta \cdot \omega_n$.

La valeur de la constante C est respectivement égale à la déflexion maximale, ou le rebond maximal.

Pour les déflexions on obtient :

$$d = -38e^{-0.0028t} \quad (3.12)$$

Pour les rebonds :

$$d = 35e^{-0.0028t} \quad (3.13)$$

Ces équations sont représentées dans la figure 3.17. Les deux courbes ne sont pas symétriques : les déflexions ont une amplitude plus grande que les rebonds.

On s'intéresse à la valeur absolue maximale de la déflexion. Pour cette raison on étudie plus en détail la première période du mouvement de la plaque. La figure 3.18 présente la déflexion de la plaque en fonction du temps pour les 7 essais de référence. La courbe épaisse, représentant la moyenne, sera prise comme la référence dans la suite de ce chapitre.

On constate que les 7 courbes ont la même allure : la valeur maximale est atteinte après 12.2 ms, le rebondissement se fait de la même façon et le passage par l'équilibre a lieu après 24.0 ms. La valeur maximale du rebond est atteinte après 35.0 ms. La première période a

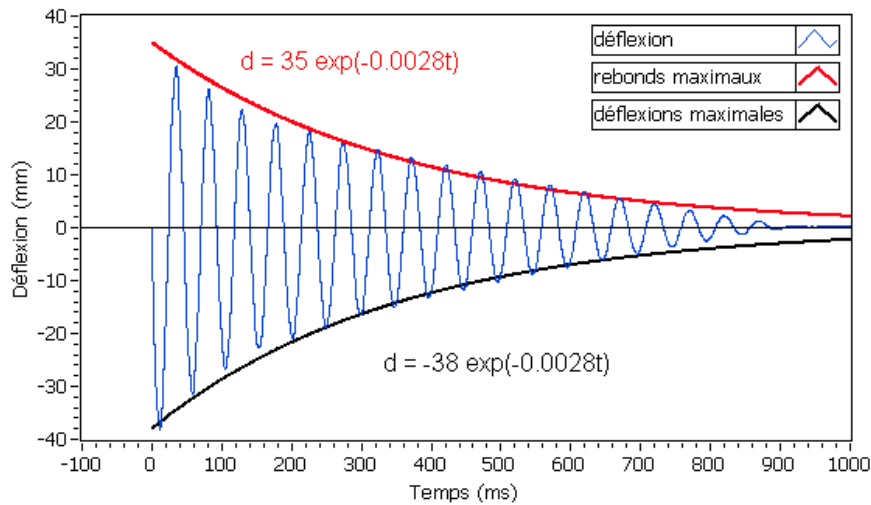


FIGURE 3.17 – L'évolution dans le temps des déflexions et des rebonds

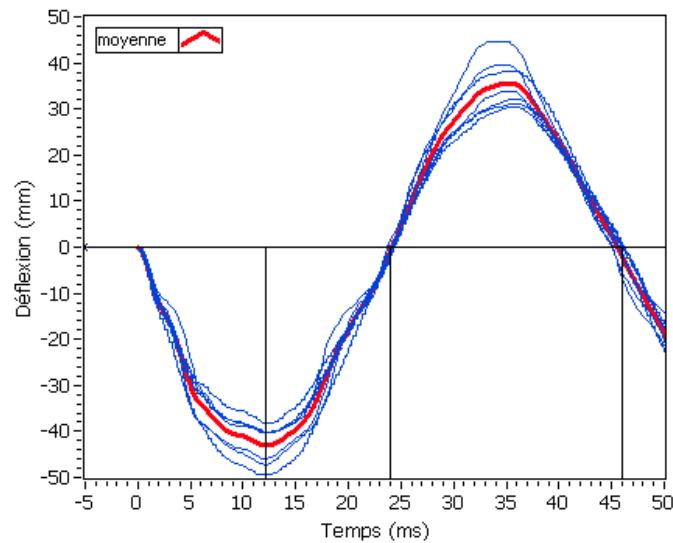


FIGURE 3.18 – Déflexion du centre de la plaque de référence (sept essais)

une durée de 46.0 ms.

Seulement au niveau des valeurs maximales de la déflexion et du rebond il y a une dispersion. Pour la déflexion cette valeur varie entre 38.3 mm et 49.5 mm, avec une moyenne de 43.1 mm et un écart-type de 4.3 mm.

Le tableau 3.6 donne les valeurs de la déflexion maximale d et a période T de la plaque de référence sollicitée par une charge sphérique de 20 g de C4. Malgré la fabrication artisanale de la charge, la durée très courte du phénomène et les difficultés de mesure associées, la dispersion est acceptable et les sept courbes donnent globalement le même résultat.

Dans le modèle masse-ressort-amortisseur, appliqué sur la première période de la courbe

Essai	d (mm)	T (ms)
1	46.0	45.3
2	47.2	45.3
3	40.3	46.0
4	40.3	46.0
5	49.5	46.4
6	40.3	46.5
7	38.3	46.5
moyenne	43.1	46.0
écart-type	4.3	0.5

Tableau 3.6 – Déflexion maximale d et période T de la plaque de référence

moyenne, les valeurs des coefficients sont : $A = 44.57$ mm, $\omega_n = (2\pi)/T = 137.8$ s⁻¹, $\alpha = 0$. Pour une valeur de ζ égale à 0.02, le résultat de l'équation différentielle du système masse-ressort-amortisseur est donné dans la figure 3.19, comparée à la moyenne des essais. Le modèle est capable de décrire la déflexion et le rebondissement : la pente au début de la déflexion, la déflexion maximale, la pente du rebondissement et la période correspondent bien. Etant donné que la masse de la plaque est de 2.16 kg, la constante de ressort $k = 4.10 \cdot 10^4$ N/m.

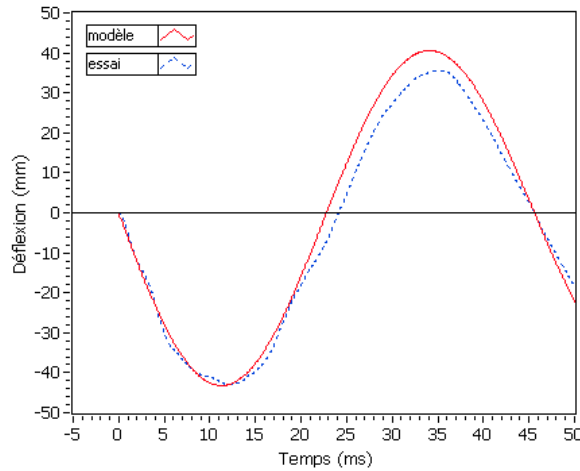


FIGURE 3.19 – Déflexion de la plaque et représentation par le modèle masse-ressort-amortisseur

La figure 3.20 montre l'onde réfléchiée et la première déflexion de la plaque de référence sur une même échelle de temps. La durée de la première période d'oscillation de la plaque est de 46.0 ms, ce qui est beaucoup plus que la durée de la phase positive de la sollicitation ($t_r \cong 0.3$ ms). Pendant la durée de la phase positive la déflexion est limitée à moins de 2 mm, une valeur plus petite que l'écart-type sur la déflexion maximale (voir tableau 3.6). La déformation a donc tendance à se dérouler après la fin du chargement du système. Ceci permet de conclure que l'hypothèse, que la plaque peut être considérée comme étant rigide pendant la phase positive de la sollicitation, est justifiée.

Comme t_r est beaucoup plus petit que T , la sollicitation peut être considérée dans le cas du chargement impulsif. Ceci signifie que ce n'est pas l'évolution de la pression dans le temps qui est importante, mais bien l'impulsion [25].

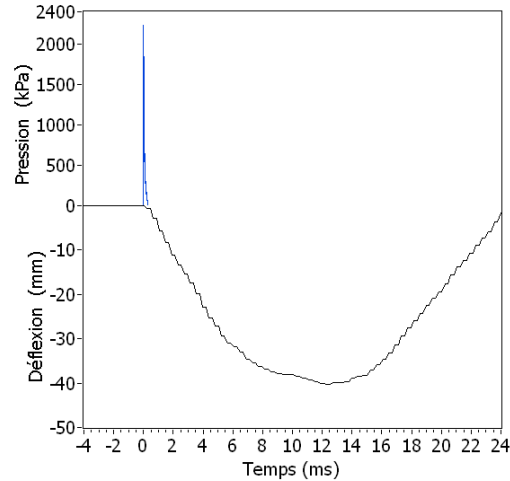


FIGURE 3.20 – Comparaison de la durée de la phase positive de la sollicitation et la première déflexion de la plaque

3.3.4 Accélération de la plaque de référence

L'accéléromètre permet de mesurer l'accélération du centre de la plaque de référence, qui est présentée dans la figure 3.21(a). Ainsi la vitesse peut être obtenue par intégration de l'accélération par rapport au temps, qui est illustrée par la figure 3.21(b). L'intégration de la vitesse par rapport au temps permet d'accéder à l'évolution de la déflexion, comme présentée par la figure 3.21(c).

La figure 3.22 permet de comparer la déflexion de la plaque, obtenue directement avec le capteur de déplacement, à la mesure indirecte avec l'accéléromètre pendant la première période. Globalement, les mesures de l'accéléromètre confirment celles du capteur de déplacement, ce qui valide la mesure obtenue par l'accéléromètre.

Vu les difficultés de traitement de signaux de l'accéléromètre, on utilisera dans la suite du travail les mesures du capteur de déplacement pour la mesure de la déflexion.

3.4 Comportement du système (plaque-granulat)

Dans la section précédente, on a étudié la tenue de la plaque de référence sollicitée par une onde de choc. La pression et l'impulsion réfléchies ont été déterminées. La présence d'une couche de matériau granulaire sur la plaque pourrait diminuer la déflexion et l'accélération de celle-ci, de même que la pression et l'impulsion réfléchies.

Dans cette section on étudie dans quelle mesure ces paramètres varient en fonction de

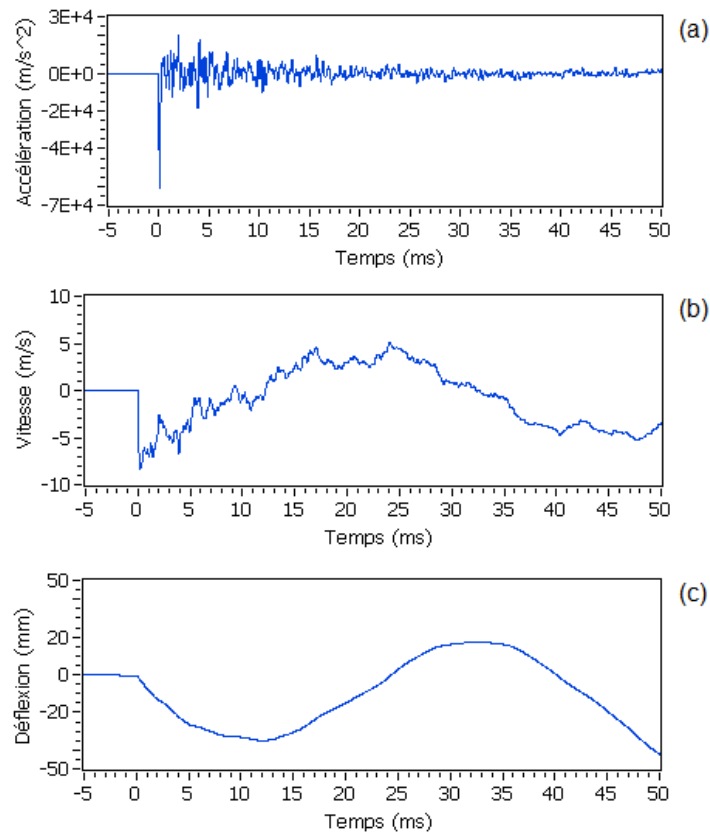


FIGURE 3.21 – Déflexion, vitesse et accélération (essai 7) mesurées par l'accéléromètre

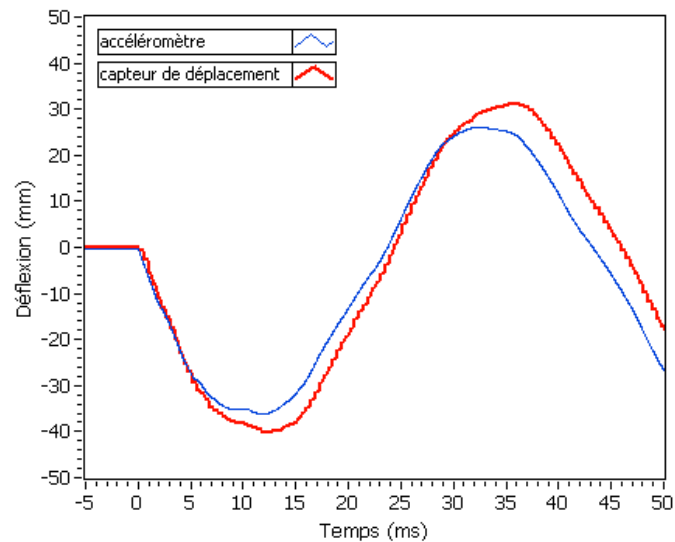


FIGURE 3.22 – Comparaison de la mesure indirecte par l'accéléromètre à la mesure directe par le capteur de déplacement

l'épaisseur H de la couche de matériau granulaire (pour les valeurs de H , voir tableau 3.3). Toutes les mesures sont faites au niveau de la plaque de référence, afin de permettre une comparaison avec la plaque seule. Il faut noter que, avec la présence du matériau granulaire, la masse totale du système change, et donc aussi la période. L'influence de l'augmentation de la masse sera également étudiée. Finalement, on essaie de scinder l'effet atténuant du matériau granulaire d'une part et de la masse supplémentaire d'autre part.

3.4.1 Déflexion et accélération du système (plaque-granulat)

Dans cette section, on s'intéresse à la tenue d'un système (plaque-granulat) en utilisant trois familles de granulats détaillées dans la section 3.1 : CM, VM et VF. Plus particulièrement, on s'attachera d'analyser les évolutions de la déflexion, de la période et de l'accélération.

3.4.1.1 Période et déflexion du système (plaque-granulat)

Les figures 3.23, 3.24 et 3.25 présentent la déflexion du centre du système (plaque-granulat).

CHAPITRE 3. TENUE D'UN MATÉRIAU GRANULAIRE SOLLICITÉ PAR UNE ONDE DE CHOC

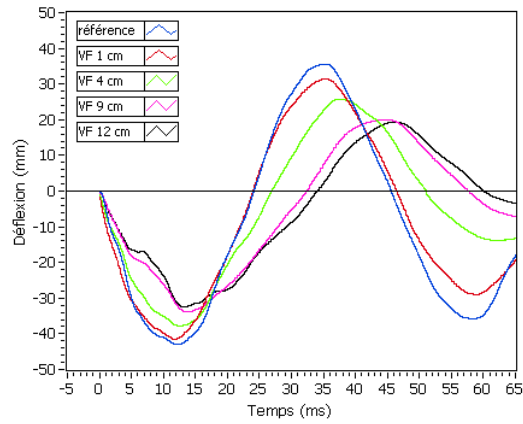


FIGURE 3.23 – Déflexion de la plaque pour différentes épaisseurs de vermiculite fine (VF)

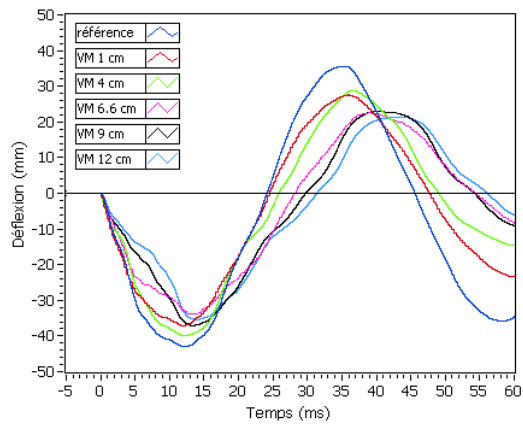


FIGURE 3.24 – Déflexion de la plaque pour différentes épaisseurs de vermiculite medium (VM)

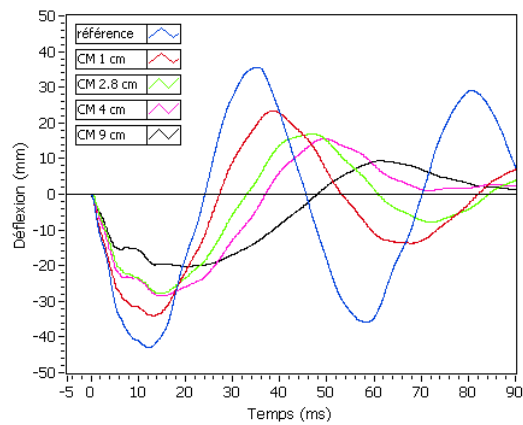


FIGURE 3.25 – Déflexion de la plaque pour différentes épaisseurs de Crushmat (CM)

Globalement, on observe une diminution de la déflexion maximale en fonction de l'épaisseur de l'échantillon pour les trois matériaux. Par contre, la période a tendance à s'allonger. Ces observations sont esquissées dans la figure 3.26, qui montre que quand H augmente, la période augmente et l'amplitude diminue.

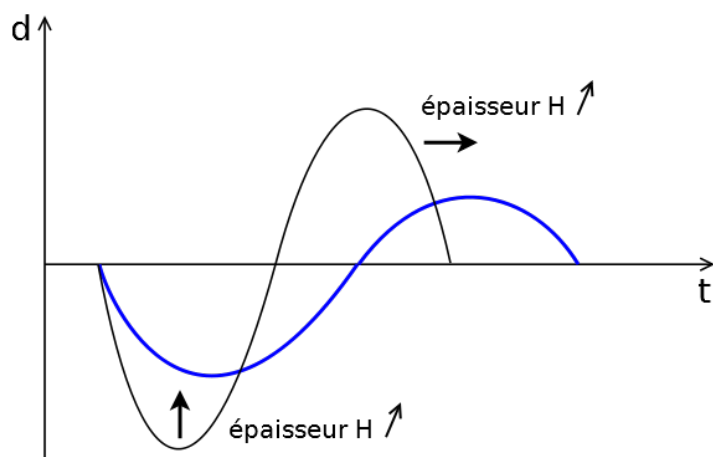


FIGURE 3.26 – Déflexion de la plaque de référence en fonction de l'épaisseur de l'échantillon du matériau poreux

Le tableau 3.7 récapitule l'ensemble des résultats expérimentaux, issus de tests d'une onde de choc sollicitant un système (plaque-granulat) en terme de période T et déflexion maximale d . Il faut noter que, par la position de l'échantillon sur la plaque, la masse totale du

Granulat	H (cm)	m (g)	T (ms)	d (mm)
Référence	0	0	46.0	43.1
VF	1	70	46.7	41.6
	4	300	51.2	37.9
	9	630	58.3	34.1
	12	840	60.4	32.5
VM	1	48	47.3	37.2
	4	190	48.7	39.0
	6.6	300	55.0	34.0
	9	428	55.0	37.1
	12	570	56.7	35.4
CM	1	300	53.0	34.2
	2.8	840	60.5	27.8
	4	1200	70.5	28.5
	9	2700	91.3	20.5

Tableau 3.7 – Déflexion et période du système en fonction du type d'échantillon

système est augmentée. Les graphiques 3.23, 3.24 et 3.25 n'expriment pas seulement l'effet atténuant du matériau granulaire, mais également l'effet de la masse ajoutée. Afin d'analyser le pouvoir protecteur du matériau granulaire, il est nécessaire de différencier l'effet d'atténuation de l'effet d'inertie causé par l'augmentation de la masse du système. Ceci

est certainement le cas pour les matériaux granulaires, dont on attend un effet atténuant par la présence inhérente de vides entre les grains. Ces vides devraient donner un effet atténuant supplémentaire par rapport à un matériau solide de même densité.

a Evaluation de la période

La figure 3.27 montre l'évolution de la période en fonction de l'épaisseur de l'échantillon, pour les trois granulats étudiés. Le point correspondant à une épaisseur $H = 0$ correspond à la valeur de la période de la plaque seule.

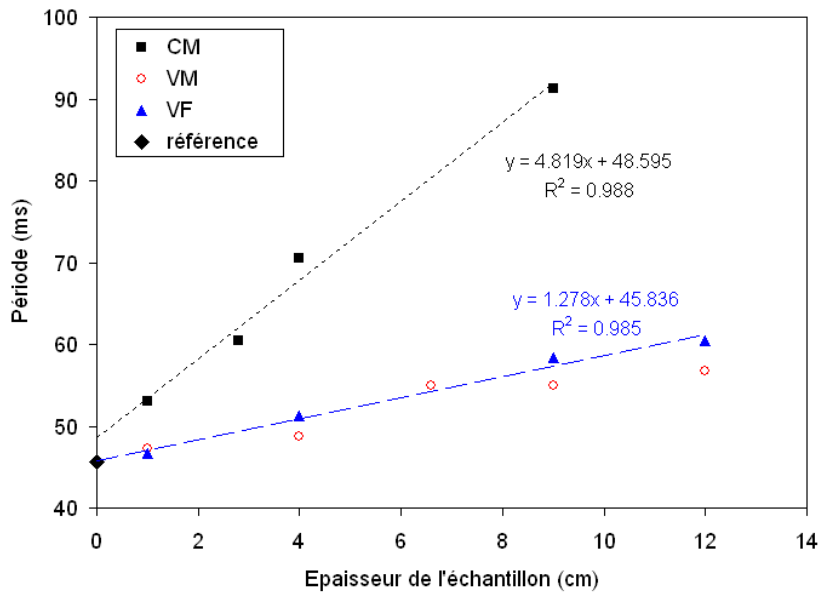


FIGURE 3.27 – Période du système en fonction de l'épaisseur de l'échantillon de matériau granulaire

Cette figure met en évidence une évolution linéaire entre la période T et l'épaisseur H de l'échantillon pour les trois matériaux, qui peut s'écrire sous la forme suivante :

pour le CM

$$T = 4.82H + 48.60 \quad (3.14)$$

pour la VF et la VM

$$T = 1.28H + 45.84 \quad (3.15)$$

L'équation 3.15 montre que l'évolution de la période T en fonction de l'épaisseur H est similaire pour la VF et la VM.

On note que les deux droites se rejoignent en un point correspondant environ à la valeur de la période de la plaque (point de référence) $T = 46.0$ ms.

De même, on note aussi que le coefficient directeur correspondant au granulat CM est important : il est 4 fois supérieur à celui du granulat VF. Ce rapport peut être rapproché à celui des densités des deux granulats ($\rho_{CM} = 600 \text{ kg/m}^2$, $\rho_{VF} = 140 \text{ kg/m}^2$). C'est pour cette raison que nous pouvons raisonner en termes de masses de l'échantillon.

Ce qui nous amène au graphe illustré par la figure 3.28 présentant les résultats expérimentaux en termes de la période T en fonction de la masse de l'échantillon. Ce graphe montre une droite unique pour les trois matériaux avec :

$$T = 16.96H + 46.96 \quad (3.16)$$

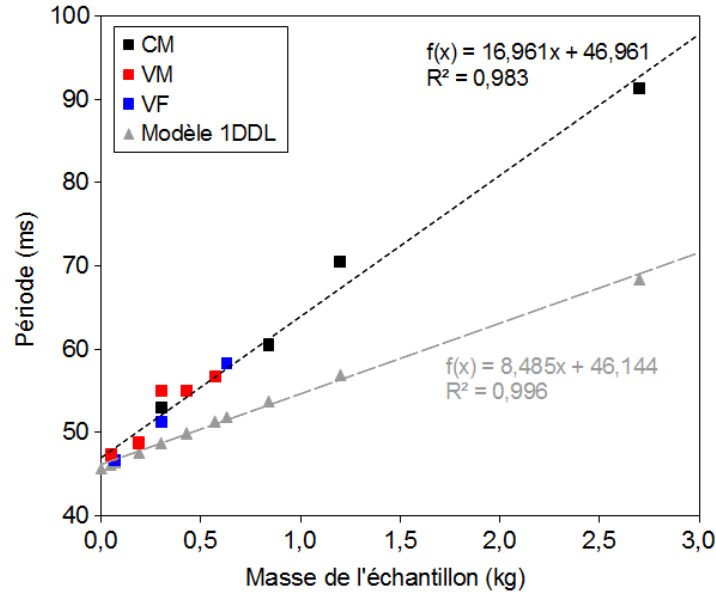


FIGURE 3.28 – Période du système en fonction de la masse de l'échantillon

Pour l'étude de l'évolution de la période en fonction de la masse de l'échantillon, on revient au système masse-ressort-amortisseur (modèle 1DDL), où la formule (3.9) donne la relation entre la masse du système et la période. En admettant l'hypothèse que la constante du ressort est invariable, la période est uniquement fonction de la masse du système. La relation (3.9) est représentée dans la figure 3.28. Cette relation peut être remplacée par une relation linéaire entre la période et la masse de l'échantillon : $T = 8.49m + 46.14$, où le deuxième terme est à peu près égal à la période de la plaque de référence. On constate une grande différence par rapport aux résultats expérimentaux. L'hypothèse d'une constante de ressort invariable n'est pas correcte.

La période du système (plaque-granulat), obtenu expérimentalement, est également représentée dans la figure 3.28, pour les trois matériaux granulaires. En première approximation ces résultats semblent se trouver sur une droite. Une interpolation linéaire de la période des trois matériaux résulte dans l'équation $T = 16.96m + 46.96$, où le deuxième terme est à nouveau presque égal à la période de la plaque de référence.

La différence entre les deux droites d'interpolation est due à la présence du matériau supplémentaire sur la plaque et peut être exprimée par un changement de la constante de ressort k .

Il convient d'étudier si k dépend de la masse ou de la nature du matériau. Pour les échantillons avec une même masse, mais constitués de matériaux différents, les valeurs de k sont représentées dans la figure 3.29. Les valeurs et les moyennes sont reprises dans le tableau

3.8. Pour les échantillons de 840 g la valeur de k est la même pour les deux essais. Pour les échantillons de 300 g il y a une différence, qui est néanmoins plus petite que 10 % par rapport à la moyenne. Cette différence n'est pas due à la nature des matériaux, ni à la différence en épaisseur des échantillons, comme, dans ce cas, les valeurs de la VM et la VF devraient se trouver plus proches l'une de l'autre. Le nombre d'essais est faible, mais en première approximation on peut dire que la valeur de k ne dépend pas de la nature du matériau, mais seulement de la masse. Ceci confirme également que l'interpolation linéaire des périodes des trois matériaux avec une seule droite est correcte. Si la nature des matériaux joue un rôle, le coefficient directeur serait différent pour les trois matériaux.

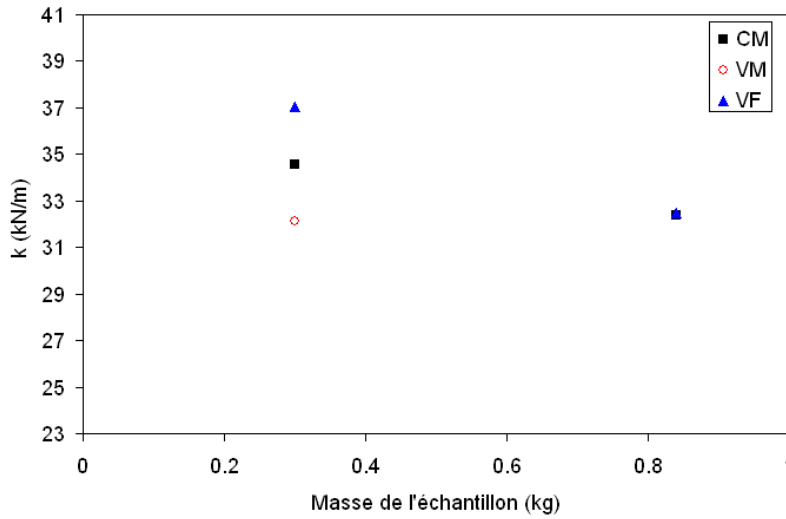


FIGURE 3.29 – Constante de ressort en fonction de la masse et du matériau

masse (g)	CM k (kN/m)	VM k (kN/m)	VF k (kN/m)	moyenne k (kN/m)
320	34.9	32.4	37.3	34.9
840	32.4	-	32.5	32.4

Tableau 3.8 – Constante de ressort k

Dans la figure 3.28 on constate que l'augmentation totale de la période est deux fois plus grande que l'augmentation de la période due à l'augmentation seule de la masse. On utilise cette constatation pour exprimer la relation entre la constante de ressort k du système et la masse de l'échantillon m .

$$(T_{tot} - T_0) = 2(T_m - T_0)$$

avec T_{tot} la période totale mesurée, T_0 la période de la plaque de référence et T_m la période due à une augmentation de la masse seule. La plaque de référence a une masse m_0 et une constante de ressort k_0 .

$$\begin{aligned} (T_{tot} - T_0) &= 2(T_m - T_0) & (3.17) \\ \Leftrightarrow 2\pi\sqrt{\frac{m_0 + m}{k}} - 2\pi\sqrt{\frac{m_0}{k_0}} &= 4\pi\sqrt{\frac{m_0 + m}{k_0}} - 4\pi\sqrt{\frac{m_0}{k_0}} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \Leftrightarrow \sqrt{\frac{m_0 + m}{k}} &= 2\sqrt{\frac{m_0 + m}{k_0}} - \sqrt{\frac{m_0}{k_0}} \\
 \Leftrightarrow \frac{\sqrt{k_0} \cdot \sqrt{m_0 + m}}{\sqrt{k}} &= 2\sqrt{m_0 + m} - \sqrt{m_0} \\
 \Leftrightarrow k &= \frac{k_0 \cdot (m_0 + m)}{(2\sqrt{m_0 + m} - \sqrt{m_0})^2} \quad (3.18)
 \end{aligned}$$

La relation (3.18) est représentée dans la figure 3.30 avec les valeurs de k obtenues expérimentalement. On constate que la relation 3.18 donne une estimation réaliste de la valeur de la constante de ressort k .

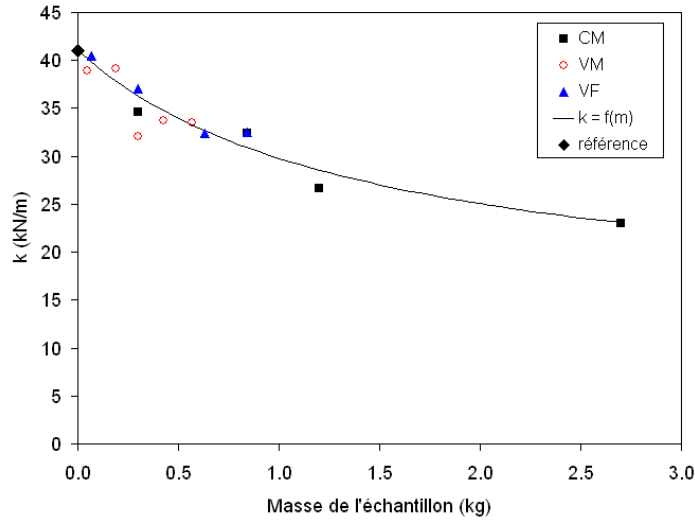


FIGURE 3.30 – Constante de ressort en fonction de la masse

Finalement, la relation entre la période T du système et la masse de l'échantillon m peut être écrite comme suit :

$$T = 2\pi \cdot \sqrt{\frac{(m_0 + m) \cdot (2\sqrt{m_0 + m} - \sqrt{m_0})^2}{k_0 \cdot (m_0 + m)}} \quad (3.19)$$

La figure 3.31 présente la relation 3.19 et les résultats expérimentaux. On note une bonne concordance entre les résultats expérimentaux et ceux obtenus par l'équation 3.19.

b Evaluation de la déflexion

La figure 3.32 montre l'évolution de la période en fonction de l'épaisseur de l'échantillon, pour les trois granulats étudiés. Le point correspondant à une épaisseur $H = 0$ est la déflexion de la plaque seule.

Cette figure met en évidence une évolution linéaire entre la déflexion maximale d et l'épaisseur H de l'échantillon pour les trois matériaux, qui peut s'écrire sous la forme suivante : pour le CM

$$d = -1.578H + 34.376 \quad (3.20)$$

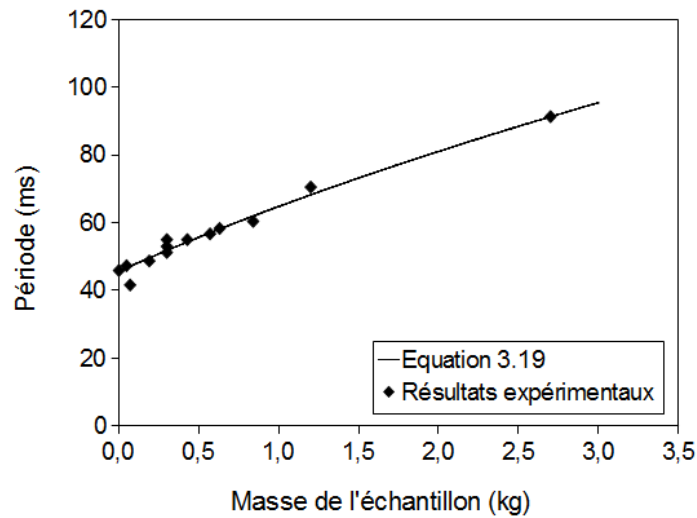


FIGURE 3.31 – Période en fonction de la masse de l'échantillon : comparaison modèle - essais

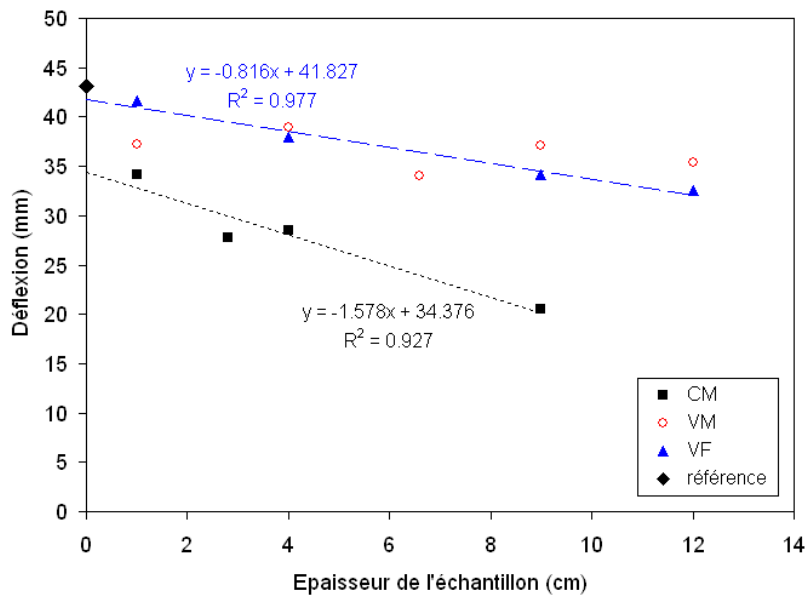


FIGURE 3.32 – Déflexion du système en fonction de l'épaisseur de l'échantillon de matériau granulaire

pour la VF et la VM

$$d = -0.816H + 41.827 \quad (3.21)$$

L'équation 3.21 montre que l'évolution de la déflexion d en fonction de l'épaisseur H est similaire pour la VF et la VM.

On note que les deux droites ne se rejoignent pas en un point, contrairement à ce que l'on a constaté pour la période. Néanmoins, la droite de la VF atteint presque le point correspondant à la valeur de la déflexion de la plaque (point de référence) $T = 43.1$ ms. Le coefficient directeur de la droite de CM est presque deux fois plus grand que celui du

granulat VF. Ce rapport est la moitié du rapport des densités, ce qui donne une indication de l'influence de la nature du matériau granulaire sur la tenue du système (plaque-granulat).

On présente les résultats expérimentaux en termes de la déflexion maximale d en fonction de la masse de l'échantillon, dans la figure 3.33.

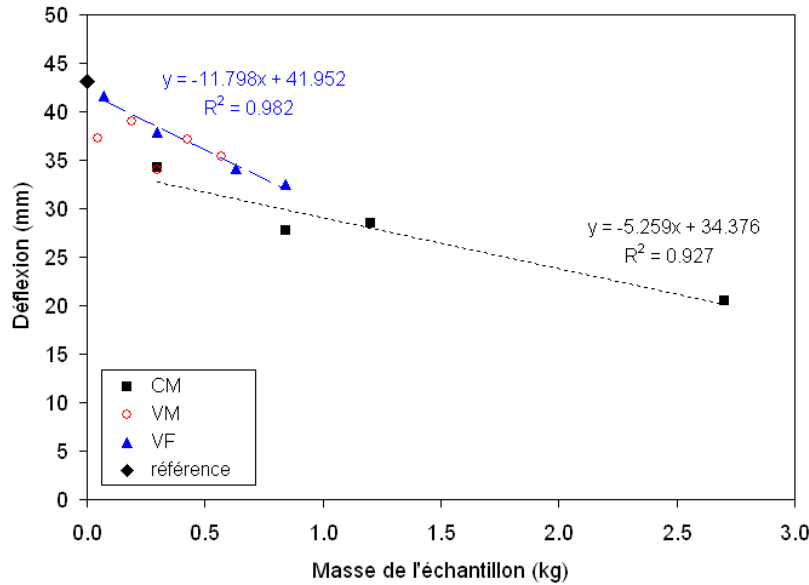


FIGURE 3.33 – Déflexion de la plaque en fonction de la masse de l'échantillon

Cette figure met en évidence une évolution presque linéaire entre la déflexion maximale d et la masse H de l'échantillon pour les trois matériaux, avec un coefficient directeur différent, ce qui confirme l'analyse de la figure 3.32.

On étudie plus en détail la solution de l'équation différentielle du système masse-ressort-amortisseur (équation 3.10). Pour la plaque de référence, cette solution est caractérisée par une valeur du taux d'amortissement ζ très faible. Comme la déflexion a tendance à diminuer en fonction de l'épaisseur de l'échantillon, il est intéressant d'étudier s'il y a une relation avec le taux d'amortissement.

Le modèle masse-ressort-amortisseur est capable de bien décrire la déflexion de la plaque avec l'échantillon, comme montré dans la figure 3.34. Afin de faire correspondre le modèle à la mesure, la pulsation naturelle ω_n et le taux d'amortissement ζ ont dû être adaptés. La variation de ω_n est dû à la masse ajoutée, tandis que la variation de ζ exprime l'ajout d'un amortisseur plus puissant dans le modèle masse-ressort-amortisseur.

Les valeurs du taux d'amortissement ζ pour chaque type d'échantillon sont reprises dans le tableau 3.9. On observe une augmentation de ζ en fonction de l'épaisseur de l'échantillon, mais également une variation en fonction du type de matériau pour une même épaisseur. Les valeurs de ζ plus élevées montrent que le CM possède un effet atténuant beaucoup plus important que la vermiculite pour les échantillons d'une même épaisseur.

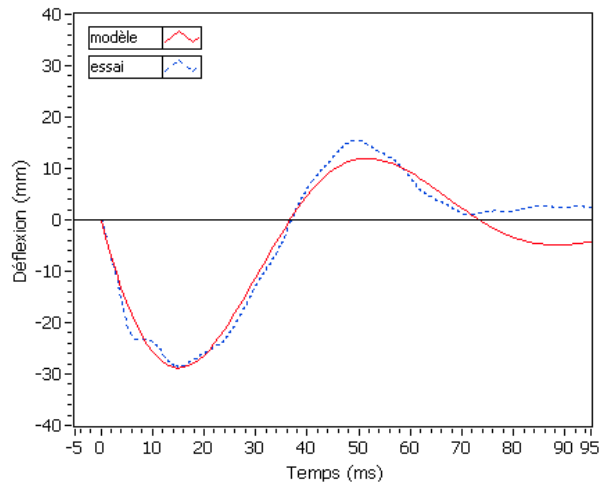


FIGURE 3.34 – Déflexion de la plaque avec l'échantillon de CM4

Granulat	H (cm)	ζ (-)
Référence	0	0.02
VF	1	0.03
	4	0.09
	9	0.16
	12	0.18
VM	1	0.10
	4	0.06
	6.6	0.16
	9	0.10
	12	0.14
CM	1	0.16
	2.8	0.22
	4	0.27
	9	0.45

Tableau 3.9 – Taux d'amortissement du système en fonction du type d'échantillon

La figure 3.35 montre la déflexion en fonction de ζ . La relation entre la déflexion et ζ peut être exprimée par une interpolation linéaire : $d = -52.5\zeta + 42.5$, où le deuxième terme est à peu près égal à la déflexion maximale de la plaque de référence. Pour les trois matériaux la relation est égale, la masse ni la nature des matériaux n'interviennent dans cette relation.

La figure 3.36 représente la valeur du taux d'amortissement ζ en fonction de l'épaisseur de l'échantillon e . La droite d'interpolation pour la VF est donnée par $\zeta = 1.37e + 0.026$, où le deuxième terme correspond à peu près à la valeur de ζ de la plaque seule. Pour le CM on applique également une interpolation linéaire : $\zeta = 3.65e + 0.1219$. Dans ce cas-ci, le deuxième terme diffère de ζ de la plaque, ce qui est probablement dû à l'effet atténuant du CM, même pour une très faible épaisseur. On peut noter que l'évolution de ζ de la VM

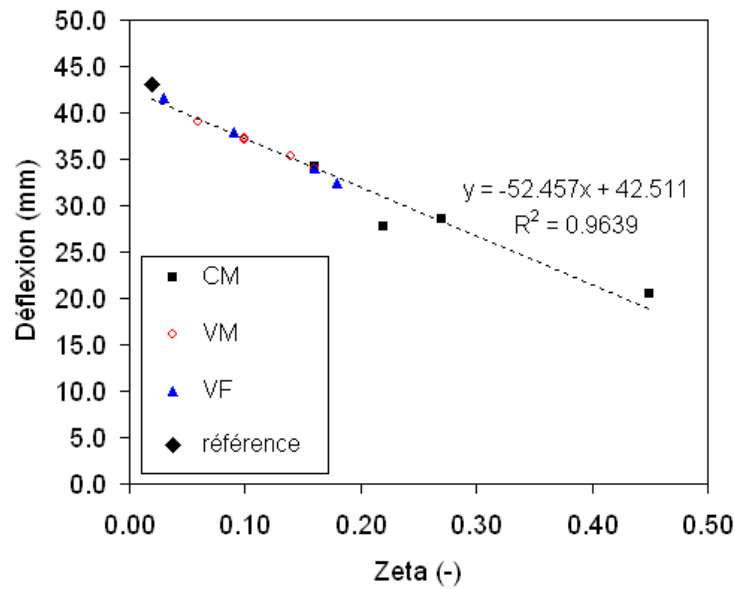


FIGURE 3.35 – Déflexion du système en fonction du taux d'amortissement

est comparable à celle de la VF (figure 3.36).

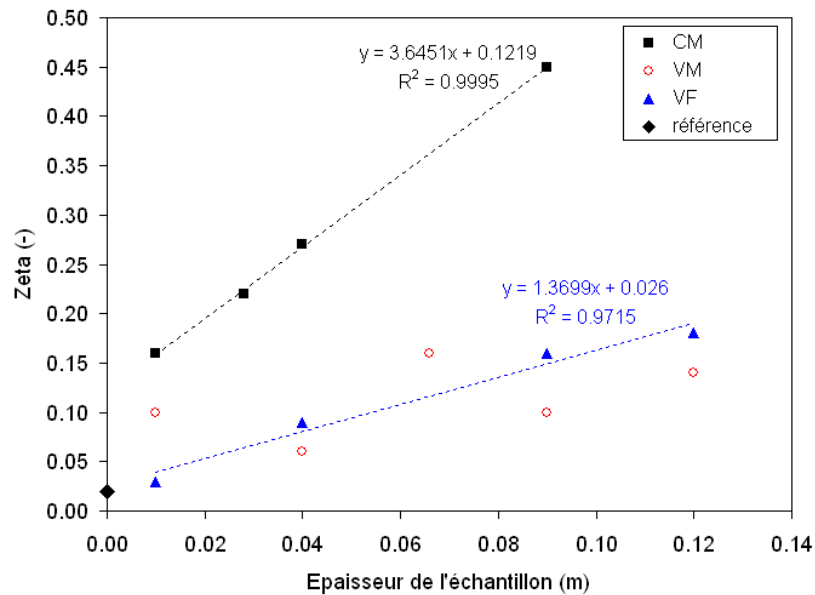


FIGURE 3.36 – Taux d'amortissement en fonction de l'épaisseur de l'échantillon

Sur la base du graphique 3.36 le CM semble avoir une meilleure efficacité au niveau de l'atténuation de l'onde de choc, comme ζ augmente plus en fonction de l'épaisseur que pour la vermiculite. Néanmoins, on ne peut pas omettre l'influence de la masse. Pour cette raison le taux d'amortissement est représenté également en fonction de la masse de l'échantillon, dans la figure 3.37. On note l'existence d'une interpolation linéaire, tant pour le CM que

pour la VF et la VM. Les droites d'interpolation sont données par :
pour le granulat CM

$$\zeta_{CM} = 0.1215e + 0.1219 \quad (3.22)$$

pour les granulats VF et VM

$$\zeta_{VF} = 0.1980e + 0.0239 \quad (3.23)$$

Le deuxième terme est proche de celui des interpolations de ζ en fonction de l'épaisseur. Pour la VF, il est presque égal à la valeur de la plaque. Le coefficient directeur diminue d'un facteur égal au produit de la surface de l'échantillon et sa densité par rapport au coefficient de direction des droites d'interpolation de ζ en fonction de l'épaisseur.

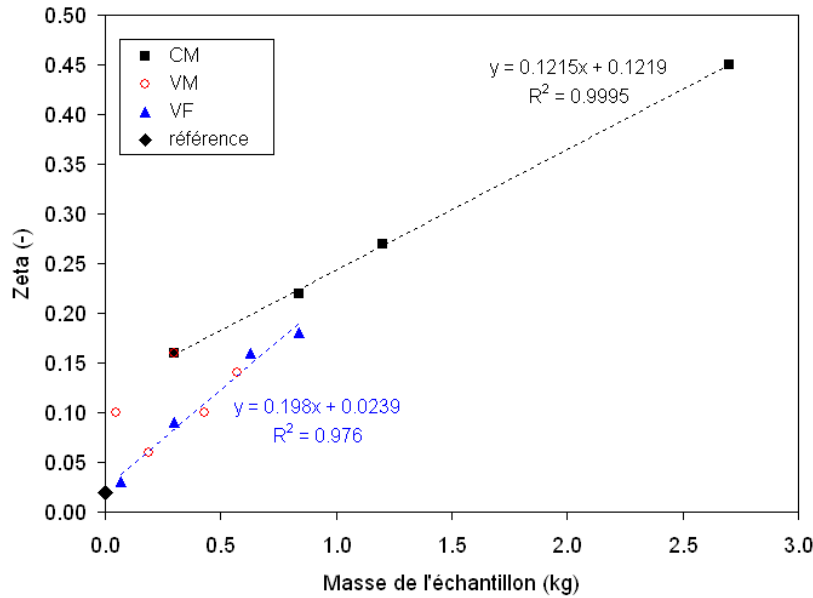


FIGURE 3.37 – Taux d'amortissement en fonction de la masse

Il faut noter que la variation du taux d'amortissement ne peut pas être décrite par une seule interpolation.

Le taux d'amortissement peut être exprimé comme

$$\zeta = c/c_c \quad (3.24)$$

où

c : coefficient d'amortissement

c_c : coefficient d'amortissement critique : $c_c = 2m\omega_n$

Dans le modèle masse-ressort-amortisseur c exprime la relation proportionnelle entre la vitesse du point massique et la force de résistance. c est une constante qui dépend du milieu dans lequel le mouvement a lieu. Cette valeur décrit globalement les conditions du milieu dans lequel la plaque bouge : dans ce cas l'air, avec les extrémités de la plaque encastées aux points d'attache.

La présence d'un matériau granulaire sur la plaque change le milieu dans lequel la plaque bouge. Ceci a pour conséquence une variation de coefficient d'amortissement c , et ainsi du taux d'amortissement ζ . Le taux d'amortissement exprime la nature différente des matériaux granulaires étudiés.

3.4.1.2 Accélération de la plaque

La figure 3.38 montre la diminution de l'accélération maximale en fonction de l'épaisseur de l'échantillon. Dans le cas de la vermiculite, l'accélération maximale a tendance à stagner aux alentours d'une valeur de 18000 m/s^2 pour les échantillons avec une épaisseur de 9 cm ou plus.

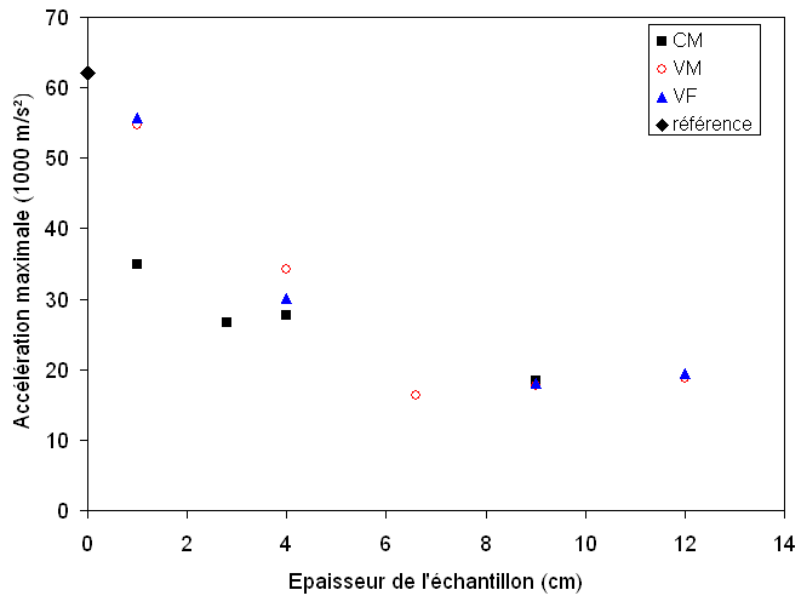


FIGURE 3.38 – Accélération maximale en fonction de l'épaisseur de l'échantillon

La figure 3.39 montre l'évolution de l'accélération maximale en fonction de la masse de l'échantillon. Si la masse devient plus importante, la diminution supplémentaire de l'accélération devient moins importante. On observe également la stagnation de l'accélération aux alentours de 18000 m/s^2 pour la vermiculite.

Pour des échantillons de masse égale, l'accélération maximale est plus faible pour les matériaux avec une densité plus faible. En effet, la densité du CM étant plus élevée que celle de la VF et de la VM, l'accélération maximale est plus grande. La vermiculite en général atténue plus l'accélération maximale que le CM pour des échantillons d'une même masse. Néanmoins, vue la dispersion relativement grande sur la mesure de l'accélération maximale, il est difficile de quantifier la performance des matériaux en termes de diminution d'accélération maximale.

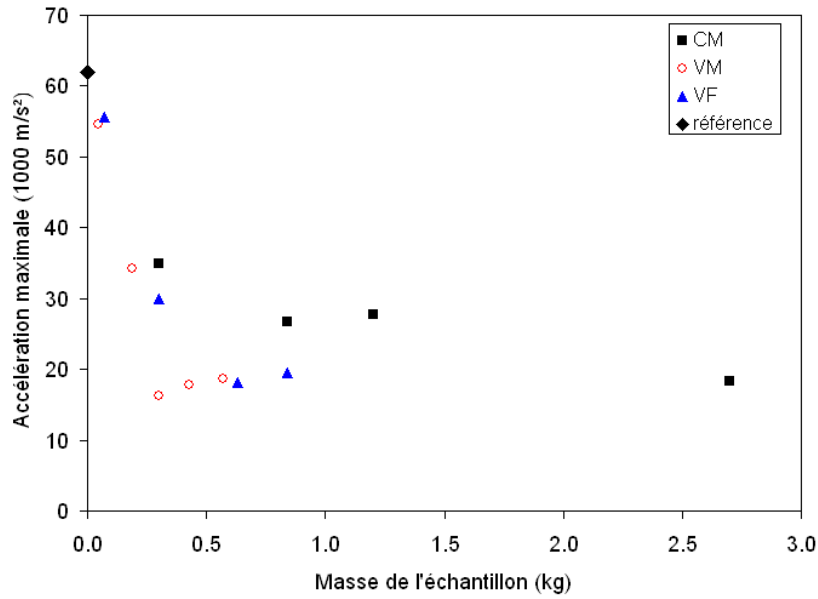


FIGURE 3.39 – Accélération maximale en fonction de la masse de l'échantillon

3.4.2 Pression et impulsion réfléchies

Dans le paragraphe 3.4.1.1 on a mis en évidence qu'il y a une forte corrélation entre la déflexion et la masse de l'échantillon. L'étude des propriétés de dissipation d'énergie des matériaux en fonction de la nature des matériaux et indépendante de la masse, ne peut pas être efficacement menée en étudiant la déflexion de la plaque uniquement. Dans ce paragraphe on étudie plus en détail la pression et l'impulsion réfléchies sur la plaque, en présence d'un échantillon de matériau granulaire.

Les figures 3.40, 3.41 et 3.42 montrent la pression sur la plaque en fonction du temps dans le cas de la présence d'un échantillon des trois matériaux considérés dans cette étude (VF, VM et CM). Dans le sens strict, cette pression n'est pas la pression réfléchie, comme l'onde incidente est partiellement réfléchie sur la face supérieure de l'échantillon. Néanmoins, on adopte le terme pression réfléchie, comme la pression sur la plaque est composée de la pression statique de l'onde incidente affaiblie, et de la pression dynamique, due au mouvement des particules d'air.

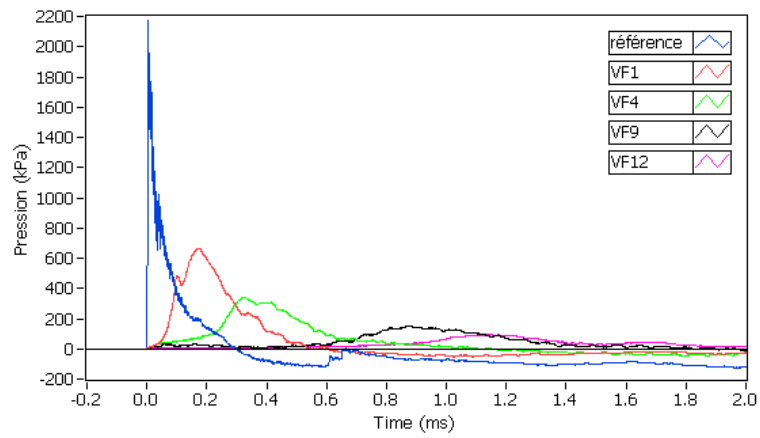


FIGURE 3.40 – Pression réfléchiée sur la plaque en présence de VF

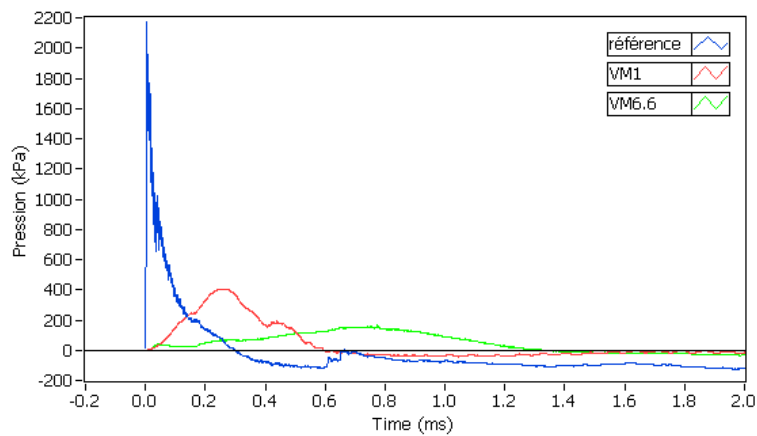


FIGURE 3.41 – Pression réfléchiée sur la plaque en présence de VM

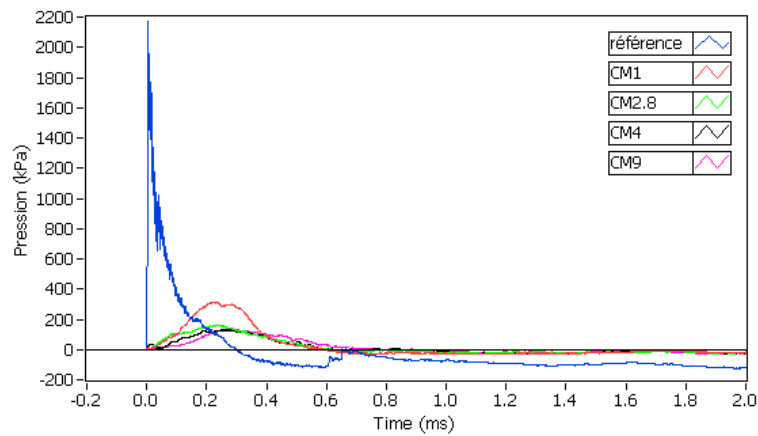


FIGURE 3.42 – Pression réfléchiée sur la plaque en présence de CM

Pour les trois matériaux on constate une atténuation forte de la surpression et une augmentation du temps de montée τ jusqu'à la pression maximale, ainsi que de la durée de la phase positive de l'onde réfléchie, notée t_r , en fonction de l'épaisseur de l'échantillon. Ceci signifie que le chargement dynamique s'effectue de manière plus progressive. Néanmoins, τ restant faible par rapport à la période T de la déflexion, l'hypothèse de la rigidité de la plaque peut être maintenue et la sollicitation de la plaque est toujours dans le domaine du chargement impulsionnel.

La figure 3.43 montre que l'augmentation de l'épaisseur H de l'échantillon granulaire tend à aplatir la courbe $P(t)$, conduisant ainsi à une diminution de la pression maximale P_G et une augmentation de la durée de la phase positive.

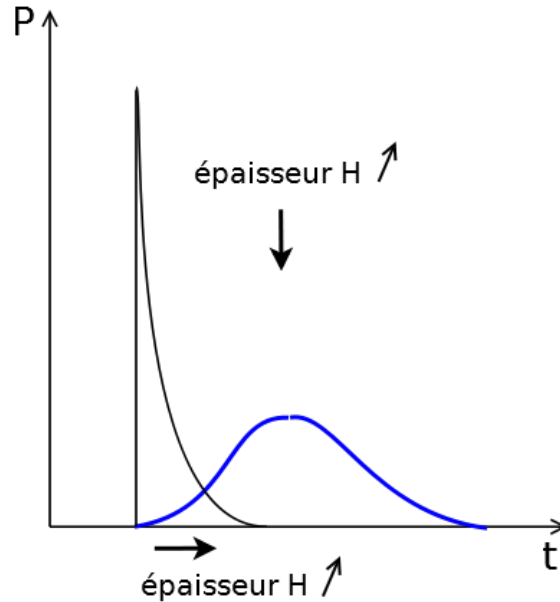


FIGURE 3.43 – Evolution de la pression en fonction de l'épaisseur de l'échantillon

Les pressions réfléchies maximales P_r et les impulsions réfléchies I_r pour les différents essais sont représentées dans les figures 3.44 et 3.45 respectivement. Bien que le nombre d'essais pour chaque type d'échantillon soit faible, il apparaît toutefois une tendance dans les résultats des essais menés. Ceci est mis en évidence de manière qualitative par le faible écart entre les points représentant des tests pour une même épaisseur et matériau, et ce tant au niveau de la pression que de l'impulsion. Pour cette raison la discussion des résultats expérimentaux sera basée sur les valeurs moyennes des pressions réfléchies maximales et des impulsions moyennes. Ces valeurs sont données dans le tableau 3.10, comme la durée de la phase positive t_r .

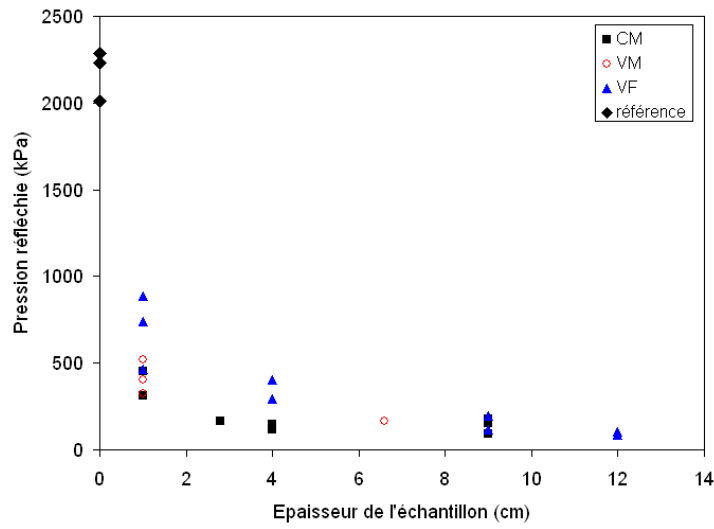


FIGURE 3.44 – Pression réfléchie maximale par essai

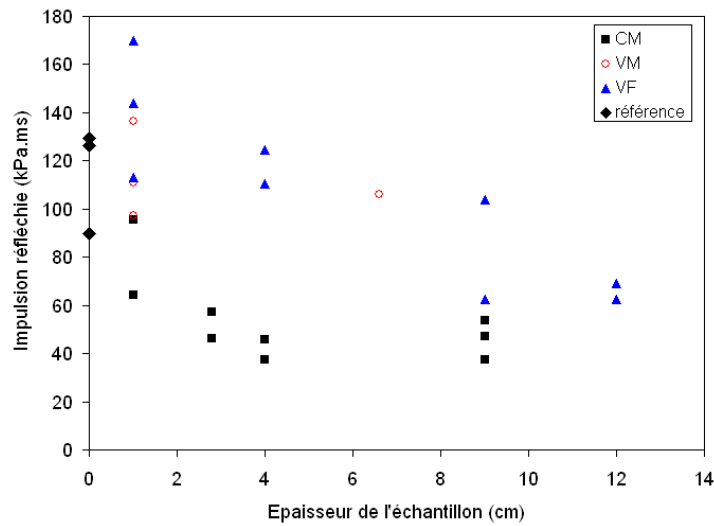
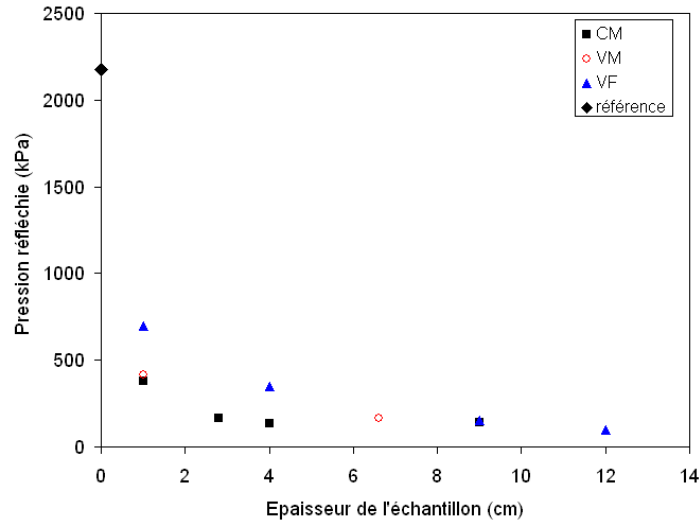


FIGURE 3.45 – Impulsion réfléchie par essai

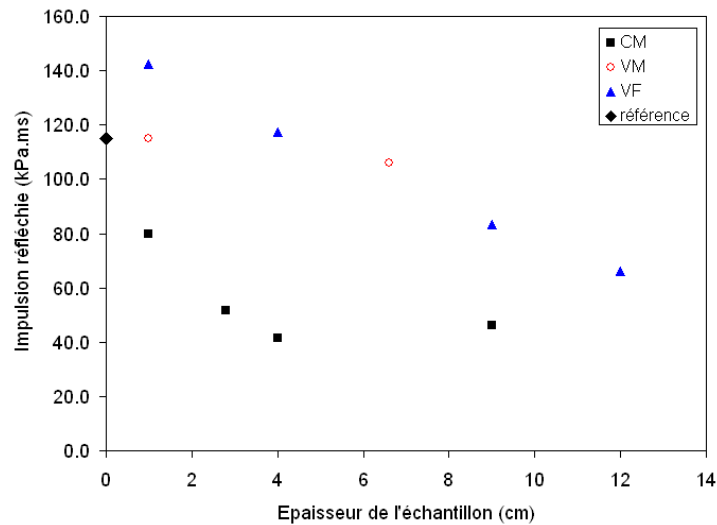
Granulat	H	P_r (kPa)	t_r (ms)	I_r (kPa.ms)
Référence	0	2175	0.298	115.2
VF	1	697	0.596	142.2
	4	347	1.153	117.6
	9	155	1.480	83.2
	12	96	2.189	66.0
VM	1	416	0.597	115.0
	6.6	167	1.331	106.2
CM	1	382	0.567	80.0
	2.8	163	0.588	51.8
	4	132	0.585	41.6
	9	140	0.737	46.0

Tableau 3.10 – Pression et impulsion réfléchies en fonction de l'épaisseur de l'échantillon

Les valeurs moyennes de P_r et de I_r pour les trois matériaux sont représentées dans les figures 3.46(a) et (b) respectivement, comme les valeurs pour la plaque de référence.



(a) P_r en fonction de H



(b) I_r en fonction de H

FIGURE 3.46 – Pression et impulsion réfléchie en fonction de l'épaisseur de l'échantillon

Au niveau de la pression réfléchie maximale, on constate immédiatement l'effet atténuateur. En effet, une couche de 1 cm de CM ou de vermiculite permet de diminuer considérablement la pression réfléchie maximale. Néanmoins, à partir d'une certaine épaisseur de l'échantillon de CM (environ 3 cm), il semble que l'efficacité tend à stagner, et ce autour d'une valeur d'environ 140 kPa. L'efficacité de la VF tend également à stagner, mais probablement autour d'une valeur plus basse et pour une épaisseur plus élevée. On note une certaine performance du CM par rapport à la VF pour de faibles épaisseurs.

Cependant, la situation expérimentale étudiée se trouve dans le domaine impulsionnel ;

l'impulsion réfléchie est donc l'effet prépondérant qui génère la sollicitation de la plaque. En ce qui concerne I_r , les tendances sont tout à fait différentes. L'impulsion subit une forte réduction pour de faibles épaisseurs de CM, suivie d'une stagnation pour des épaisseurs plus élevées (à partir d'environ 3 cm). Pour la VM il n'y a presque pas de réduction, et pour la VF il y a une augmentation considérable pour l'échantillon de 1 cm, ce qui signifie que le chargement sur la plaque est plus élevé. Cette augmentation de I_r est suivie d'une diminution qui tend à rattraper celle du CM pour des épaisseurs plus importantes.

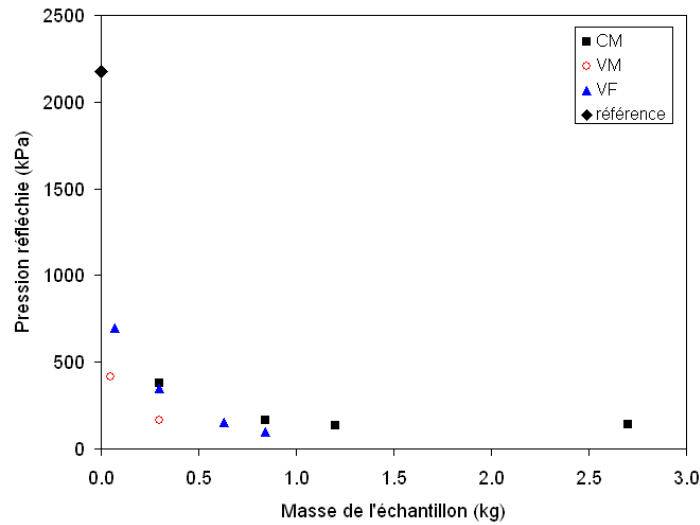
Les figures 3.47a et 3.47b montrent l'évolution de P_r et I_r en fonction de la masse de l'échantillon. En ce qui concerne la pression maximale, on constate également une forte atténuation suivie d'une stagnation. Il est remarquable que l'évolution de P_r pour la VF est fort rapprochée de celle de CM, surtout pour les échantillons de faible masse (jusqu'à 300 g). Néanmoins, la différence a tendance à s'agrandir pour les échantillons plus lourds, et l'épaisseur à partir de laquelle il y a une stagnation semble différer pour les deux matériaux. Ceci pourrait exprimer la nature différente des matériaux.

En ce qui concerne l'impulsion réfléchie, il y a une différence considérable en I_r pour les échantillons avec une même masse. L'atténuation de l'impulsion se fait de manière beaucoup plus forte pour le CM que pour la VF. On note une diminution de l'impulsion réfléchie en fonction de la masse de l'échantillon. Pour la CM on observe une stagnation à partir d'une masse d'environ 840 g autour d'une valeur de 46 kPa.ms. L'ajout d'une masse de 1860 g, ou d'une couche de 5 cm de CM n'a aucun effet d'atténuation supplémentaire. Pour la VF on ne voit pas de stagnation, mais le gain relatif de la masse supplémentaire du dernier échantillon est déjà plus petit que celui des autres.

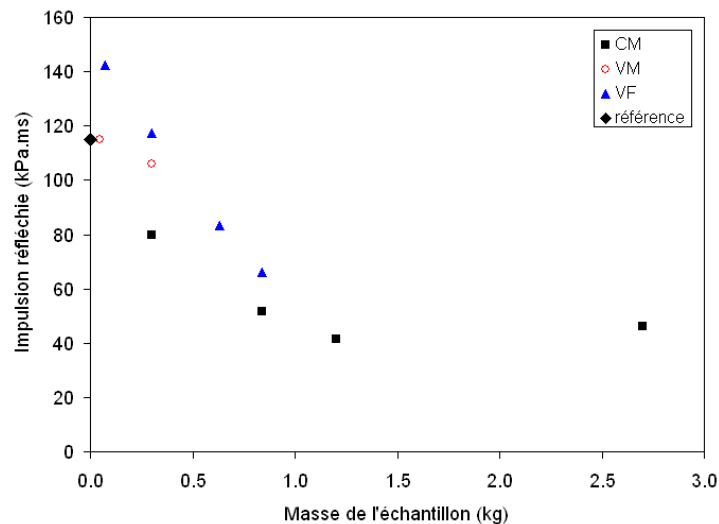
Pour expliquer la différence entre l'évolution de P_r et I_r on étudie la durée de la phase positive (figure 3.48). On constate que le temps de montée τ augmente fortement en fonction de la masse de l'échantillon de vermiculite. Par contre, après une première augmentation par un facteur deux, τ reste à peu près constant pour le CM (au dernier échantillon près). τ est plus élevé pour la vermiculite que pour le CM, pour toutes les masses. Comme l'impulsion est égale à l'intégrale de la pression sur le temps ($I(t) = \int_{t_a}^t P(t)dt$), l'impulsion sur la plaque est plus faible pour des échantillons de CM que pour des échantillons de VF. L'évolution différente de τ en fonction de la masse pour les différents matériaux est une mesure de la nature des matériaux.

Le logiciel CONWEP, basé sur une base de donnée de [103], permet de calculer l'impulsion réfléchie sur une surface rigide en fonction de la distance. La diminution de l'impulsion réfléchie, agissant sur la plaque, peut être remplacée par une augmentation équivalente de la distance de la plaque par rapport à la charge explosive. La relation entre l'impulsion réfléchie et la distance équivalente est représentée dans la figure 3.49. Elle est décrite par la fonction du type puissance $d_q = 21.75P^{-0.85}$.

La figure 3.50 montre la distance équivalente D_{eq} pour chaque type d'échantillon, respectivement en fonction de l'épaisseur et en fonction de la masse. On note que, après la diminution pour l'échantillon le plus léger, la distance équivalente pour les échantillons de VF augmente dans la même mesure que pour les échantillons de CM en fonction de la masse.



(a) P_r en fonction de m



(b) I_r en fonction de m

FIGURE 3.47 – Pression réfléchie maximale et impulsion réfléchie en fonction de la masse de l'échantillon

3.4.3 Relation entre l'impulsion réfléchie et la déflexion

Dans les paragraphes précédents, la période, la déflexion, l'accélération maximale, la pression réfléchie maximale et l'impulsion réfléchie ont été étudiées en fonction de l'épaisseur de l'échantillon et en fonction de la masse de l'échantillon. Comme l'expérience se situe dans le domaine du chargement impulsionnel, il est intéressant d'étudier s'il y a une relation entre l'impulsion réfléchie et une des grandeurs qui décrivent la déformation de la plaque dans le temps, c'est à dire la période, la déflexion et l'accélération maximale. En appliquant le modèle masse-ressort-amortisseur sur le système, on a montré l'influence

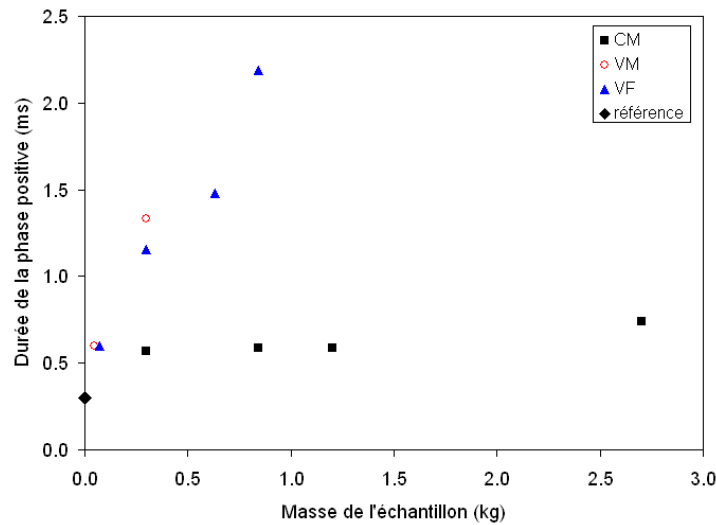


FIGURE 3.48 – Durée de la phase positive de l’onde réfléchie en fonction de la masse de l’échantillon

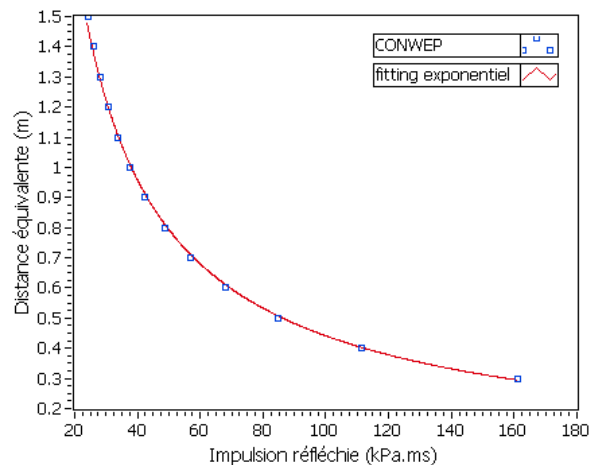
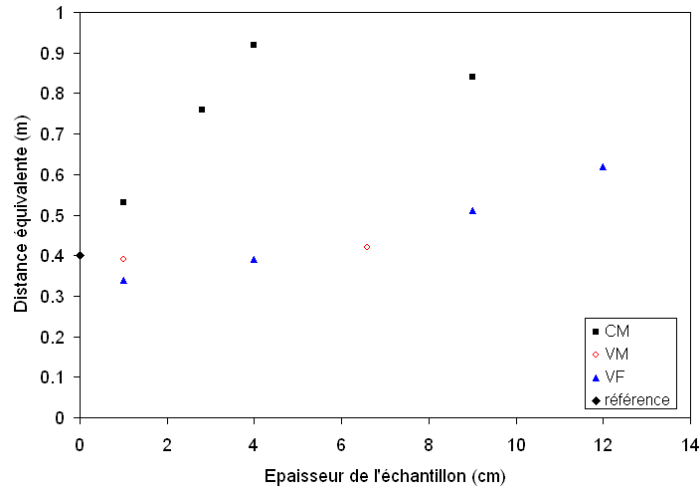


FIGURE 3.49 – Distance équivalente en fonction de l’impulsion réfléchie

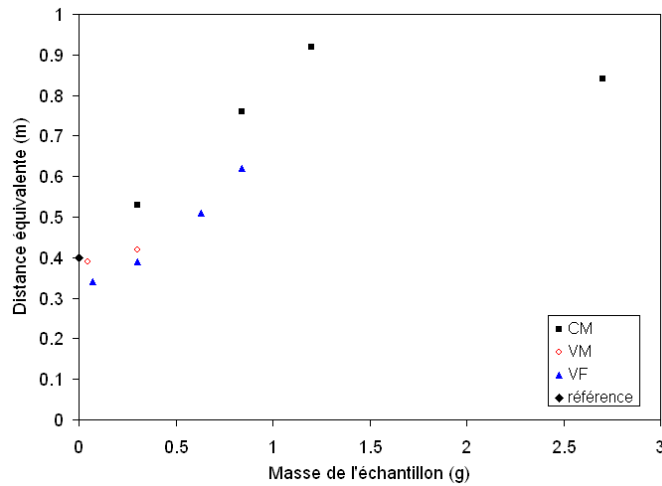
importante de la masse de l’échantillon sur ces grandeurs. Pour cette raison on étudie la relation entre l’impulsion et la déflexion sur la base des échantillons avec une même masse. La déflexion est préférée aux deux autres grandeurs, comme elle est fonction de la nature du matériau granulaire (contrairement à la période) et à cause d’une meilleure reproductibilité des résultats expérimentaux (par rapport à l’accélération).

Les figures 3.33 et 3.47b sont combinées, ce qui nous conduit à la figure 3.51. Comme I_r n’évolue pas dans la même mesure en fonction de la masse que la déflexion maximale d , l’interpolation des résultats des deux matériaux est différente. Cette différence exprime la nature différente des matériaux.

On note encore que la droite d’interpolation pour le CM passe à peu près par le point de référence, tandis que celle pour la VF passe en-dessous de ce point. Pour les échantillons



(a) D_{eq} en fonction de H



(b) D_{eq} en fonction de m

FIGURE 3.50 – Distance équivalente en fonction de l'épaisseur et de la masse de l'échantillon

les plus légers de VF il y a en effet une augmentation de I_r , suivie d'une diminution. Malgré l'augmentation en impulsion réfléchie, il y a une diminution en déflexion, ce qui est exprimée par la position de la droite d'interpolation en-dessous du point de référence.

La figure 3.51 montre que la présence d'un échantillon de matériau granulaire provoque un changement de l'impulsion réfléchie sur la plaque, et un changement de la déflexion de la plaque. Ces variations peuvent être exprimées en fonction de la masse de l'échantillon. Néanmoins, il est intéressant d'étudier dans quelle mesure la variation de l'impulsion contribue à la diminution de la déflexion, pour évaluer le potentiel atténuateur du matériau même.

La déflexion d'une structure, décrite par un système masse-ressort avec un degré de liberté, mais sans amortisseur, est décrite par la formule 3.25 :

$$d = \frac{I_r \cdot \omega_n}{k} = \frac{I_r}{\sqrt{m_{tot} \cdot k}} \quad (3.25)$$

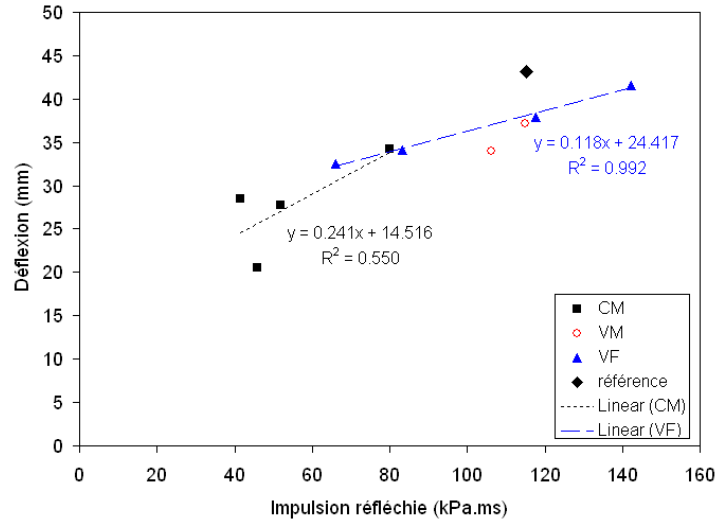


FIGURE 3.51 – Déflexion de la plaque en fonction de l'impulsion réfléchie

Comme la constante de ressort k peut être décrite en fonction de la masse, la déflexion est fonction de l'impulsion réfléchie I_r et la masse totale m_{tot} . Pour les essais avec un échantillon, donc avec un amortisseur, on considère maintenant des couples d'essais possédant une même masse, et constitués du même matériau. Alors, pour ces couples les conditions d'essai sont égales ; il n'y a donc pas d'influence de ζ . La variation de ω_n et de k peut être négligée, et le rapport suivant est établi :

$$\frac{d_1}{d_2} = \frac{I_{r-1}}{I_{r-2}} \quad (3.26)$$

Cette formule permet d'établir des rapports de déflexions qui correspondent avec des rapports d'impulsions. La figure 3.52 présente les rapports des déflexions en fonction des rapports des impulsions. Malgré les différences en masse et matériau, ces points se trouvent plus ou moins sur une droite :

$$\frac{d_1}{d_2} = 0.1513 \frac{I_{r-1}}{I_{r-2}} + 0.8451 \quad (3.27)$$

Une corrélation acceptable ($R^2 = 0.6688$) découle de cette analyse, bien qu'une quantité de données supplémentaires aurait été bénéfique quant à la précision de la relation retrouvée. Le point de référence correspondant au point (1,1) est fixé sur base des valeurs moyennes de l'impulsion réfléchie et de la déflexion de la plaque seule. Pour une gamme d'impulsions réfléchies entre 40 kPa.ms et 170 kPa.ms la formule 3.27 donne la relation approximative entre la déflexion et l'impulsion réfléchie. On note qu'un changement en impulsion réfléchie de 20 % résulte dans un changement de déflexion de moins de 5 %.

Il est possible de déduire l'effet de l'atténuation en impulsion sur la déflexion de la plaque. Pour une impulsion réfléchie donnée, le rapport des déflexions peut être calculé. A l'aide de la déflexion maximale de la plaque de référence, la déflexion correspondant à l'impulsion donnée est obtenue. Pour la campagne d'essais, les résultats moyens pour le CM et la VF sont présentés dans les figures 3.53a et 3.53b.

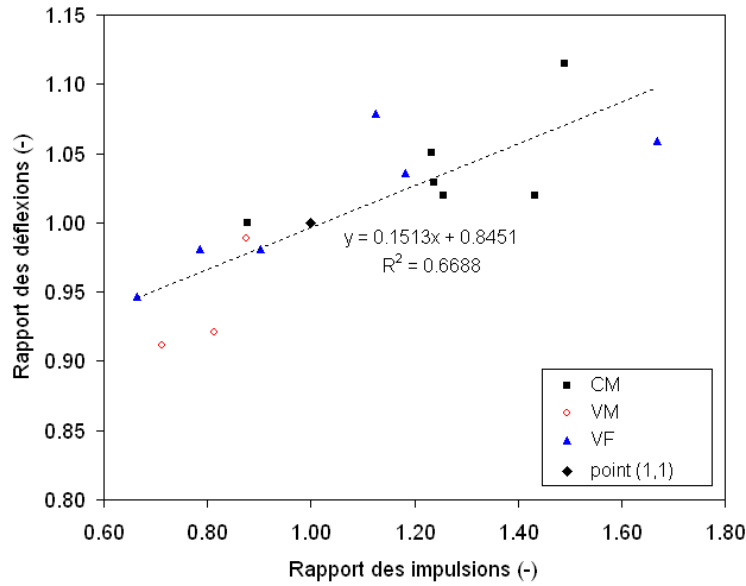


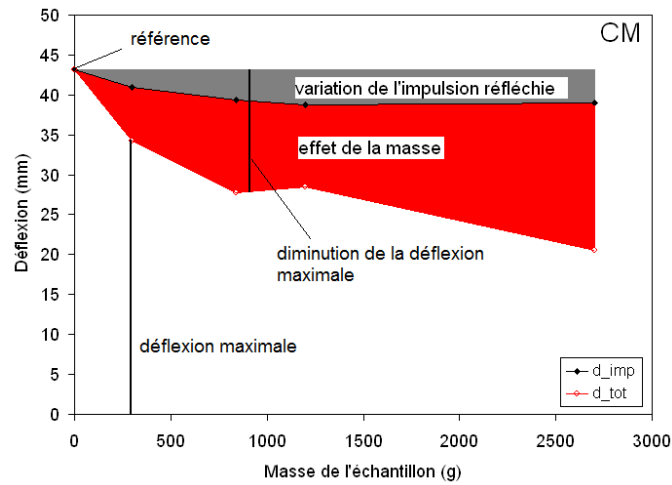
FIGURE 3.52 – Corrélation entre les rapports de déflexions et les rapports d'impulsions

Ces déflexions sont les déflexions qui seraient obtenus, quand la plaque seule est soumise à une impulsion réfléchie donnée. La diminution de l'impulsion ne provoque pas une grande diminution en déflexion de la plaque. La diminution de la déflexion est principalement due à la masse de l'échantillon, qui influence le taux d'amortissement ζ . Dans la figure 3.53b pour la VF, la zone hachurée recouvre l'augmentation de la déflexion due à l'augmentation de l'impulsion réfléchie. Cet effet est totalement compensé par l'effet de la masse de l'échantillon.

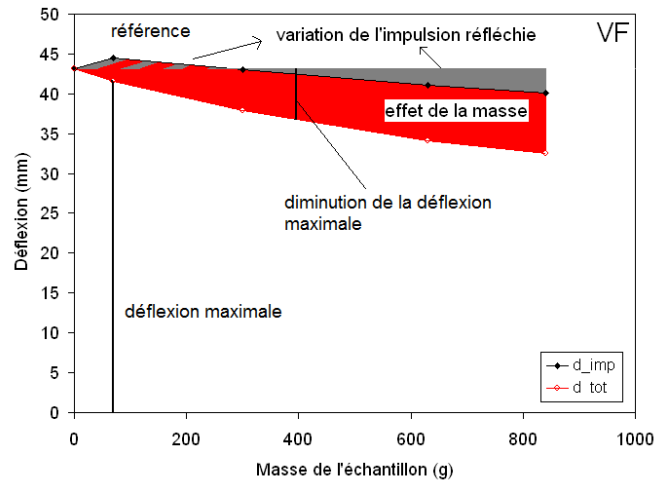
La différence dans le comportement des matériaux se manifeste par la différence dans la contribution de l'impulsion réfléchie et par la différence dans la contribution de l'effet de la masse, surtout en valeurs absolues, mais également en valeurs relatives. La figure 3.54 montre la contribution relative de la diminution de I_r à la diminution de la déflexion en fonction de la masse de l'échantillon. Pour le CM cette contribution est d'environ 24 %. Pour la VF il y a une contribution négative pour les échantillons les plus légers, suivie d'une augmentation de cette contribution jusqu'à une valeur d'environ 24 % pour les échantillons plus lourds. Néanmoins, en valeurs absolues la contribution est plus petite pour la VF que pour le CM.

3.5 Synthèse

Dans ce chapitre, trois granulats sont étudiés : le Crushmat[®], un matériau céramique granulaire, et deux types de vermiculite (fine et medium), dont une courbe granulométrique est déterminée. Un essai oedométrique est effectué pour déterminer la courbe contrainte-déformation du Crushmat[®] et de la vermiculite fine et medium. Pour atteindre un même niveau de déformation, la pression appliquée sur le Crushmat[®] est deux ordres de gran-



(a) Crushmat®



(b) Vermiculite fine

FIGURE 3.53 – Déflexion en fonction de la masse de l'échantillon

deurs plus grande que sur la vermiculite. La courbe contrainte-déformation du Crushmat® se trouve au début de la courbe contrainte-déformation du fabriquant.

Ce chapitre propose une procédure expérimentale, basée sur les travaux de Nesterenko et al. [8]. Le dispositif consiste en une plaque en aluminium, appelée plaque de référence, sur laquelle est posé un échantillon d'un matériau granulaire. La charge se trouve au dessus du centre de l'échantillon et est limitée pour que la plaque en aluminium ne subisse pas de déformation plastique quand elle est soumise à une onde de choc. La méthode proposé permet à la fois la mesure des pressions incidente et réfléchie, et de la déflexion et l'accélération du centre de la plaque en fonction du temps.

Malgré la fabrication artisanale de la charge explosive, une bonne répétabilité du profil de pression est atteinte. La durée de la phase positive étant deux ordres de grandeur plus petite que la période de la plaque de référence, le chargement est dans le domaine impul-

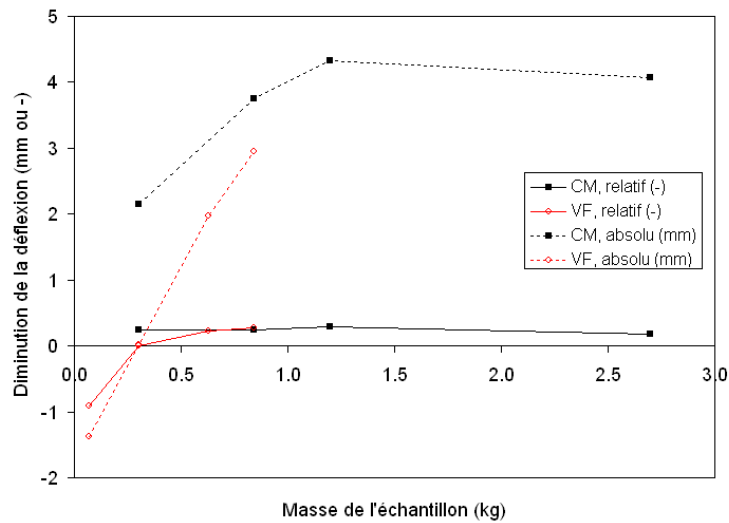


FIGURE 3.54 – La diminution en déflexion absolue et relative en fonction de la masse de l'échantillon (CM et VF)

sionnel. La pression réfléchi sur la plaque de référence étant 5.8 fois plus grande que la pression incidente, le choc peut être considéré comme un choc fort. Pendant l'application de la sollicitation sur la plaque, la déflexion de celle-ci est négligeable ; la plaque peut être considérée comme étant rigide pendant cet intervalle de temps. Ceci permet de comparer les résultats expérimentaux à ceux résultant de formules semi-empiriques.

Malgré la durée très courte du phénomène et les difficultés de mesure associées, la dispersion sur la mesure de la déflexion est acceptable, et les courbes donnent globalement le même résultat. Le comportement de la plaque de référence est décrit par un système masse-ressort-amortisseur à un degré de liberté, avec une faible valeur du taux d'amortissement. Les mesures avec l'accéléromètre confirment la mesure de la déflexion avec le capteur de déplacement.

Le pouvoir atténuateur du matériau granulaire est étudié au niveau de la pression et l'impulsion réfléchies, la déflexion et l'accélération.

La période du système (plaque-granulat) augmente dans la même mesure pour les trois granulats en fonction de la masse de l'échantillon. L'augmentation de la période est plus grande que l'augmentation prédite par le modèle masse-ressort-amortisseur dans le cas d'une augmentation de la masse seule. L'ajout d'un échantillon sur la plaque a une influence sur la constante de ressort k . Elle ne dépend pas de la nature du granulat ; elle diminue en fonction de la masse de l'échantillon. Comme la période dépend de la constante de ressort, une expression analytique de la période en fonction de la masse de l'échantillon a pu être établie.

La déflexion maximale de la plaque dans le système (plaque-granulat) diminue de façon linéaire en fonction de l'épaisseur et en fonction de la masse de l'échantillon, mais le coefficient directeur pour le Crushmat[®] est différent de celui pour les deux types de vermiculite. Afin de faire correspondre la modèle masse-ressort-amortisseur aux courbes expérimentales de l'évolution de la déflexion dans le temps, le taux d'amortissement ζ a dû être adapté.

Une méthode pour déterminer une relation entre la déflexion maximale et le taux d'amortissement est établie pour les trois matériaux. La variation du taux d'amortissement du Crushmat[®] en fonction de la masse, et de l'épaisseur de l'échantillon est différente de celle de la vermiculite. Le taux d'amortissement exprime la nature différente des matériaux.

L'accélération maximale de la plaque dans le système (plaque-granulat) diminue en fonction de l'épaisseur de l'échantillon. Pour des échantillons avec une masse égale, l'accélération maximale est plus petite pour l'échantillon avec une densité plus faible.

La pression réfléchie maximale diminue en fonction de l'épaisseur et en fonction de la masse de l'échantillon. Par contre, pour l'impulsion réfléchie on observe une augmentation pour l'échantillon de vermiculite fine avec une épaisseur de 1 cm, suivie par une diminution pour les autres échantillons. Pour tous les échantillons de Crushmat[®], l'impulsion réfléchie est plus petite que la valeur de référence. Pour le Crushmat[®], on observe une stagnation de la diminution de la pression réfléchie et de l'impulsion réfléchie à partir d'une épaisseur de l'échantillon égale à 4 cm.

On peut noter que le comportement des deux types de vermiculite est comparable.

Une relation est établie entre l'impulsion réfléchie et la déflexion pour déterminer dans quelle mesure la diminution de la déflexion est due à l'atténuation de l'impulsion réfléchie, et dans quelle mesure elle est due à la présence d'une masse supplémentaire. On constate que l'effet de la masse supplémentaire est prépondérante.

Chapitre 4

Etude expérimentale balistique d'un matériau granulaire

Dans ce chapitre, l'impact d'une bille dans un matériau granulaire est étudié. Un protocole expérimental spécifique a été réalisé en vue du suivi de la vitesse du projectile. Ce système est basé sur l'ouverture d'un circuit électrique. Des formules analytiques sont proposées pour évaluer la pénétration d'une bille dans le granulat. L'accent de cette étude est mis sur la tenue du Crushmat[®] à l'impact balistique.

Sommaire

4.1	Dispositif expérimental	100
4.2	Etude préliminaire	102
4.3	Impact d'une bille dans un matériau céramique granulaire . .	107
4.3.1	Vitesse de la bille en fonction de la distance de pénétration . . .	108
4.3.2	Energie absorbée en fonction de la distance de pénétration . . .	110
4.4	Synthèse	112

4.1 Dispositif expérimental

La figure 4.1 présente une vue de dessus du dispositif expérimental ; le dispositif réel est présenté dans la figure 4.2. Un canon Sabre (1) avec un tube de 7,62 mm est utilisé pour lancer les projectiles. L'échantillon de matériau granulaire (2) se trouve dans un bac de bois, avec la face avant à 2.5 m de la bouche du canon.

La mesure de la vitesse d'impact et la vitesse résiduelle du projectile se fait à l'aide d'un radar Doppler (3) avec une fréquence de transmission de 10.525 GHz, placé à côté du canon. Dans l'échantillon, des feuilles balistiques (4) sont placées à des intervalles fixes pour détecter l'instant de passage. Les feuilles balistiques consistent en une feuille polymère, sur laquelle est imprimé un circuit électrique. Quand la feuille est placée dans la chaîne de mesure, le circuit est fermé. Par le passage d'un projectile à travers la feuille, le circuit est interrompu, et un changement de tension est mesuré. La détection des instants de passage par un chronomètre, couplé aux feuilles balistiques dans les boîtiers (5), permet d'obtenir l'évolution de la vitesse dans l'échantillon.

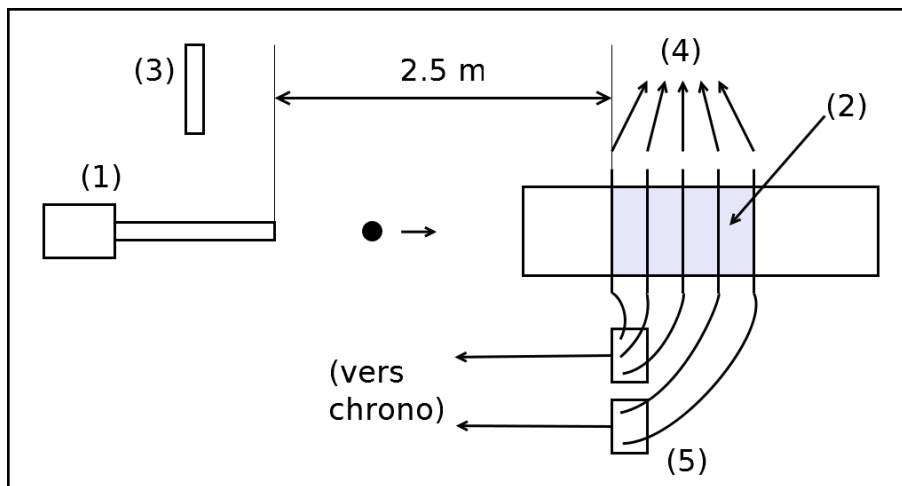


FIGURE 4.1 – Dispositif expérimental (vue de dessus)

Lors d'une étude préliminaire, les matériaux granulaires étudiés sont le Crushmat[®], la vermiculite fine et la vermiculite medium, dont les caractéristiques sont données dans la section 3.1. Comme les performances du Crushmat[®] sont supérieures en termes d'absorption d'énergie par rapport à la vermiculite, ce matériau est étudié plus en détail. En plus, la céramique est un matériau fréquemment utilisée pour des plaques de protection dures dans des vestes pare-balle. Le matériau granulaire est simplement versé dans le bac, sans aucune manipulation supplémentaire.

Le projectile est une bille en acier, avec un diamètre de 5.556 mm et une masse de 0.7 g. La bille est placée dans une munition 'Accelerator' adaptée (figure 4.3). Cette munition est destinée à lancer des balles de 5.56 mm avec un tube de 7.62 mm, afin d'atteindre des vitesses plus élevées. La balle se trouve dans un sabot, qui est placé dans la douille. La douille est serti autour du sabot afin de garantir une bonne étanchéité. Afin de lancer un autre projectile, la balle de 5.56 mm est enlevée, et remplacée par la bille en acier. Cette manipulation est la cause d'une dispersion plus grande sur la vitesse à la bouche. En effet,

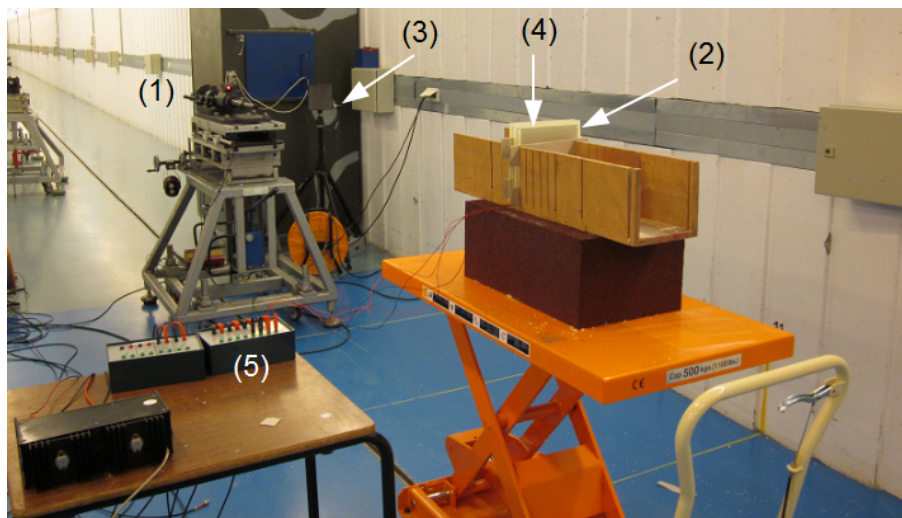


FIGURE 4.2 – Dispositif expérimental

l'étanchéité entre le sabot et la bille ne peut pas être assurée, ce qui peut provoquer des pertes de gaz de combustion. Une perte de gaz correspond à une perte de pression dans la chambre de combustion, ce qui a pour conséquence directe une vitesse à la bouche plus petite que la vitesse nominale. Néanmoins, il est possible d'atteindre une vitesse à la bouche de 1200 m/s, qui est proche de la vitesse des fragments d'un engin explosif.



FIGURE 4.3 – Munition utilisée pour les essais d'impact

La figure 4.4 montre les détails de l'échantillon instrumenté avec les feuilles balistiques, qui sont placées dans l'échantillon avec une distance intermédiaire de 3 cm. A la face avant et la face arrière, la feuille peut gonfler à l'extérieur à cause de la pression des grains. Il est veillé à ce que ce gonflement est limité à 5 mm. Le versement du matériau granulaire dans le bac est fait de telle façon que les feuilles à l'intérieur de l'échantillons restent planes. Les feuilles sont composées d'un circuit électrique imprimé sur une feuille en polymère avec une épaisseur de 0.1 mm. Ce circuit est relié à une source de tension via des boîtiers d'interruption. Les boîtiers d'interruption sont reliés à un chronomètre commun. Le nombre de feuilles est limité à huit, le nombre de canaux disponible du chronomètre. Quand un projectile coupe le circuit électrique, la tension chute instantanément à zéro. Ce changement de tension est enregistré et l'instant de coupure du circuit est déterminé

par le chronomètre. Les instants de coupure, et donc de passage de la bille, sont utilisés pour calculer la vitesse moyenne de la bille dans la zone de l'échantillon entre les feuilles balistiques.

Pour la coupure du circuit on admet que :

- le circuit est coupé dans un intervalle de temps égal pour toutes les feuilles balistiques, indépendamment de la position dans l'échantillon et de la vitesse de la bille.
- la feuille balistique ne bouge pas entre le premier contact avec le projectile et la coupure du circuit.

On admet également l'hypothèse que l'influence de la présence des feuilles balistiques sur l'évolution de la vitesse de la bille est négligeable.

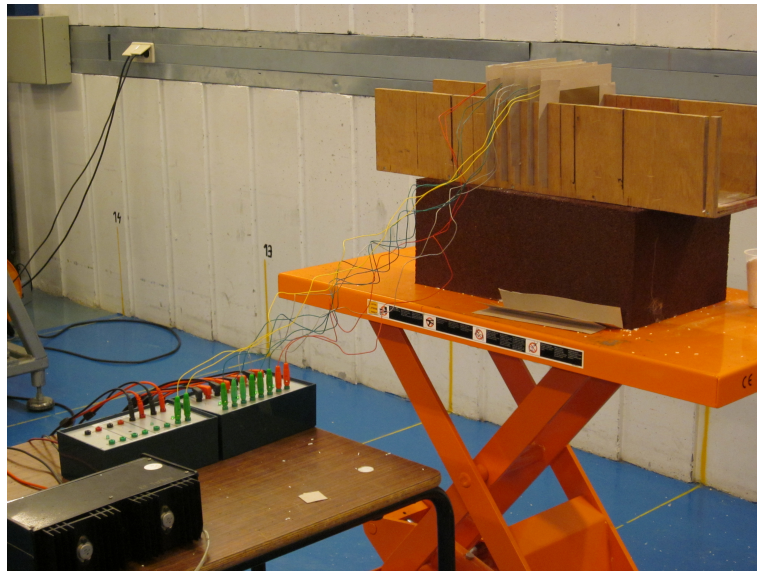


FIGURE 4.4 – Circuit de mesure

4.2 Etude préliminaire

Lors de l'étude préliminaire, la vitesse d'impact et la vitesse résiduelle sont mesurées à l'aide des feuilles balistiques, à quelques centimètres devant et derrière l'échantillon. Dans l'échantillon, les feuilles balistiques se trouvent à des distances entre 3 et 5 cm. Le reste du dispositif reste inchangé par rapport à la description dans le paragraphe 4.1.

La figure 4.5 montre l'évolution de la vitesse de la bille en fonction de la distance dans l'échantillon. L'axe vertical $x = 0$ correspond à la face d'impact de l'échantillon. Les vitesses mesurées à quelques centimètres devant cette face sont les vitesses d'impact. Il est supposé que la perte de vitesse sur cette distance dans l'air est négligeable (représenté par les lignes horizontales). Les vitesses résiduelles sont déterminées de la même façon. Un résumé des résultats est présenté dans l'annexe C.

Les lignes verticales représentent les faces arrières des échantillons de 3, 12 et 18 cm. Les échantillons CM3, VF12 et VM18 ont plus ou moins la même masse (400 g). Un échantillon de CM avec une épaisseur de 18 cm est étudié pour comparaison.

La vitesse de la bille est mesurée comme une vitesse moyenne entre deux feuilles balistiques. La vitesse ne diminue pas de façon linéaire dans l'échantillon. Néanmoins, en première approximation, on considère que l'évolution de la vitesse entre deux feuilles balistiques est linéaire. La vitesse moyenne entre deux feuilles est donc représentée au milieu des deux feuilles avec lesquelles elle est déterminée.

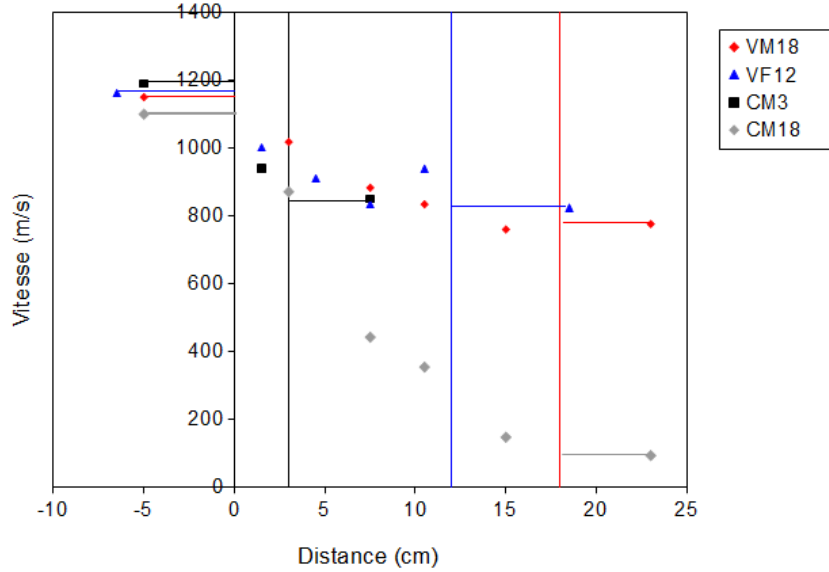


FIGURE 4.5 – Vitesse de la bille en fonction de la profondeur de pénétration

Comme la vitesse d'impact V_{imp} est caractérisée par une dispersion, la vitesse relative V_{rel} est utilisée comme base de comparaison. Celle-ci est définie comme :

$$V_{rel} = \frac{V}{V_{imp}} \quad (4.1)$$

La figure 4.6 reprend les résultats de la figure 4.5, mais en vitesse relative V_{rel} .

On constate que la vitesse résiduelle relative $V_{res,rel}$ est à peu près égale pour les trois échantillons avec une masse égale : pour CM3, VF12 et VM18, $V_{res,rel}$ est à peu près égal à 0.70. La diminution de la vitesse varie en fonction du matériau. En effet, dans le CM, caractérisé par la densité la plus élevée et la porosité la moins élevée, la vitesse diminue plus vite que dans la VF. La vitesse diminue plus vite dans la VF que dans la VM.

L'impact peut être considéré comme un impact hydrodynamique, ce qui signifie que la résistance du matériau est négligée par rapport à la pression dynamique P_{dyn} :

$$R \ll P_{dyn} = \frac{1}{2}\rho V^2 \quad (4.2)$$

où ρ est la densité du milieu (le matériau granulaire), et V la vitesse du projectile. L'équilibre des forces est esquissée dans la figure 4.7. La bille est soumise à deux forces : la gravité et une force de résistance.

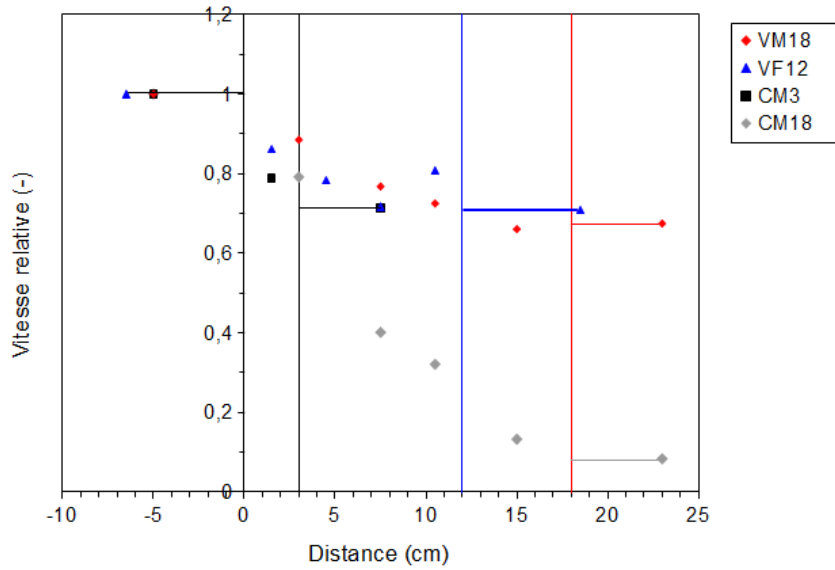


FIGURE 4.6 – Vitesse de la bille en fonction de la profondeur de pénétration - résultats expérimentaux

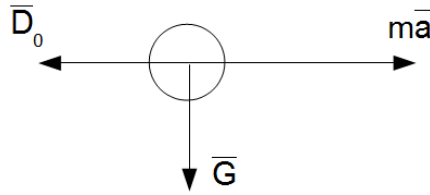


FIGURE 4.7 – Forces appliquées sur la bille

On admet que la trajectoire dans les échantillons est rectiligne et horizontale. La décélération de la bille peut être exprimée comme :

$$\bar{D} + \bar{G} = m_{bille} \cdot \bar{a} \quad (4.3)$$

où \bar{G} est la gravité, \bar{D} est la force de résistance hydrodynamique, et \bar{a} la décélération de la bille.

Après projection sur l'axe horizontale, on obtient :

$$-D = m_{bille} \cdot a \quad (4.4)$$

La force de résistance hydrodynamique est exprimée, en analogie avec la traînée, comme :

$$D = \frac{1}{2} \cdot \rho \cdot S \cdot C_{D_0} \cdot V^2 \quad (4.5)$$

où

ρ : la densité du milieu dans lequel la bille se trouve

S : la section plane de la bille ($S = \frac{\pi d^2}{8}$, avec d le diamètre de la bille)

C_{D_0} : le coefficient de traînée pour un angle d'obliquité égal à zéro

V : la vitesse de la bille

Comme on considère que la trajectoire est rectiligne et horizontale et comme le projectile est une sphère, l'angle d'obliquité est constant et égal à zéro. Le coefficient de traînée C_{D_0} varie en fonction du nombre de Mach $M = V/c$, avec c la vitesse du son du milieu. La vitesse du son c dépend du module d'élasticité E et la densité ρ du milieu de propagation : $c = \sqrt{E/\rho}$. En première approximation, on admet une valeur constante pour C_{D_0} en fonction de la vitesse.

La formule 4.4 peut être écrite comme :

$$-\frac{1}{2} \cdot \rho \cdot S \cdot C_{D_0} \cdot V^2 = m_{bille} \cdot \frac{dV}{dt} \quad (4.6)$$

Après intégration, et en posant que $\frac{dV}{dt} = V \frac{dV}{dx}$, on obtient la vitesse en fonction de la profondeur de pénétration x :

$$V = V_0 \cdot e^{-\frac{\rho S C_{D_0}}{2m_{bille}} \cdot x} \quad (4.7)$$

La formule 4.7 peut être écrite dans la forme suivante pour calculer le coefficient de traînée (figure 4.8) :

$$C_{D_0} = \frac{2m_{bille}}{S\rho} \cdot \frac{\ln(v_1/v_2)}{(x_2 - x_1)} \quad (4.8)$$

Comme, en première approximation, on considère que C_{D_0} ne dépend pas de la vitesse, on calcule sa valeur moyenne sur la trajectoire totale dans l'échantillon.

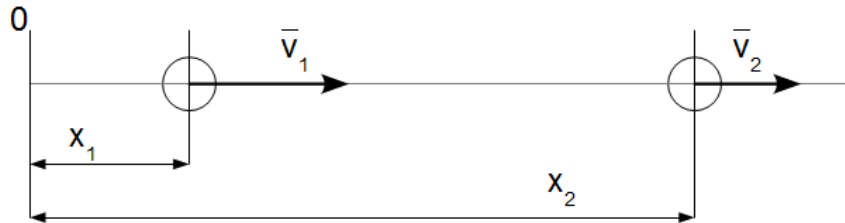


FIGURE 4.8 – Détermination de C_{D_0}

Le tableau 4.1 reprend les vitesses d'impact, les vitesses résiduelles et la valeur moyenne de C_{D_0} pour chaque échantillon.

Le coefficient de traînée C_{D_0} n'est pas égal dans les échantillons CM3 et CM18, ce qui signifie que l'influence de la vitesse sur C_{D_0} n'est pas négligeable. Néanmoins, en première approximation, on prend la valeur moyenne ($C_{D_0} = 1.2047$) pour étudier l'évolution de la vitesse dans le CM.

La figure 4.9 montre la relation 4.7, avec les valeurs de C_{D_0} du tableau 4.1. Pour le CM, l'évolution de la vitesse est bien approchée par la relation 4.7, même avec une valeur moyenne pour le coefficient de traînée. Par contre, pour la VF et la VM, le modèle n'est pas capable de bien décrire l'évolution de la vitesse.

CHAPITRE 4. ETUDE EXPÉRIMENTALE BALISTIQUE D'UN MATÉRIAU GRANULAIRE

Matériau	Epaisseur (cm)	V_{imp} (m/s)	V_{res} (m/s)	C_{D_0} (-)
VM	18	1149	775	1.3298
VF	12	1161	823	1.1827
CM	3	1190	849	1.0832 (1.2047)*
CM	18	1099	92	1.3262 (1.2047)*

* valeur moyenne pour les deux échantillons de CM

Tableau 4.1 – Coefficient de traînée pour la trajectoire de la bille dans échantillons des matériaux granulaires

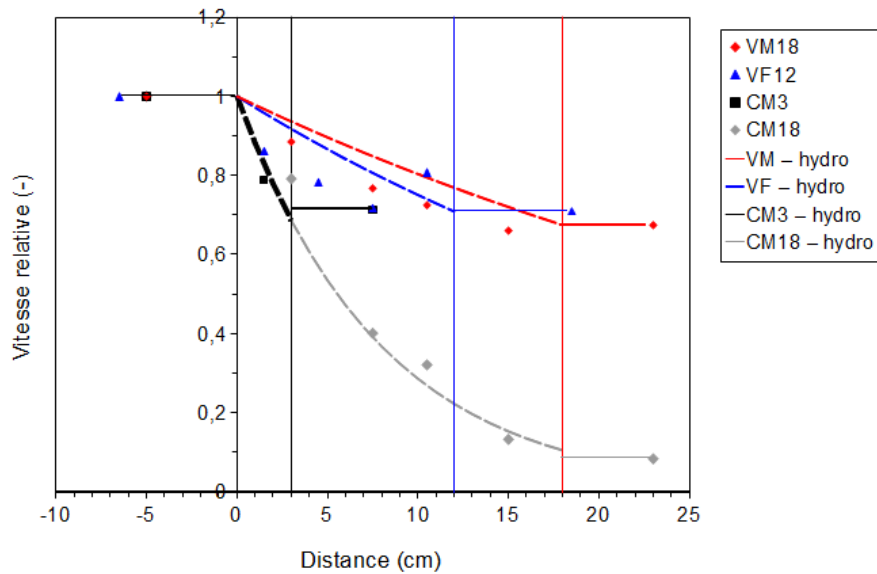


FIGURE 4.9 – Vitesse de la bille en fonction de la profondeur de pénétration x - modèle hydrodynamique

On constate que, globalement, la décélération de la bille dans les échantillons de CM est égale, indépendante de l'épaisseur, et qu'elle peut être calculée par le modèle hydrodynamique. Néanmoins, on avait trouvé des valeurs différentes pour le coefficient de traînée C_{D_0} . Ceci est étudié plus en détail dans la section 4.3.

D'après les résultats expérimentaux, la diminution de la vitesse pour la VF et la VM peut être subdivisée en trois parties :

- zone 1 : les premiers centimètres, où il y a une chute de la vitesse
- zone 2 : au milieu de l'échantillon, où la diminution de la vitesse est représentée par le modèle hydrodynamique
- zone 3 : les derniers centimètres, où la vitesse ne semble plus diminuer

Ces trois domaines sont présentés dans la figure 4.10 pour la vermiculite fine. La chute de la vitesse peut être attribuée au changement du milieu dans laquelle la bille se trouve. La force correspondante devrait être importante au début de la pénétration dans le granulat, mais devient vite négligeable. Comme on n'observe pas ce phénomène dans les échantillons de CM, et la densité du CM est beaucoup plus importante que celle des granulats de vermiculite, il est plausible que cette force est beaucoup plus petite que la force de résistance

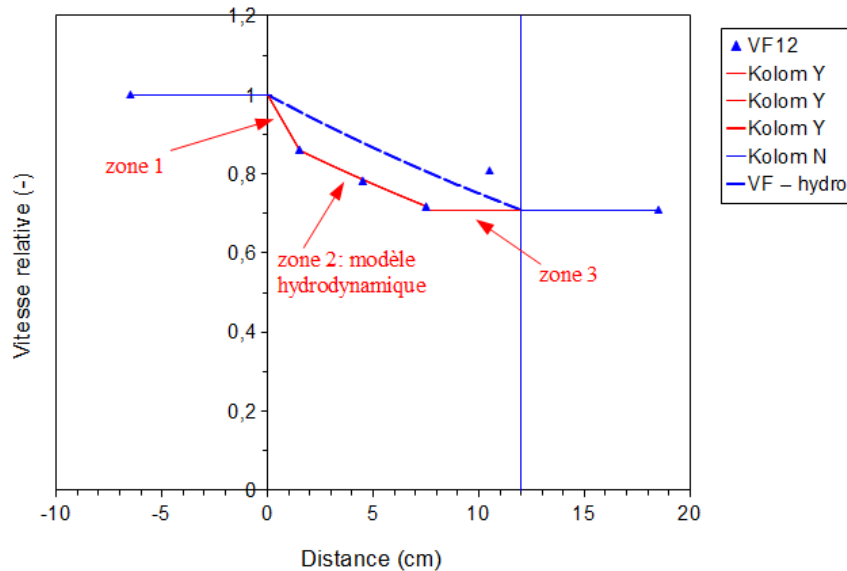


FIGURE 4.10 – Evolution de la vitesse dans un échantillon de VF avec une épaisseur de 12 cm

hydrodynamique dès le début dans le cas de CM.

Dans la troisième zone, la bille se comporte comme s'il n'y aurait pas de matériau granulaire. Une raison possible est que les grains de VF sont tellement légers, qu'ils ne peuvent fournir aucune résistance à la bille. Comme le matériau granulaire est un matériau sans cohésion, la résistance au mouvement de la bille ne vient pas non plus de l'interaction entre les grains. La force de résistance hydrodynamique s'annule.

Le modèle hydrodynamique ne tient pas compte de la nature spécifique des matériaux. A part la densité, seul le coefficient de traînée a un lien avec le matériau de la cible. Ce sont deux paramètres qui décrivent le matériau globalement, ils n'ont aucun lien avec la structure du matériau. Le manque de cohésion, surtout aux extrémités de l'échantillon n'est pas inclus dans le modèle.

4.3 Impact d'une bille dans un matériau céramique granulaire

Dans cette section, on étudie l'évolution de la vitesse de la bille en fonction de la profondeur de pénétration pour des échantillons de CM avec une épaisseur différente. Il est intéressant d'étudier si la vitesse de la bille est influencée par la quantité de matériau granulaire qui se trouve devant la bille. Comme il y a une dispersion sur la vitesse d'impact, la vitesse relative est utilisée comme base de comparaison. L'évolution de l'énergie absorbée est également étudiée.

4.3.1 Vitesse de la bille en fonction de la distance de pénétration

Pour l'étude plus détaillée de la pénétration d'une bille avec un diamètre de 5.556 mm et une masse de 0.7 g dans le CM, quatre types d'échantillon différents sont évalués. Les échantillons ont une dimension de 15 cm x 15 cm x H , avec H l'épaisseur, égale à 3, 6, 9 ou 12 cm. Pour chaque type d'échantillon, trois essais sont effectués. La vitesse d'impact et la vitesse résiduelle sont mesurées avec un radar Doppler, la vitesse dans le granulat est déterminée avec des feuilles balistiques.

Les résultats expérimentaux sont comparés au modèle hydrodynamique. En considérant que le coefficient de traînée C_{D_0} est constant sur la trajectoire dans le granulat, une valeur moyenne est calculée pour chaque type d'échantillon avec l'équation 4.8. Le tableau 4.2 reprend les vitesses d'impact, les vitesses résiduelles et la valeur moyenne de C_{D_0} pour chaque échantillon. Un résumé des résultats est présenté dans l'annexe C.

Epaisseur (cm)	V_{imp} (m/s)	V_{res} (m/s)	C_{D_0} (-)
3	1137	802	1.1220
6	1141	556	1.1546
9	1190	402	1.1605
12	1184	257	1.2239

Tableau 4.2 – Coefficient de traînée pour la trajectoire de la bille dans les échantillons de CM

On note que la valeur du coefficient de traînée C_{D_0} augmente en fonction de l'épaisseur de l'échantillon. La figure 4.11 montre qu'une approximation linéaire est une bonne estimation de la relation entre le coefficient de traînée C_{D_0} et l'épaisseur H de l'échantillon.

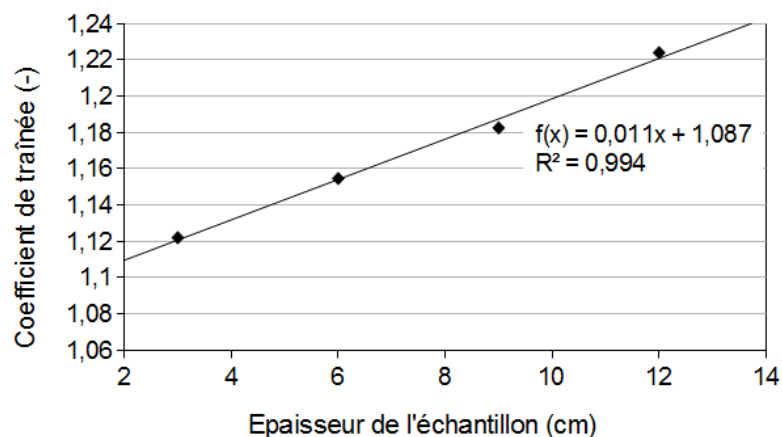


FIGURE 4.11 – Coefficient de traînée C_{D_0} en fonction de l'épaisseur de l'échantillon de CM.

La figure 4.12 montre l'évolution de la vitesse relative en fonction de la profondeur de pénétration x pour les échantillons CM3, CM6, CM9 et CM12, et le modèle hydrodynamique

avec un coefficient de traînée égal à 1.1652 (valeur moyenne).

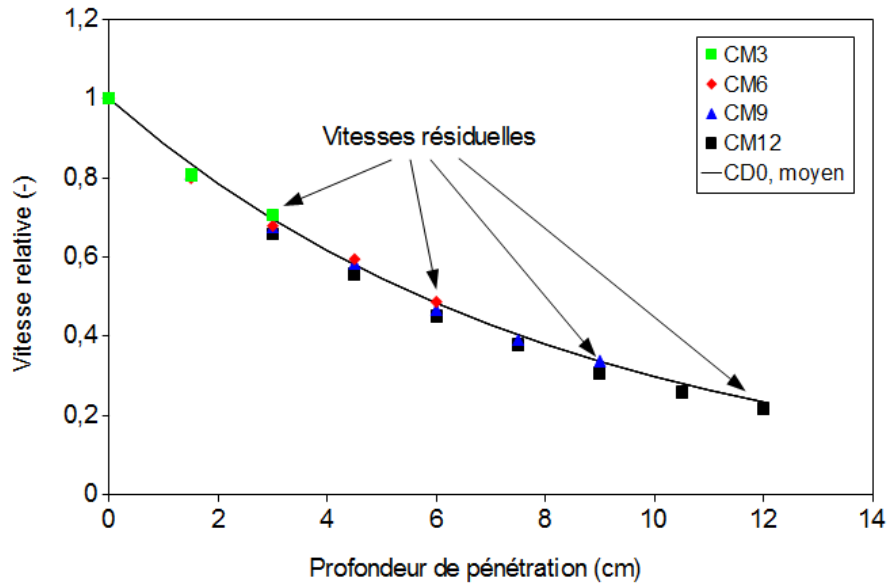


FIGURE 4.12 – Vitesse relative de la bille en fonction de la profondeur de pénétration dans le CM

Globalement, on constate une bonne concordance entre les résultats expérimentaux et le modèle hydrodynamique.

Le comportement hydrodynamique implique une diminution exponentielle de la vitesse en fonction de la profondeur de pénétration. Ainsi, la vitesse atteindrait une valeur de zéro à une distance infinie. Un modèle de résistance doit être introduit pour les vitesses plus basses. Néanmoins, lors des expériences, le projectile a chaque fois traversé l'épaisseur complète de l'échantillon. Pour les vitesses atteintes pendant les essais, le modèle hydrodynamique donne de bons résultats.

La figure 4.13 présente la vitesse résiduelle relative $V_{res,rel}$ en fonction de l'épaisseur H de l'échantillon de CM. Elle peut être exprimée par la relation exponentielle suivante :

$$V_{rel} = 1.023e^{-0.125H} \quad (4.9)$$

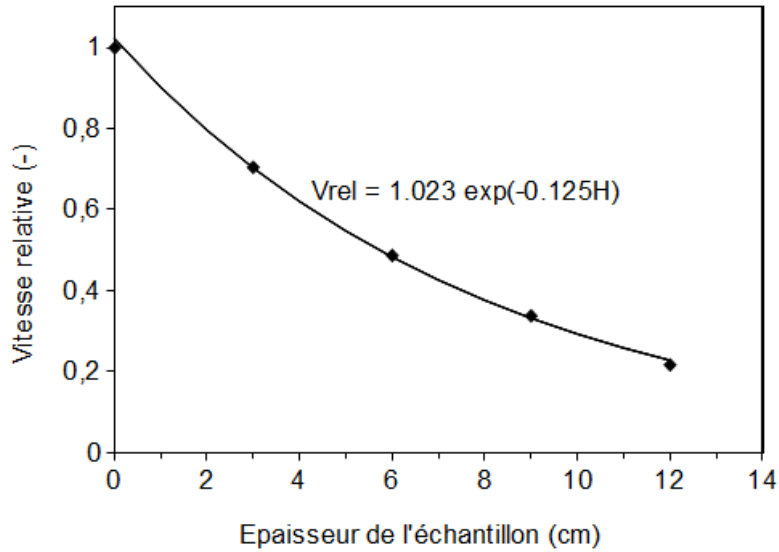


FIGURE 4.13 – Vitesse résiduelle relative en fonction de l'épaisseur de l'échantillon H de CM

4.3.2 Energie absorbée en fonction de la distance de pénétration

La figure 4.14 présente l'énergie absorbée relative en fonction de la profondeur de pénétration dans le CM, l'énergie absorbée relative $E_{abs,rel}$ étant définie par le rapport entre l'énergie absorbée E_{abs} et l'énergie d'impact E_{imp} :

$$E_{abs,rel} = \frac{E_{abs}}{E_{imp}} \quad (4.10)$$

L'énergie absorbée est calculée par :

$$E_{abs} = \frac{1}{2}m(V_{imp}^2 - V^2) \quad (4.11)$$

où V_{imp} est la vitesse d'impact, et V la vitesse actuelle.

L'évolution de l'énergie absorbée relative dans un échantillon peut être exprimée par une équation logarithmique de la forme

$$E_{abs,rel} = A \cdot \ln(x) + B \quad (4.12)$$

où

x est la profondeur de pénétration

A une valeur plus ou moins constante en fonction de l'épaisseur de l'échantillon

B une valeur plus ou moins constante en fonction de l'épaisseur de l'échantillon

Le tableau 4.3 donne un résumé des valeurs A et B .

Globalement, les mesures expérimentales suivent la courbe de l'échantillon CM9 ou CM12, sauf pour les dernières mesures des échantillons CM3 et CM12. Pour les granulats CM3 et

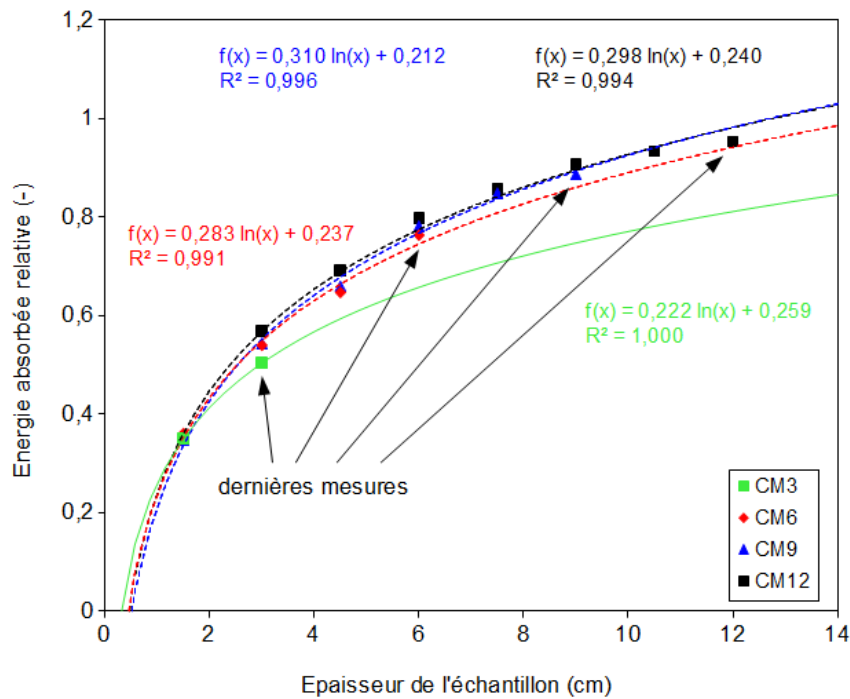


FIGURE 4.14 – Energie absorbée relative en fonction de la profondeur de pénétration dans le CM

Echantillon	A	B
CM3	0.222	0.259
CM6	0.283	0.237
CM9	0.310	0.212
CM12	0.298	0.240

Tableau 4.3 – Coefficients A et B de l'équation logarithmique pour l'absorption d'énergie

CM12, ces valeurs dévient de la courbe de tendance vers le bas. Ceci signifie que l'absorption d'énergie estimée par le modèle hydrodynamique est trop élevée.

La figure 4.15 présente l'énergie absorbée relative $E_{abs,rel}$ en fonction de l'épaisseur H de l'échantillon de CM. Elle peut être exprimée par la relation logarithmique suivante :

$$E_{abs,rel} = 0.329 \cdot \ln(H) + 0.154 \quad (4.13)$$

On constate que la bille peut être arrêtée dans un échantillon avec une épaisseur H égale à 13.08 cm. Néanmoins, dans l'étude préliminaire, la bille, avec une vitesse d'impact $V_{imp} = 1099$ m/s, a perforé l'échantillon avec une épaisseur de 18 cm. Comme mentionné dans le paragraphe 4.2, ceci peut être dû à l'absence de cohésion dans le granulat, avec la conséquence que la bille tend à atteindre la face arrière de l'échantillon, comme elle ne doit plus faire face à la force de résistance hydrodynamique.

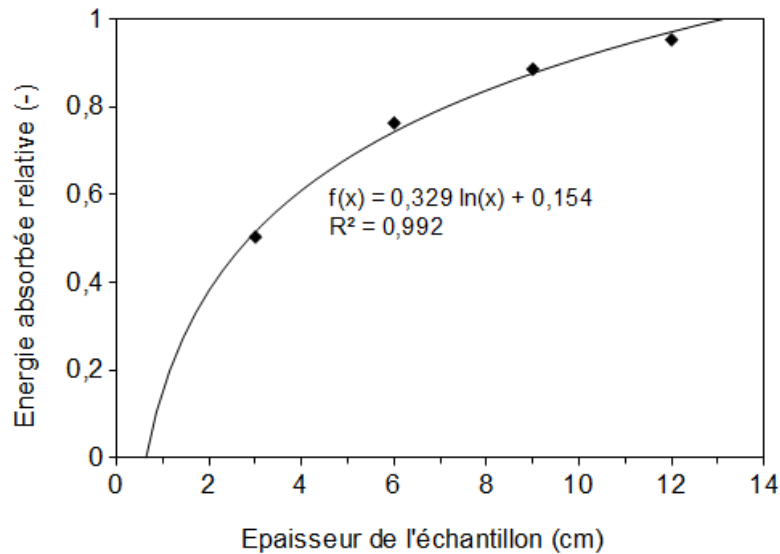


FIGURE 4.15 – Energie absorbée en fonction de l'épaisseur de l'échantillon H de CM

4.4 Synthèse

Dans ce chapitre, on a étudié l'impact balistique d'une bille dans les trois granulats, présentés dans le chapitre 3.

Un dispositif de mesure est construit, qui permet la mesure de la vitesse à des endroits fixes dans l'échantillon. Ce dispositif de mesure est composé de détecteurs de passage du type 'feuille balistique', placés à des intervalles fixes dans l'échantillon. Les détecteurs de passage sont couplés à un chronomètre et forment un circuit électrique fermé. Le passage d'un projectile à travers une feuille balistique cause l'interruption de circuit électrique, dont l'instant est mesuré avec un chronomètre.

L'impact d'une bille à grande vitesse dans un matériau granulaire non cohérent est considéré comme un impact hydrodynamique. On admet que la trajectoire est rectiligne et horizontale, et que le coefficient de traînée ne varie pas en fonction du nombre de Mach. Le coefficient de traînée est calculée sur la base de la vitesse d'impact et la vitesse résiduelle. Pour le Crushmat[®], ce modèle décrit correctement la diminution de la vitesse dans l'échantillon. Par contre, pour la vermiculite fine et medium, les vitesses à l'intérieur de l'échantillon sont surestimées par le modèle. Après le contact avec la vermiculite, la vitesse de la bille chute immédiatement, ce qui ne peut pas être exprimé par le modèle hydrodynamique. Une force d'amortissement supplémentaire, qui diminue vite en amplitude, pourrait être à la base de la chute de vitesse.

Pour le Crushmat[®], on a pu mettre en évidence une relation linéaire entre le coefficient de traînée et l'épaisseur de l'échantillon.

La variation de la vitesse résiduelle relative d'une bille en fonction de l'épaisseur de l'échantillon de Crushmat[®] est exprimée par une relation exponentielle. L'énergie absorbée relative $E_{abs,rel}$ en fonction de l'épaisseur H de l'échantillon de CM peut être exprimée par une relation logarithmique.

Chapitre 5

Mesure continue de la vitesse du projectile

Dans ce chapitre, une méthode pour la mesure continue de la vitesse d'un projectile lors de l'impact sur un tissu est présentée. La technique expérimentale est détaillée, y compris l'analyse des signaux. Deux cas-types sont analysés : l'impact perforant et l'impact non perforant. Un modèle analytique, basé sur la conservation de la quantité de mouvement, est construit. Une série d'essais a été effectuée dans laquelle plusieurs configurations ont été testées. Un modèle analytique est validé par une confrontation des résultats avec les données expérimentales.

Sommaire

5.1	Technique expérimentale	114
5.1.1	Dispositif expérimental	114
5.1.2	Traitement des signaux	115
5.2	Mesure continue de la vitesse du projectile pendant l'impact .	119
5.2.1	Décomposition Empirique en Modes	120
5.2.2	Construction de la courbe de vitesse	123
5.3	Analyse des résultats expérimentaux	125
5.3.1	Impact non perforant	125
5.3.2	Impact perforant	128
5.3.3	Synthèse	129
5.4	Validation d'un modèle analytique	131
5.5	Etude paramétrique de la perte de vitesse du projectile	136
5.5.1	Influence de la vitesse d'impact	137
5.5.2	Influence de la densité surfacique	139
5.6	Synthèse	141

5.1 Technique expérimentale

5.1.1 Dispositif expérimental

La figure 5.1 esquisse le dispositif expérimental. Le dispositif réel est présenté dans la figure 5.2. Un projectile sphérique en acier, avec un diamètre de 6.5 mm et une masse de 1.118 g , est lancé avec un canon pneumatique (1). Il est supposé que la chute du projectile sur la trajectoire est négligeable et que l'impact reste perpendiculaire au plan du tissu. La vitesse d'impact du projectile est mesurée avec un radar Doppler de 10.525 GHz (2), placé à côté de la sortie du canon (communément nommée bouche du canon), avec une erreur de mesure de 0.2% environ. Le passage du projectile à travers un écran de lumière infrarouge de la base optique (3) crée un signal pour déclencher la caméra à haute vitesse (6). L'observation du phénomène de l'impact se fait à l'aide de cette caméra. A cause de la durée très courte du phénomène, ceci nécessite beaucoup de lumière, ce qui est assuré par les spots de lumière (7). La fréquence d'image de la caméra varie entre 20000 et 24000 images par seconde pour une résolution de 512×128 points (hauteur \times largeur). Les images permettent de déduire la déflexion de la pyramide de déformation, la durée du phénomène et la vitesse résiduelle.

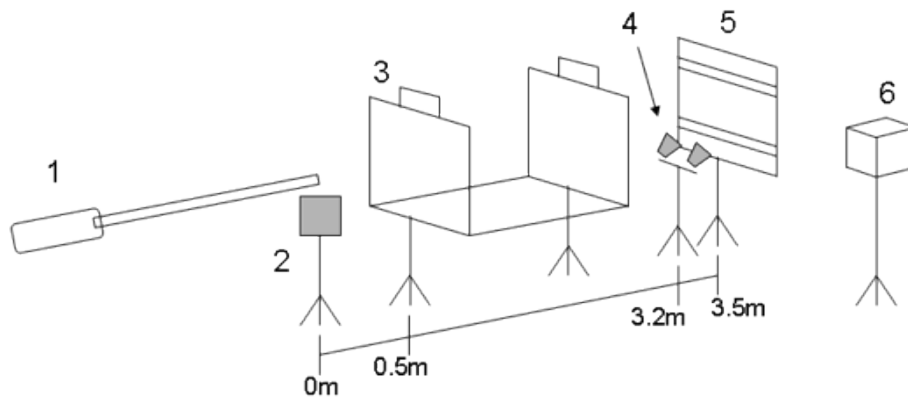


FIGURE 5.1 – Dispositif expérimental (croquis).

Pour un nombre limité d'essais deux caméras à haute vitesse sont placées derrière le tissu. La fréquence d'images de ces deux caméras est de 10000 images par seconde. L'objectif est de mesurer la déformation de la face arrière du tissu par la stéréoscopie. Pour cette raison un mouchetis est projeté sur une surface rectangulaire au centre de la face arrière du tissu. Les caméras captent deux images différentes du mouchetis. Par une corrélation d'images une vue tridimensionnelle de la déformation est créée.

L'échantillon est fixé dans un cadre (5), spécialement conçu pour ces essais. L'échantillon est un tissu *plain weave* d'aramide avec 8.5 fils/cm dans les directions de trame et de chaîne 5.4. La densité surfacique est de 191 g/m^2 pour un pli et la dimension est de $40\text{ cm} \times 40\text{ cm}$. L'échantillon est fixé sur les côtés supérieure et inférieure, ce qui laisse une surface libre maximale de $32\text{ cm} \times 40\text{ cm}$. Pour éviter le glissement du tissu les barres de fixation ont été couvertes avec du caoutchouc. La barre supérieure est tirée vers le haut afin d'assurer une prétension de l'échantillon. La figure 5.3 présente un croquis du cadre de fixation.

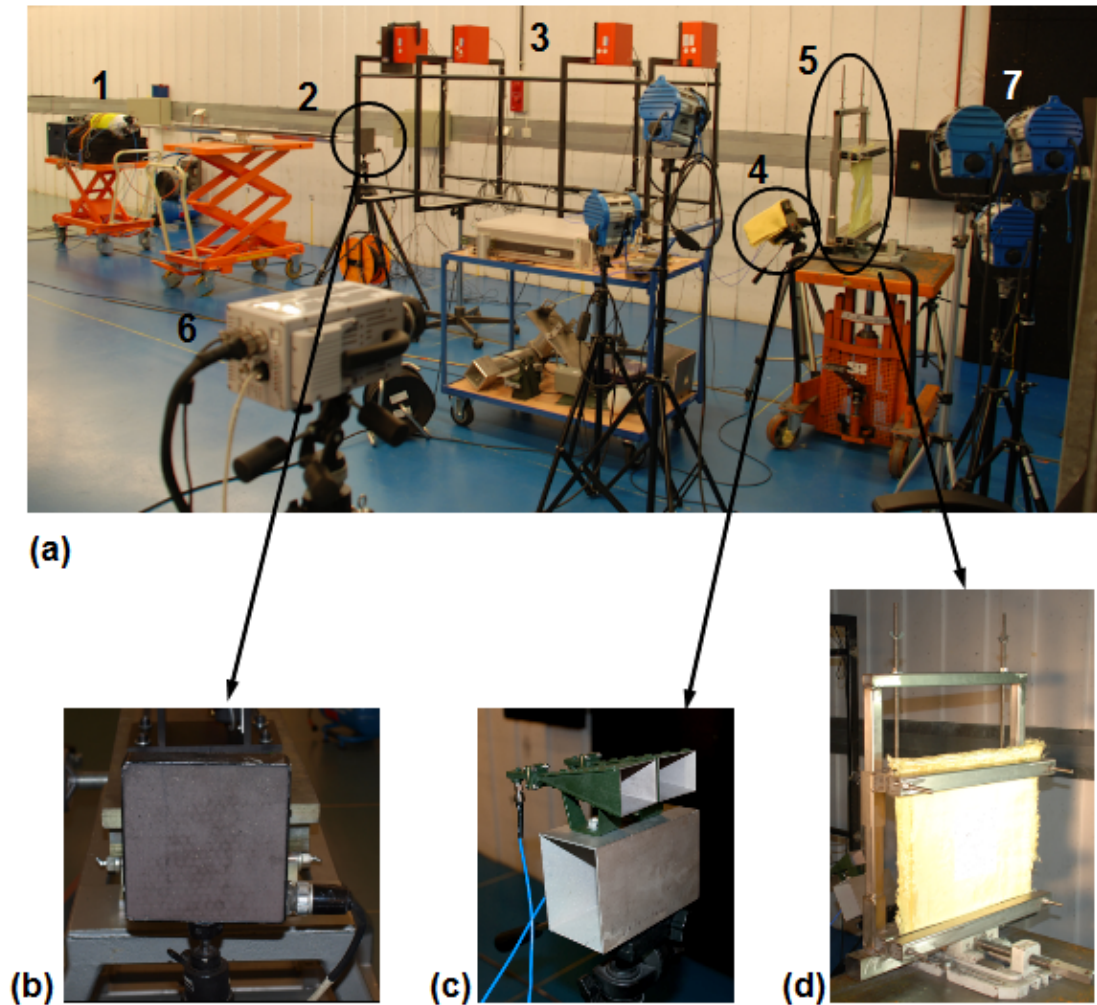


FIGURE 5.2 – (a) Dispositif expérimental, (b) Radar 10.525 GHz, (c) Radar 26 GHz, (d) Tissu et sa fixation

La reproductibilité des mesures est assez faible. A part de la dispersion sur la vitesse d'impact, on a constaté un glissement du tissu entre les barres de fixation (voir figure 5.5a). Pour les vitesses d'impact étudiées, la réponse locale est combinée avec la réponse globale. Les conditions au bord ont donc une influence sur le phénomène d'impact. Pour une série d'essais ultérieure, la fixation est améliorée : en bloquant le mouvement vertical du tissu avec une barre de rétention (figure 5.5b), le glissement est évité. Néanmoins, on observe toujours l'arrachement des fils primaires au niveau du bord du tissu.

5.1.2 Traitement des signaux

Le radar à ondes continues de 26 GHz (4) mesure la vitesse du projectile pendant la phase couvrant le contact avec le tissu jusqu'à la fin de l'essai, caractérisée soit par une

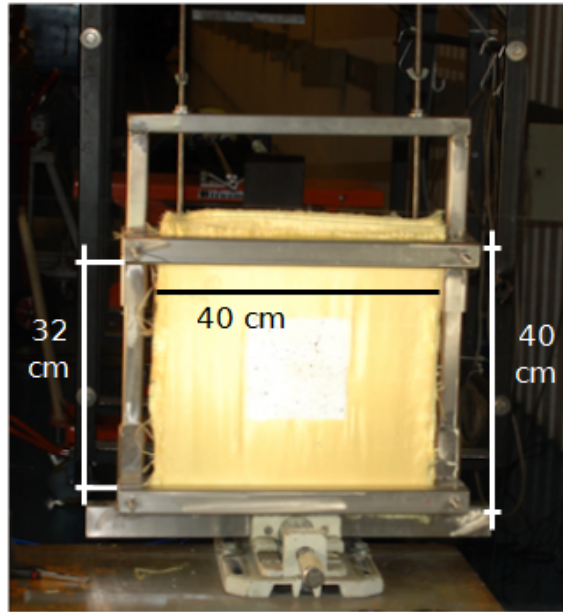


FIGURE 5.3 – Cadre de fixation

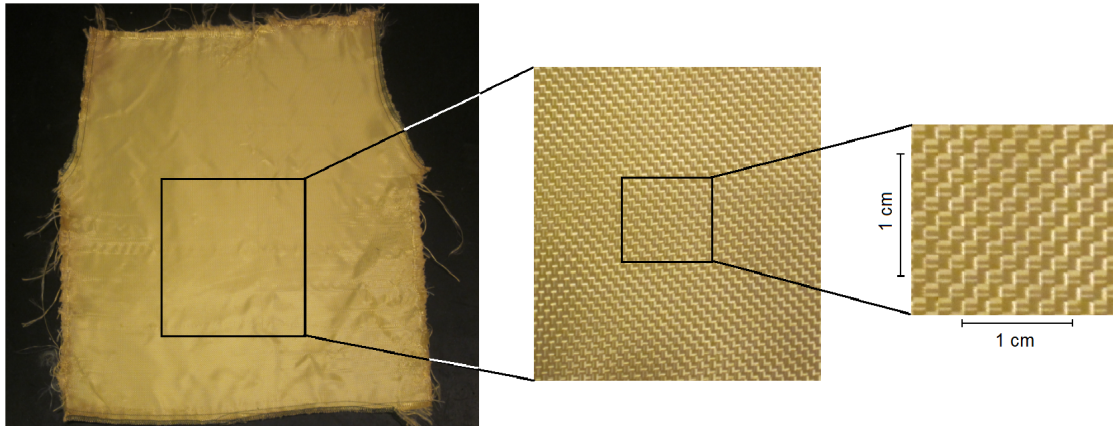


FIGURE 5.4 – Le tissu utilisé dans l'étude

perforation, soit par l'arrêt du projectile. Il est placé à 30 cm devant le tissu, en dessous de la trajectoire du projectile. L'antenne de transmission émet une onde électromagnétique avec une fréquence f_T de 26 GHz. Cette onde est réfléchié par le projectile, et le signal réfléchi est capté par l'antenne de réception. Comme le projectile se déplace le signal réfléchi a subi un décalage de fréquence par rapport au signal émis. Ce décalage de fréquence est appelé fréquence Doppler f_D et est lié à la vitesse du projectile par l'effet Doppler :

$$V_{rad} = \frac{c \cdot f_D}{2 \cdot f_T} \quad (5.1)$$

où V_{rad} représente la vitesse radiale et c la vitesse des ondes électromagnétiques, égale à $3 \cdot 10^8$ m/s.

Il faut noter que la vitesse mesurée est la vitesse radiale V_{rad} . Il faut tenir compte du



FIGURE 5.5 – Mouvement du tissu dans le cadre de fixation

parallaxe pour obtenir la vitesse d'impact V_{imp} selon la trajectoire (voir figure 5.6) :

$$V_{imp} = \frac{V_{rad}}{\cos\alpha} \quad (5.2)$$

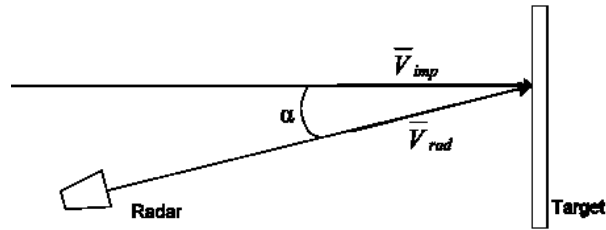


FIGURE 5.6 – Erreur de parallaxe

Le signal réfléchi est mélangé avec le signal émis dans un comparateur afin d'obtenir le signal contenant la fréquence Doppler. Pour une bille avec une vitesse d'impact de 99 m/s, qui est arrêtée par l'échantillon, composé de trois plis de fibres aramides, ceci résulte dans le signal décrit par la figure 5.7.

Pendant le mouvement du projectile dans l'air, la transformée de Fourier (*Windowed Fourier Transform - WFT*) est appliquée pour extraire la fréquence de ce signal. Pour pouvoir appliquer cette transformée, le signal doit être stationnaire. En multipliant le signal par une fenêtre (*window*) on obtient un tronçon de signal sur lequel le signal peut être considéré comme étant stationnaire. Sur cette partie la transformée de Fourier peut être appliquée. En déplaçant la fenêtre progressivement sur le signal, on obtient l'évolution de la fréquence en fonction du temps. Une petite fenêtre résulte dans une bonne résolution temporelle, mais une mauvaise résolution fréquentielle, et inversement. C'est un inconvénient de n'importe quelle méthode de transformée intégrale [78]. En balistique extérieure ceci ne pose pas de problèmes, comme la perte de vitesse est relativement petite.

Par contre, dans la phase de l'impact sur le tissu le signal n'est pas stationnaire, ni linéaire, comme la perte de vitesse est très grande pendant une période très courte. Par conséquent la WFT ne peut pas être appliquée. Pour une mesure continue la fréquence instantanée devrait être extraite du signal. Ceci peut être réalisé à l'aide de la transformée de Hilbert-Huang [78].

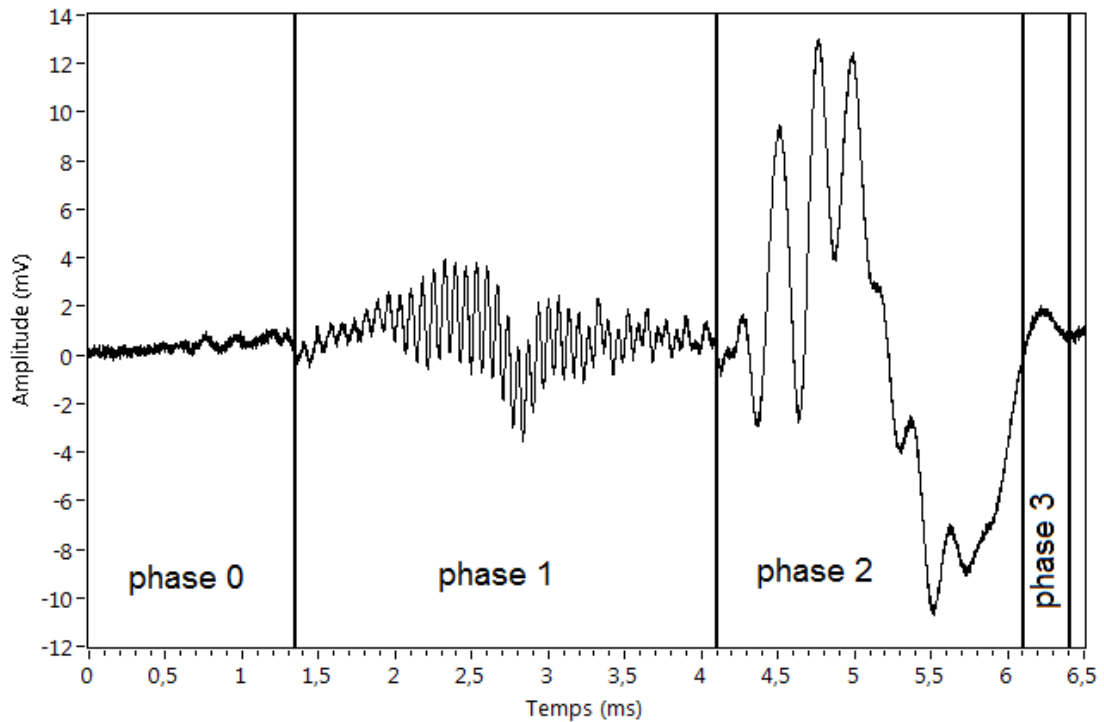


FIGURE 5.7 – Signal radar pour l'impact d'une bille avec une vitesse d'impact de 99 m/s

La figure 5.7 illustre une courbe-type d'un signal original capté par le radar, qui présente l'évolution de l'amplitude en fonction du temps.

Une combinaison entre les signaux captés par le radar et les informations enregistrées par la caméra à haute vitesse, a permis de mettre en évidence quatre phases du mouvement du projectile :

- **phase 0** : où l'amplitude reste constante et égale à zéro, signifiant que le radar ne détecte aucun objet en mouvement dans son faisceau. Cette phase s'étend jusqu'à $t = 1.33 \text{ ms}$ environ.
- **phase 1** : caractérisée par une augmentation de l'amplitude et une diminution de la fréquence, signifiant que le projectile entre dans le faisceau du radar. Cette phase s'étend de $t = 1.33 \text{ ms}$ jusqu'à $t = 4.1 \text{ ms}$. En tenant compte de la vitesse mesurée par le radar de 10.525 GHz ($V = 99 \text{ m/s}$), la distance parcourue pendant cette phase peut être estimée à 27.4 cm . Cette distance correspond bien à la distance séparant le radar de 26 GHz du tissu, certainement quand on prend en considération la zone aveugle du radar (voir figure 5.8).

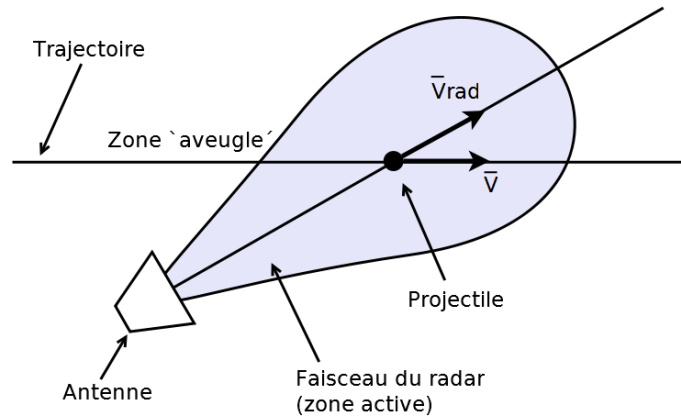


FIGURE 5.8 – Mesure de la vitesse avec un radar

- **phase 2** : Elle s'étend de $t = 4.1$ ms jusqu'à $t = 6.1$ ms. L'analyse des images de la caméra à haute vitesse confirme que l'impact a lieu entre $t = 4.05$ ms et $t = 4.1$ ms. Cette phase peut être scindée en deux parties :
 - une première partie, qui s'étend jusqu'à 4.3 ms. L'amplitude et la fréquence ne varient pas beaucoup, mais il y a déjà contact entre le projectile et le tissu.
 - une deuxième partie, caractérisée par une forte variation de l'amplitude et une diminution de la fréquence. Pendant cette phase, qui s'étend de 4.3 ms à 6.1 ms, la déformation du tissu a lieu.
 L'augmentation de l'amplitude est due à la déformation du tissu. En effet, la pyramide de déformation a une *radar cross section* plus grande que la bille, ce qui est caractérisé par une amplitude plus élevée du signal radar.
- **phase 3** : qui s'étend de $t = 6.1$ ms jusqu'à $t = 6.4$ ms, et où l'amplitude est de nouveau à peu près égale à zéro. Les images de la caméra à haute vitesse montrent que le sommet de la pyramide de déformation atteint son maximum à $t = 6.4$ ms.

Il faut noter que l'amplitude à elle seule peut être utilisée pour distinguer les différents phénomènes se produisant lors de l'impact. Néanmoins, cette information n'est pas suffisante pour la détermination de la vitesse du projectile. A cet effet, la mesure de la fréquence sera nécessaire. Comme le signal n'est pas linéaire, ni stationnaire, l'application d'une méthode temps-fréquence intégrale pourrait poser des problèmes. La détermination de la fréquence instantanée par la transformée de Hilbert-Huang peut mener à une solution.

5.2 Mesure continue de la vitesse du projectile pendant l'impact

La transformée de Hilbert-Huang, développée récemment par Huang et al [79] consiste en deux étapes. Dans une première étape la Décomposition Empirique en Modes (EMD - *Empirical Mode Decomposition*) décompose le signal dans une série de Fonctions de Mode Intrinsèque (IMF - *Intrinsic Mode Functions*). La deuxième étape consiste en l'application de la transformée de Hilbert sur ces IMF afin d'obtenir la fréquence instantanée. Malgré le manque d'une forte base mathématique et son caractère empirique, cette transformée est

utilisée dans différents domaines scientifiques, comme elle permet d'analyser des signaux non-linéaires et non-stationnaires.

5.2.1 Décomposition Empirique en Modes

La Décomposition Empirique en Modes (EMD) décompose le signal temporel dans une série de IMF. Pour qu'un signal soit une IMF, il doit satisfaire à 2 conditions [79] :

1. Le nombre d'extrêmes et de zéros doit soit être égal, soit différer par maximum un.
2. A chaque point, la moyenne de l'enveloppe définie par les maxima locaux et l'enveloppe définie par les minima locaux, est égale à zéro.

Pour satisfaire à ces conditions le signal original $x(t)$ est décomposé comme suit. Les maxima locaux sont connectés par une 'cubic spline line' pour créer l'enveloppe supérieure. Les minima locaux sont connectés de façon analogue. La différence entre le signal original et la moyenne des deux enveloppes est la première composante h_1 . Dans le cas idéal, ceci est une IMF, la IMF c_1 . Si h_1 n'est pas une IMF, h_1 doit être considéré comme le signal, et la procédure sera répétée jusqu'à ce que les deux conditions sont satisfaites. La première IMF, c_1 , contiendra les fréquences les plus élevées. Celle-ci est séparée du signal original et la résidue $r_1 = x(t) - c_1$ sera traitée comme nouveau signal d'entrée. La procédure est répétée jusqu'à ce que la résidue r_n devient une fonction monotone ou elle devient plus petite qu'une valeur déterminée. Le procédé décrit ci-dessus est appelé procédé de tamisage (*sifting process*). Le signal original peut être reconstruit par :

$$x(t) = \sum c_i(t) + r_{n'}(t) \quad (5.3)$$

où $r_{n'}(t)$ est la résidue finale.

Le critère d'arrêt implémenté pour le L'arrêt du procédé de tamisage est basé sur deux critères :

- l'écart-type $SD \leq 0.4$. Il est défini par $SD = \sum_{t=0}^T \left[\frac{|h_{k-1} - h_k|^2}{h_{k-1}^2} \right]$ [79]. Huang propose une valeur entre 0.2 et 0.3, mais avec ces valeurs, on n'obtient pas de résultat avec les signaux mesurés.
- le nombre $S = 4$, une valeur couramment utilisée dans la littérature [17, 104, 105]. Le procédé de tamisage est arrêté après S fois consécutives, qu'il est satisfait à la première condition d'une IMF [17].

Quand on choisi des valeurs différentes pour SD et S , les résultats sont différents aussi. Les valeurs choisies donnent des résultats acceptables.

Le signal présenté dans la figure 5.7 est analysé par la technique présentée ci-dessus. La figure 5.9 montre un résultat issu de la technique EMD et met en évidence neuf fonctions IMF (*Intrinsic Mode Functions*). L'analyse des résultats présentés dans cette figure est détaillée dans la section 5.2.2.

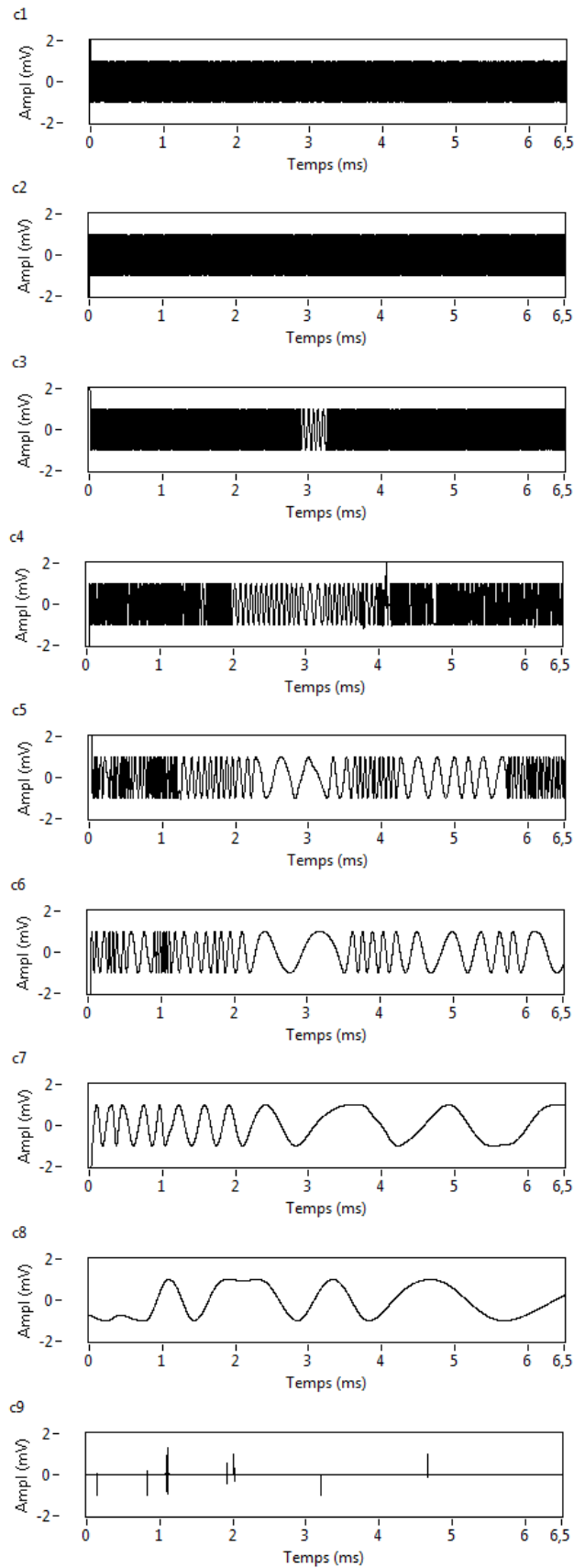


FIGURE 5.9 – Résultat de la Décomposition Empirique en Modes
121

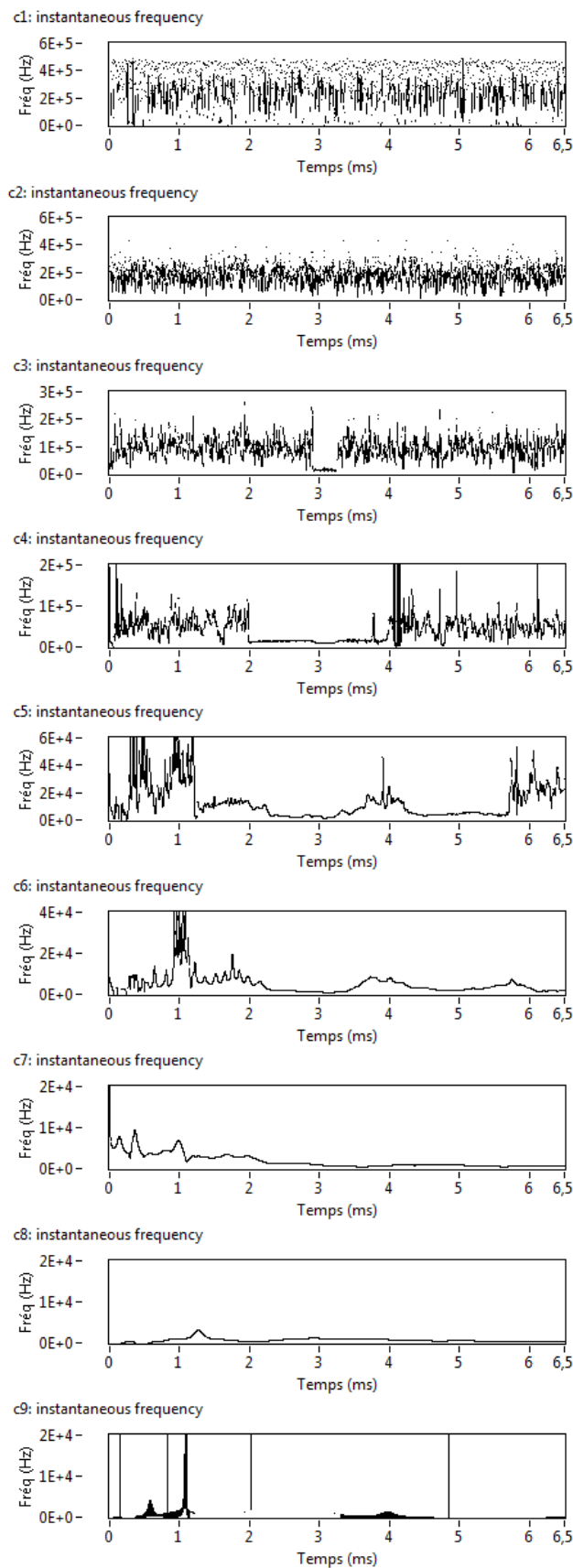


FIGURE 5.10 – Résultat de la transformée de Hilbert, appliquée sur les IMF

5.2.2 Construction de la courbe de vitesse

La figure 5.10 présente le résultat de l'application de la transformée de Hilbert normalisée sur les IMF du signal de la figure 5.7. On constate que l'IMF c_1 contient les fréquences les plus élevées, et que les IMF suivantes contiennent des fréquences de plus en plus basses.

Dans la série de IMF (figure 5.10) les IMF c_1 et c_2 contiennent seulement du bruit, caractérisé par une fréquence très élevée. En effet, pour une vitesse de 99 m/s la fréquence Doppler correspond à 17 kHz. Cette fréquence n'est pas présente dans les IMF c_1 et c_2 . La partie considérée utile de la fonction IMF c_3 (entre 2.5 ms et 3 ms) étant entièrement couverte par la fonction IMF c_4 , elle n'est pas retenue. Les IMF contenant les fréquences les plus basses ne contribuent pas à la courbe fréquence-temps, comme elles traduisent une composante déviatorique dans le signal radar original et le mouvement du tissu.

La figure 5.11 reprend les IMF sélectionnées pour la construction du signal considéré utile : c_4 , c_5 et c_6 , avec le même axe de temps que la figure 5.7. Le signal final est composé de trois parties des IMF sélectionnés. Il commence par l'IMF c_4 , entre $t = 2$ ms et $t = 3.97$ ms. La basse fréquence dans l'IMF c_4 (entre $t =$ ms et $t =$ ms) est dû au 'mélange des modes' (*mode mixing*), un phénomène où un signal de même fréquence et amplitude apparaît dans plusieurs IMF [106].

Ensuite, à $t = 3.97$ l'IMF c_5 est sélectionné, et entre $t = 4.484$ ms et $t = 4.73$ ms, c_6 constitue la dernière composante. Après 4.73 ms il n'est plus possible de tirer des informations utiles du signal radar. Le signal fréquentiel complet est représenté dans la figure 5.12.

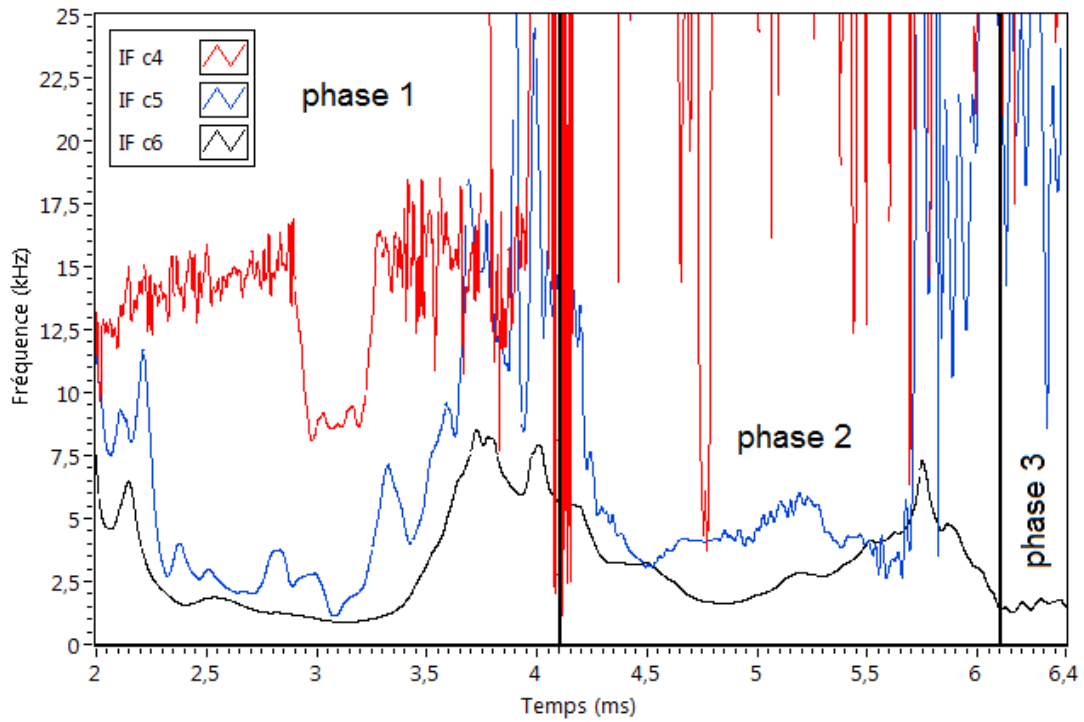


FIGURE 5.11 – Composantes IMF pour la construction de la courbe fréquence-temps

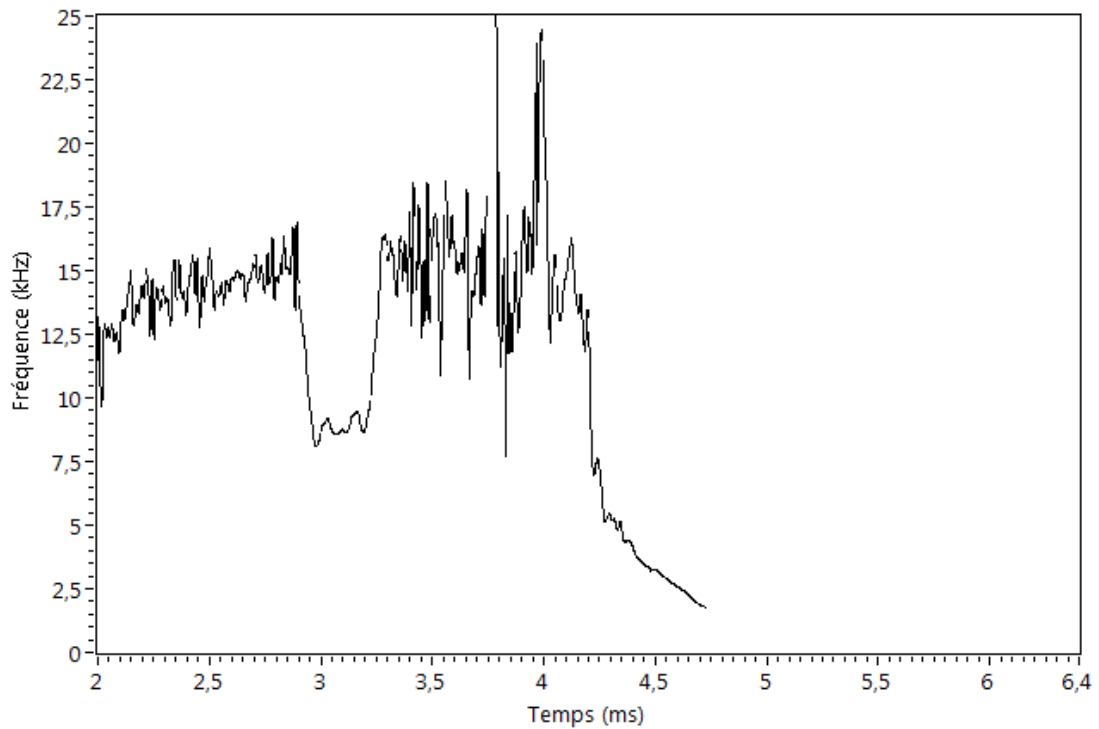


FIGURE 5.12 – Le contenu fréquentiel considéré utile du signal radar

Avant $t = 4$ ms, on observe une augmentation globale de la fréquence, bien qu'une fré-

quence constante est attendue, comme la vitesse du projectile dans l'air ne varie presque pas. Il faut noter que la correction pour l'erreur du parallaxe n'est pas encore implémenté. Proche du radar cette erreur est plus grande, comme l'angle α est plus grand. Comme la correction sera plus grande, l'évolution de la fréquence sera compensée.

L'équation de Doppler (formule 5.1) est utilisé afin de calculer la vitesse radiale à partir de la fréquence instantanée :

$$V_{rad} = \frac{c \cdot f_D}{2 \cdot f_T} \quad (5.4)$$

Avec $c = 3 \cdot 10^8$ m/s et $f_T = 26$ GHz, la formule 5.4 s'écrit $V_{rad} = 5.77 \cdot 10^{-3} f_D$. Finalement, la vitesse radiale est corrigée pour l'erreur de parallaxe (formule 5.2).

5.3 Analyse des résultats expérimentaux

Dans cette partie, nous avons procédé au suivi des mesures de vitesse du projectile par une combinaison du radar et de la caméra à haute vitesse. Plusieurs configurations ont été testées :

- pour un nombre égal de plis, la vitesse d'impact varie entre 55 m/s et 138 m/s
- pour une vitesse d'impact constante, le nombre de plis varie entre 1 et 6

Le tableau D.1 en annexe D récapitule l'ensemble des essais.

L'objectif de cette section est de présenter la faisabilité de la mesure continue lors d'un impact avec perforation, et lors d'un impact sans perforation.

5.3.1 Impact non perforant

La figure 5.13 donne l'évolution de la vitesse du projectile en fonction du temps dans le cas d'un impact d'une bille avec une vitesse de 99 m/s sur un tissu composé de 3 plis. Elle est réalisée en appliquant l'équation de Doppler (équation 5.4 et l'erreur du au parallaxe sur le graphe présenté dans la figure 5.12. L'axe du temps est décalé par rapport à la figure 5.12 pour que l'impact ait lieu à $t = 0$ s.

Dans la figure 5.13 on distingue les trois phases, définies dans la section 5.1.2 :

- **phase 1** : qui s'étend de $t = -1000$ ms jusqu'à $t = 0$ ms. Elle décrit la vitesse du projectile juste avant l'impact. A l'aide de la transformée de Hilbert-Huang la fréquence instantanée, et donc aussi la vitesse, est déterminée à chaque point du signal. Chaque imperfection dans la IMF est donc visible par une vitesse qui dévie de la vitesse réelle. Néanmoins, la vitesse moyenne pendant cette phase correspond à la vitesse d'impact, mesurée avec le radar 10.525 GHz, qui utilise la méthode WFT pour l'analyse de la vitesse.
- **phase 2** : qui s'étend de $t = 0$ ms jusqu'à $t = 2.0$ ms. Elle commence par une chute brusque de la vitesse, ce qui correspond avec l'interaction entre le projectile et le tissu. A cause des oscillations dans la courbe il n'est pas possible de déterminer le moment d'impact exact, mais les images de la caméra à haute vitesse montrent que l'impact a lieu entre - 0.05 et 0.1 ms. Pendant les premières 100 μ s après le premier contact le projectile perd 50 % de sa vitesse. A partir de 0.3 ms la décélération du

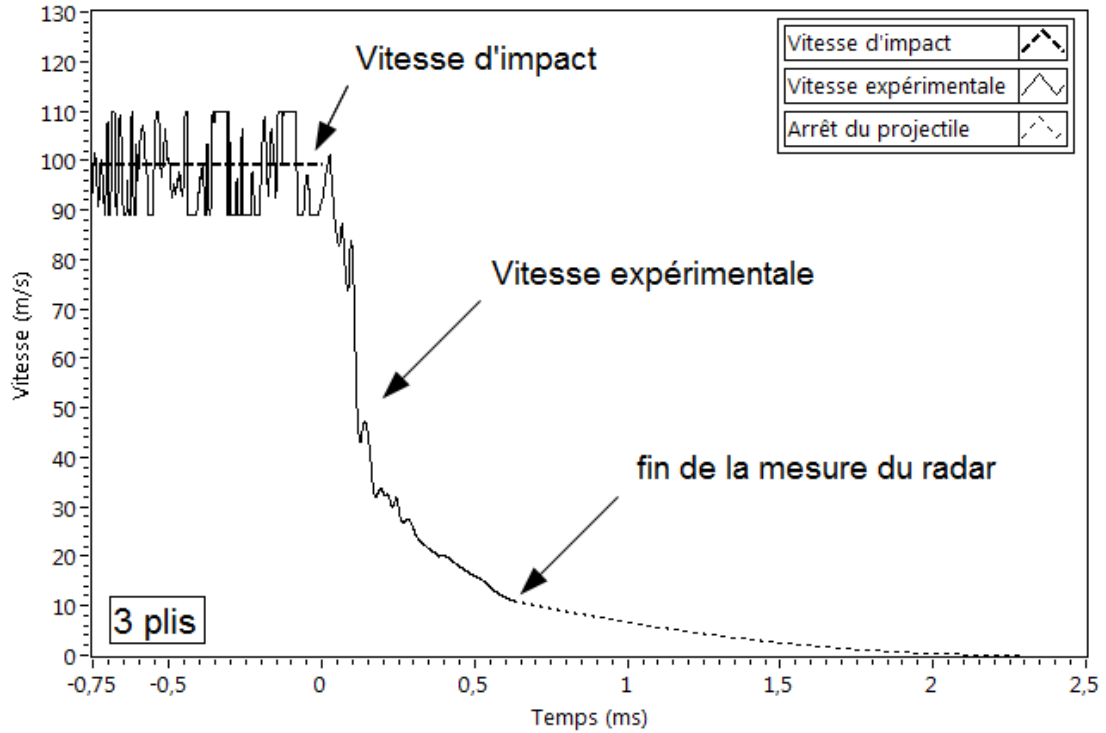


FIGURE 5.13 – Evolution de la vitesse du projectile en fonction du temps (cas d’un impact d’une bille avec $V_{imp} = 99$ m/s sur un tissu composé de 3 plis)

projectile diminue. Le radar ne peut pas capter le phénomène complet : en-dessous d’une vitesse de 11 m/s, ou une fréquence de 2000 Hz, aucune information utile ne peut être tirée du signal. Cette vitesse est atteinte après 0.63 ms. Des images de la caméra à haute vitesse (figure 5.14) montrent qu’à partir de 0.7 ms les côtés de la pyramide de déformation bougent plus vite que le sommet. Puisque la ‘*radar cross section*’ (l’image d’un objet vue par le radar) de la pyramide est plus grande de celle de la sphère, le mouvement du tissu perturbe la mesure de la vitesse de la sphère.

- **phase 3** : qui s’étend de $t = 2.0$ ms jusqu’à $t = 2.3$ ms. Les images de la caméra à haute vitesse montrent que le sommet de la pyramide de déformation ne bouge presque plus, et que la déflexion maximale du sommet de la pyramide de déformation est atteinte après 2.3 ms.

On suppose que le projectile et le sommet de la pyramide de déformation sont en contact jusqu’à la déformation maximale et tant que le projectile ne perce pas le tissu. La figure 5.15 visualise schématiquement l’évolution de la pyramide de déformation, vue par le côté. Le point d’impact n’est pas exactement au milieu du tissu, mais dans la partie supérieure. Dans cette partie les ondes élastiques sont réfléchies plus tôt, ce qui cause une asymétrie dans la pyramide de déformation.

La figure 5.16 montre le déplacement du sommet de la pyramide de déformation en fonction du temps, mesuré avec le radar, et avec la caméra à haute vitesse. Pour les premières 150 μs la correspondance est bonne. Après 0.630 ms le projectile a parcouru 22.6 mm (après

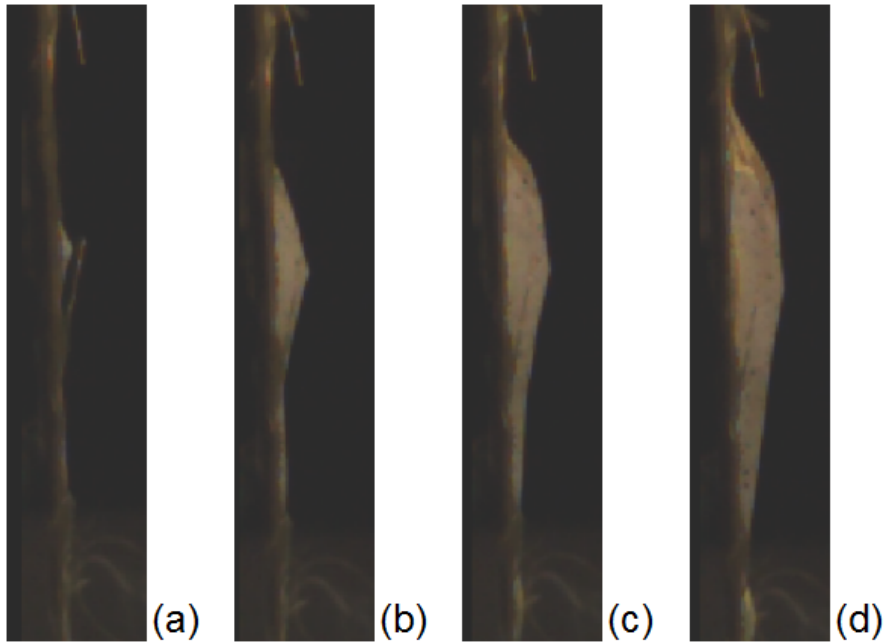


FIGURE 5.14 – Formation de la pyramide de déformation pour un impact non perforant : (a) 0.1 ms, (b) 0.4 ms, (c) 0.7 ms, (d) 1.0 ms

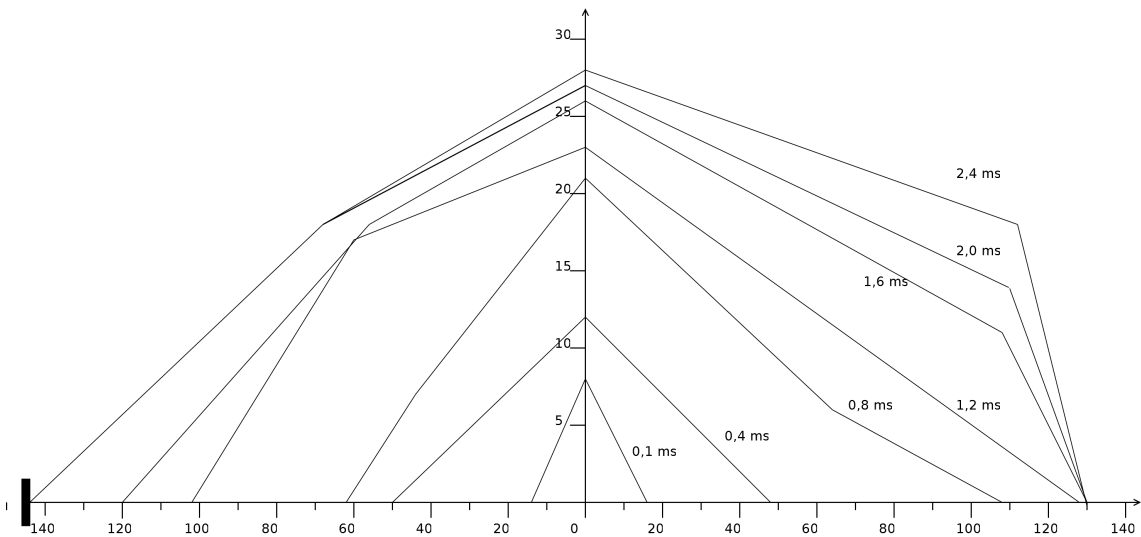


FIGURE 5.15 – Evolution de la pyramide de déformation

intégration de la vitesse, mesurée avec le radar de 26 GHz , tandis que le déplacement du sommet est de 19.9 mm après 0.650 ms (mesuré avec la caméra), une différence de 14% .

L'énergie cinétique de la sphère ($E_{cin} = m \cdot V^2/2$) au moment de l'impact est de 5.48 J . Après 0.63 ms l'énergie cinétique restante est de 0.08 J . Ceci signifie que 98.5% de l'énergie d'impact est absorbée. Comme l'angle de la pyramide de déformation est relativement grande (environ 145 degrés), une grande quantité de matériau est déplacée. Ceci indique

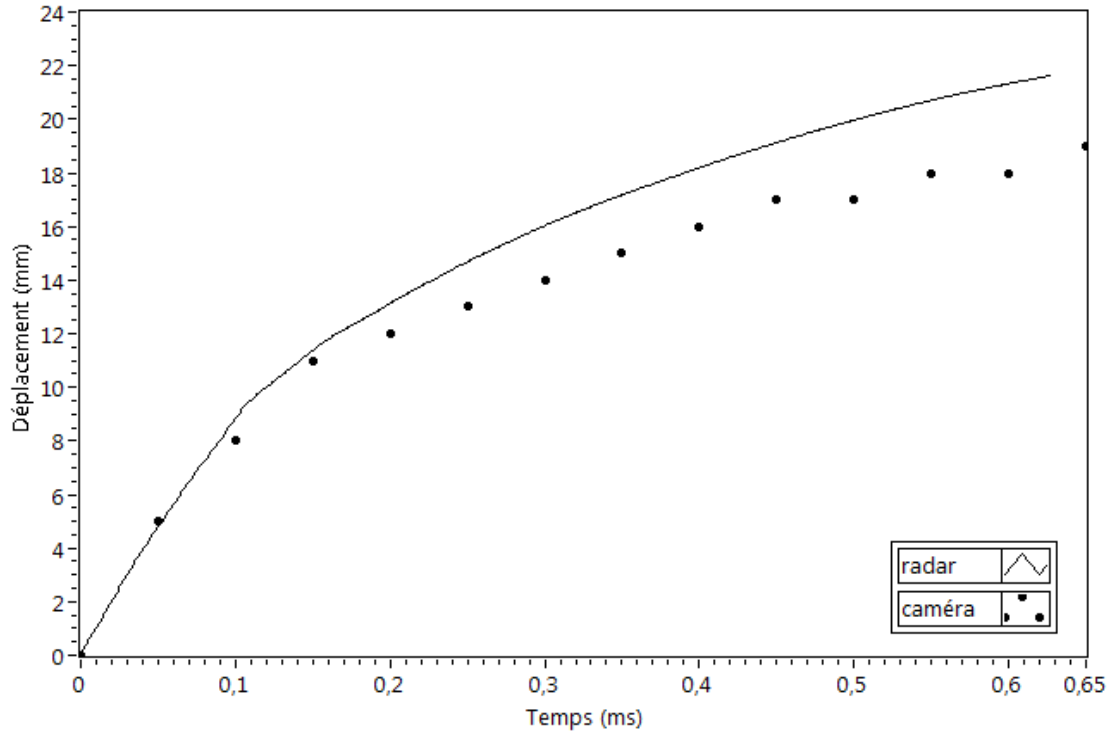


FIGURE 5.16 – Déplacement du sommet de la pyramide de déformation

qu’une grande partie de l’énergie est absorbée comme énergie de déformation [22]. Le fait que les côtés de la pyramide bougent plus vite que le sommet, dans une deuxième phase, signifie qu’une partie de l’énergie d’impact est dissipée en énergie cinétique du tissu.

5.3.2 Impact perforant

L’impact d’une bille avec un diamètre de 6.5 mm à une vitesse de 72 m/s sur un pli de fibres d’aramides plain weave, résulte dans une perforation. L’évolution de la vitesse est donné dans la figure 5.17.

Les images de la caméra à haute vitesse montrent que l’impact a lieu entre 0 et 0.041 ms (figure 5.18(a)). Après 0.334 ms le projectile a presque perforé le tissu (figure 5.18(b)) : seulement quelques fils freinent le projectile. A 0.500 ms, le projectile glisse à travers les derniers fils 5.18(c). Après 0.875 ms, le projectile a glissé entièrement à travers le tissu 5.18. Pendant le glissement du projectile à travers le tissu, celui-ci ne réagit plus comme un ensemble pour arrêter le projectile. Le phénomène est devenu très local : seulement quelques fils, dont la moitié ne sont pas fixés aux extrémités, résistent à la perforation. La figure 5.20 montre la déformation finale : les fils ne sont pas cassés.

L’analyse des images vidéo donne une vitesse résiduelle de 25 m/s. Avec le radar, on observe une vitesse résiduelle de 26 m/s, à 0.500 ms. Jusqu’à 0.500 ms, la pyramide de déformation est relativement petite, comme le phénomène est localisé. Tant que le projectile est en contact avec le tissu, une partie de l’énergie d’impact est transformée en énergie de déformation. Après perforation, les côtés de la pyramide continuent à croître, ce qui signifie

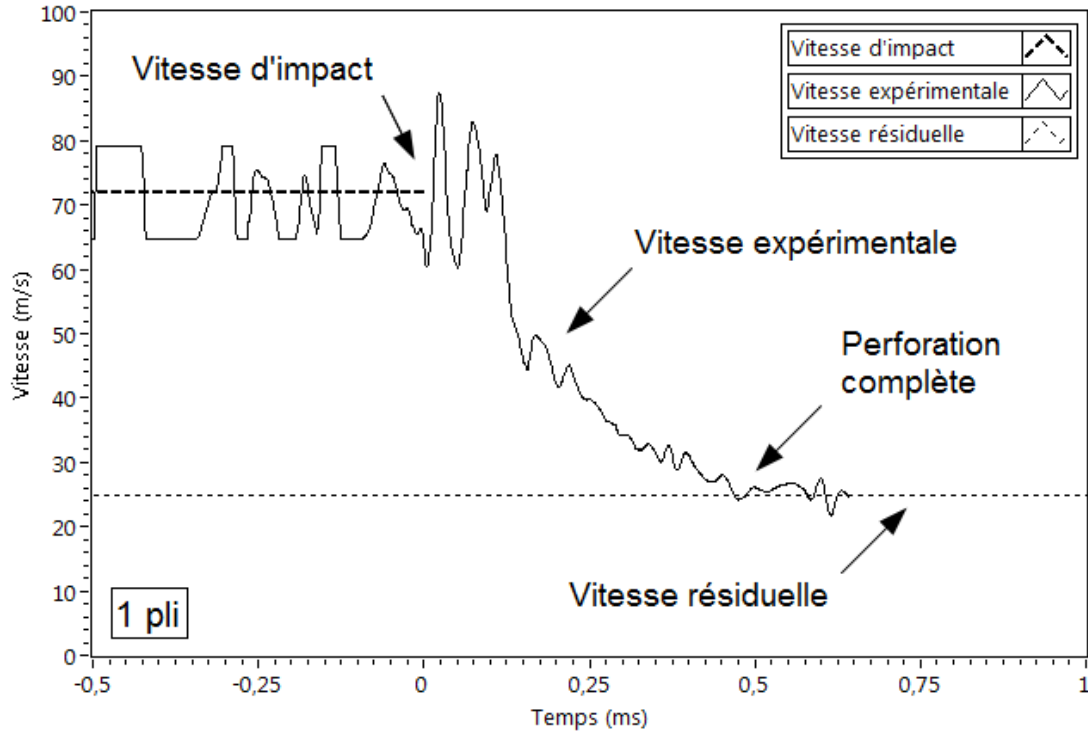


FIGURE 5.17 – Evolution de la vitesse du projectile en fonction du temps (cas d’impact d’une bille avec $V_{Imp} = 72$ m/s sur un tissu composé d’un pli)

que l’énergie d’impact est transformée en énergie cinétique du tissu. L’énergie cinétique de la bille à l’impact était de 2.9 J, l’énergie cinétique résiduelle de 0.35 J, ce qui correspond à 12 % de l’énergie cinétique initiale.

Le déplacement du sommet de la pyramide de déformation en fonction du temps est montrée dans la figure 5.21. Le déplacement du projectile obtenu avec le radar après $500 \mu s$ est de 22.8 mm, tandis que celui donné par la caméra est de 24.3 mm, une différence de moins de 7 %.

5.3.3 Synthèse

La technique radar a permis de façon pertinente la mesure continue de la vitesse du projectile, qui est un paramètre important dans l’étude du comportement d’un tissu balistique soumis à un impact. La mesure de la vitesse lors de l’impact est découplée du comportement du tissu, observée par la caméra à haute vitesse. Par la combinaison des techniques radar et photographiques une image globale du phénomène d’impact est obtenue.

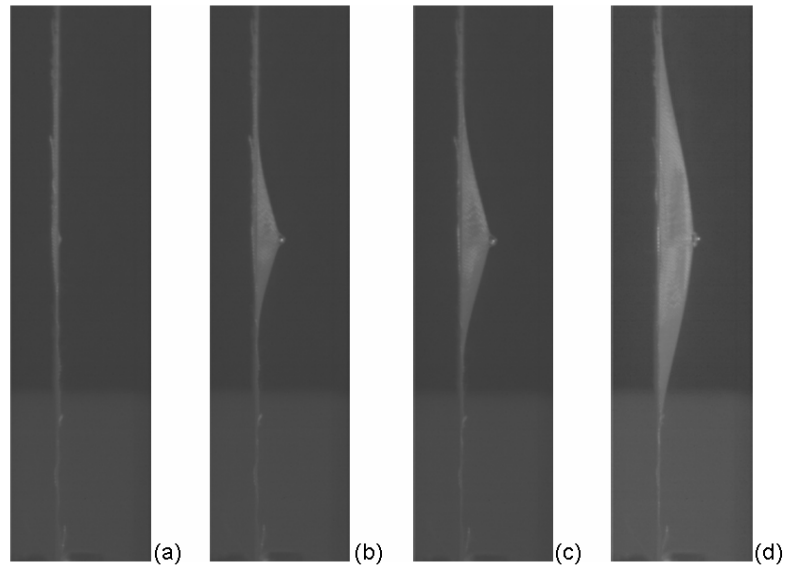


FIGURE 5.18 – Formation de la pyramide de déformation pour un impact perforant

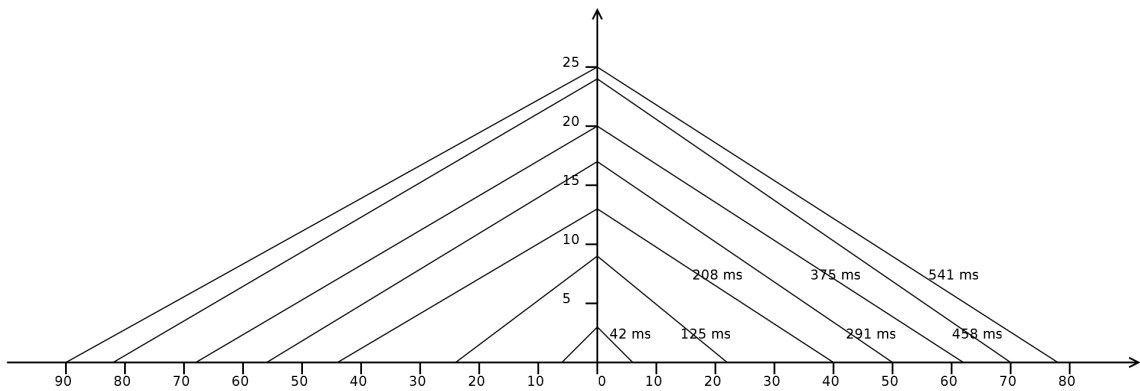


FIGURE 5.19 – Evolution de la pyramide de déformation

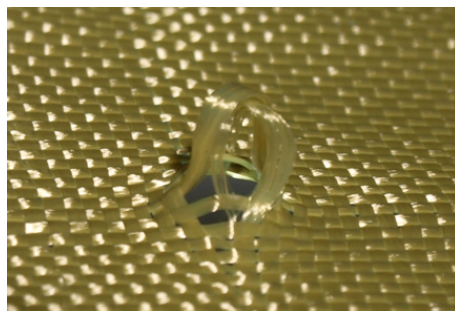


FIGURE 5.20 – Déformation finale du tissu après perforation.

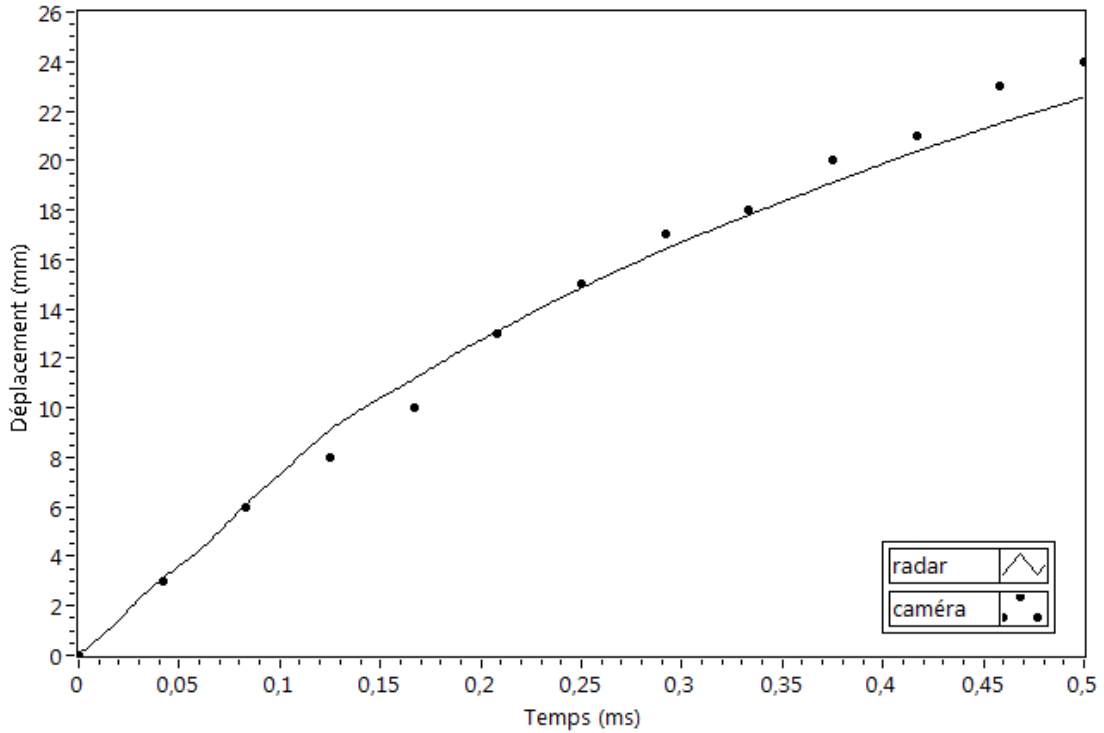


FIGURE 5.21 – Déplacement du sommet de la pyramide de déformation.

5.4 Validation d'un modèle analytique

Le modèle analytique développé dans cette section est basé sur le principe de la conservation de la quantité de mouvement. Il est comparable au modèle de Anderson et Chronon [19].

Il est admis que :

1. la pyramide de déformation a un sommet pointu, ce qui correspond à considérer le projectile comme un point massique
2. le projectile et le sommet de la pyramide de déformation bougent ensemble
3. l'angle de la pyramide de déformation est constant
4. l'interaction entre le projectile et le tissu est immédiate

De l'analyse des images vidéo on constate que dans certains cas il n'est pas satisfait aux trois hypothèses :

- Bien que le premier contact entre le projectile sphérique et le tissu se fait sur un point, le sommet de la pyramide de déformation est arrondi. Néanmoins, par rapport à des projectiles cylindriques avec un tête aplatie, le sommet peut être considéré comme étant pointu.
- Lors d'un impact non perforant, la pyramide de déformation devient de moins en moins pointue (voir figure 5.15). En effet, à partir d'un certain moment ($t = 0.7$ ms) les côtés de la pyramide bougent plus vite que le sommet. Le résultat est une

pyramide avec un sommet avec un très grand angle d'ouverture. Il n'est donc pas satisfait à la première hypothèse durant tout le phénomène. Néanmoins, le but de ce chapitre est d'analyser l'évolution de la vitesse du projectile. Comme le projectile a perdu la plus grande partie de sa vitesse au moment où l'hypothèse n'est plus satisfaite, ceci ne pose pas de problème.

- Il n'est pas possible de vérifier la deuxième hypothèse dans le cas d'un impact non perforant, comme la bille n'est pas visible avec la caméra lors de l'impact. Il est possible que le sommet de la pyramide de déformation continue à croître quand la bille a déjà rebondi, à la suite du transfert d'énergie cinétique de la bille au tissu. Néanmoins, ceci peut se passer uniquement dans la dernière phase d'un impact non perforant, ce qui ne pose pas de problème comme la bille a déjà perdu la plus grande partie de sa vitesse.
- Dans le cas d'un coup perforant la deuxième hypothèse n'est pas satisfaite dès que la bille commence à glisser à travers les fils. Dans ce cas-ci le tissu ne réagit plus comme un ensemble, comme seulement quelques fils essaient d'arrêter la bille.
- L'angle de la pyramide de déformation n'est pas constant au cours de la pénétration de la bille dans le tissu.
- La quatrième hypothèse est satisfaite quand le nombre de couches est limité. Dans le cas d'un grand nombre de couche, il y a un délai dans la formation de la pyramide, comme la dernière couche ne bouge pas immédiatement au moment de l'impact du projectile avec la première.

Malgré toutes ces observations, le modèle est analysé en vue de sa simplicité.

La quantité de mouvement perdue par le projectile est transférée intégralement au tissu, ce qui est exprimé par :

$$\frac{d(m_f V)}{dt} = -\frac{d(m_b V)}{dt} \quad (5.5)$$

où m_f est la masse du tissu, m_b la masse de la bille, qui est constante, et V la vitesse instantanée de la bille. La masse du tissu m_f peut être calculée par :

$$m_f = 4\rho_{AD}A_p \quad (5.6)$$

où ρ_{AD} est la densité surfacique du tissu, et A_p la surface d'un côté de la pyramide de déformation. Par un calcul géométrique, la surface d'un côté de la pyramide de déformation est déterminée :

$$A_p = \frac{h^2}{2} \tan\phi \cdot \sqrt{\left[\frac{1}{\cos^2\phi} + 1\right]} \quad (5.7)$$

où h est la hauteur du sommet de la pyramide de déformation, et ϕ le demi angle du sommet de la pyramide (figure 5.22). L'angle ϕ supposé étant constant, la masse du tissu peut être calculée si la hauteur h de la pyramide de déformation est connue. L'augmentation de la hauteur de la pyramide de déformation, durant un pas de temps Δt , est égale à :

$$h(t + \Delta t) = h(t) + V(t) \cdot \Delta t \quad (5.8)$$

Ainsi, l'augmentation de la masse de la pyramide de déformation peut être déterminé, à l'aide des équations 5.6 et 5.7.

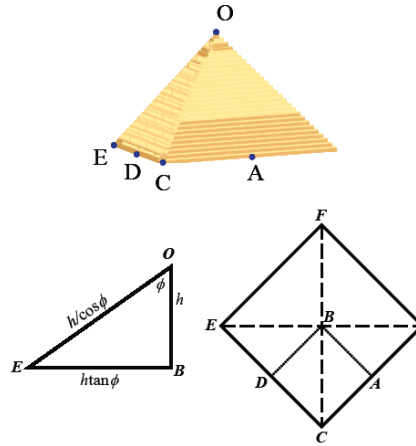


FIGURE 5.22 – Modèle de la pyramide de déformation [19]

Finalement, la vitesse du projectile est calculée en écrivant le bilan de conservation de mouvement sous forme incrémentale :

$$V(t + \Delta t) = \frac{m_b + m_f(t)}{m_b + m_f(t + \Delta t)} V(t) \quad (5.9)$$

Nous appliquons ce modèle sur les impacts, discutés dans les sections 5.3.2 et 5.3.2. La densité surfacique ρ_{AD} du tissu est égale à 191 g/cm^2 et la masse de la bille est égale à 1.118 g . Le seul paramètre qui doit être déterminé est l'angle de la pyramide de déformation. Les images de la caméra à haute vitesse permettent de mesurer cet angle, qui peut être considéré comme un paramètre d'ajustement. Il s'avère qu'il augmente pendant la déformation du tissu, comme montré dans la figure 5.23. Pour le modèle, on a opté pour la valeur moyenne lors de la pénétration : $\phi = 1.268$ (rad) pour l'impact non perforant, et $\phi = 1.207$ (rad) pour l'impact perforant.

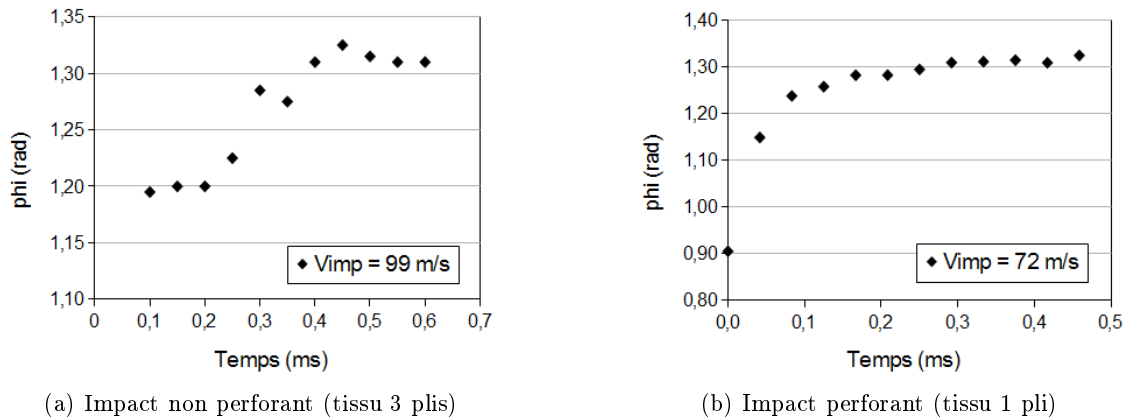
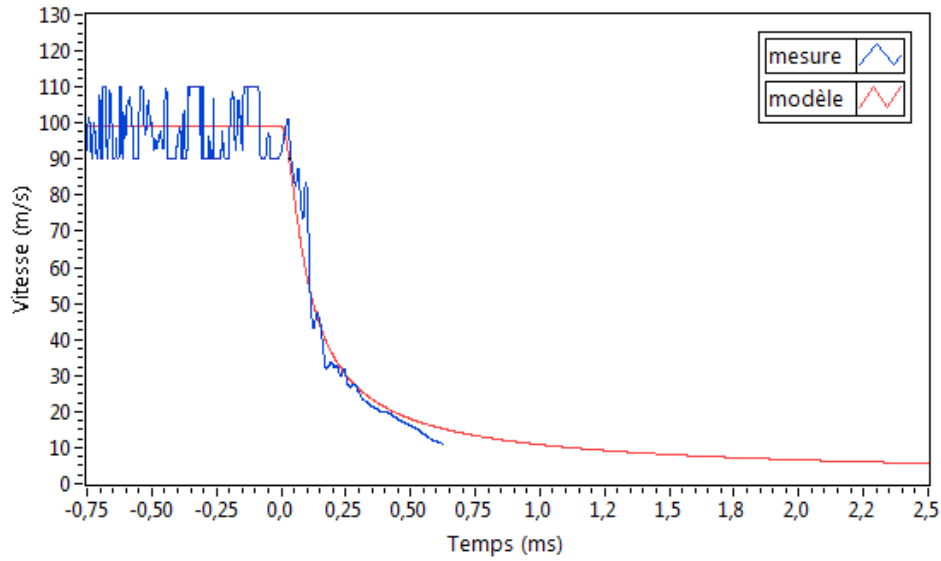
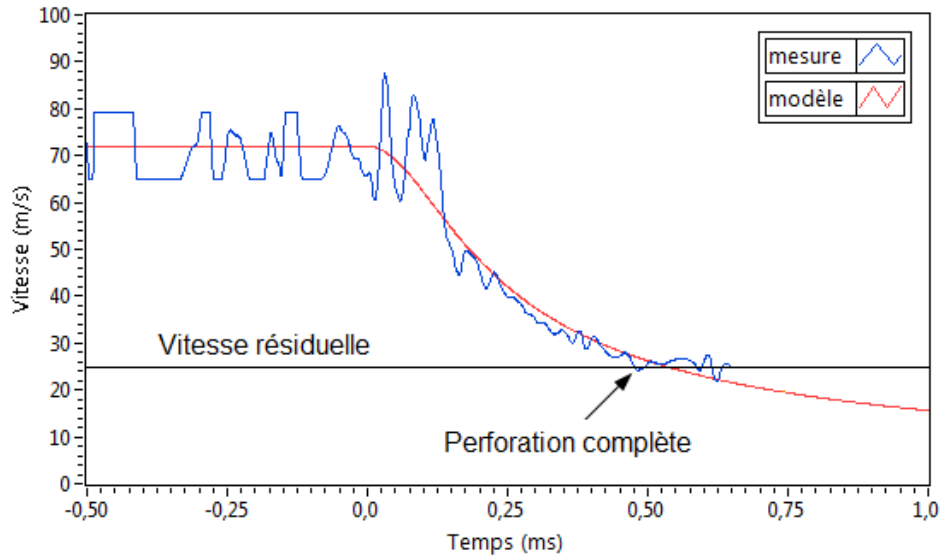


FIGURE 5.23 – Evolution de l'angle ϕ de la pyramide de déformation pendant l'impact

Les figures 5.24a et 5.24b présentent la comparaison entre la mesure expérimentale et le modèle sur base de la conservation de la quantité de mouvement.



(a) cas d'impact d'une bille avec $V_{Imp} = 99$ m/s sur un tissu composé de trois plis



(b) cas d'impact d'une bille avec $V_{Imp} = 72$ m/s sur un tissu composé d'un pli

FIGURE 5.24 – Comparaison essais - modèle

On constate qu'il y a une bonne concordance entre le modèle et la vitesse mesurée pour les premières $500 \mu s$ après le premier contact entre le projectile et le tissu.

Ce modèle permet uniquement de décrire l'interaction entre le projectile et le tissu pendant les premières phases du phénomène d'impact. Une prédiction de la perforation, de la vitesse résiduelle ou de la durée de l'interaction n'est pas possible. Néanmoins, ce modèle simple permet de prédire la diminution de la vitesse lors de l'impact, quand on connaît l'angle de la pyramide de déformation. L'évolution de l'angle de la pyramide mérite une recherche approfondie.

Pour un nombre limité d'essais, la technique de la corrélation d'images est utilisée pour mesurer la déformation de la face arrière du tissu. Afin d'avoir un champ de vision suffisamment grand, la fréquence des caméras à haute vitesse est limitée à 10000 images/s. La figure 5.25 montre le champ de déplacement dans le cas de l'impact d'une bille avec une vitesse d'impact égale à 57 m/s sur un tissu composé d'une couche.

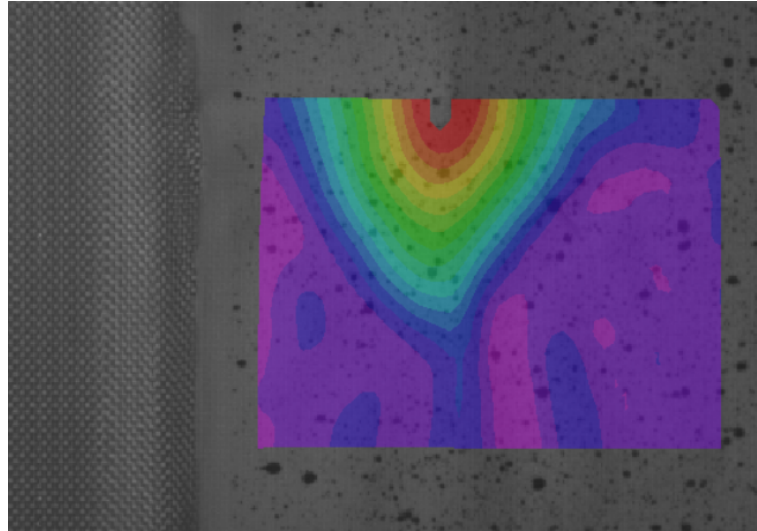


FIGURE 5.25 – Champ de déplacement, obtenu par la technique de la corrélation d'images

Pour le point d'impact, la figure 5.26 présente le déplacement en fonction du temps, à partir de l'impact. On observe qu'après la déformation initiale, il y a un rebond du tissu, avec une amplitude moindre.

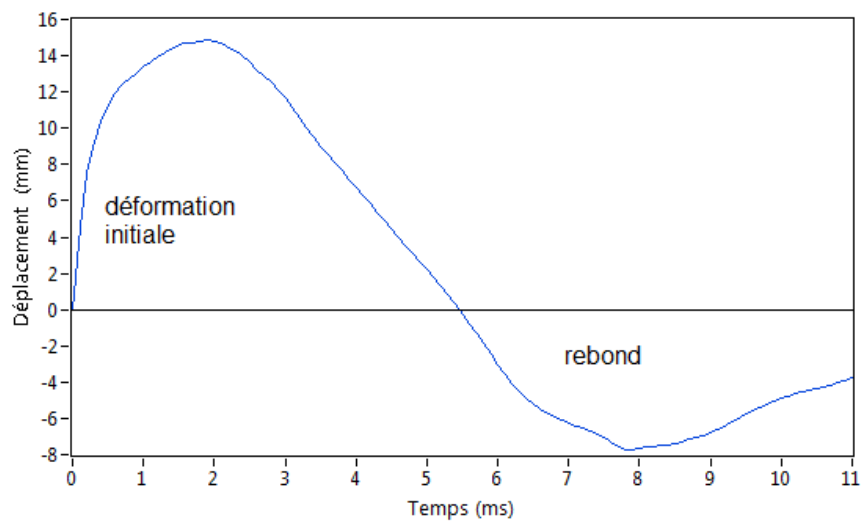


FIGURE 5.26 – Déplacement du point d'impact en fonction du temps

La figure 5.27 présente la comparaison entre le modèle et les différentes méthodes de me-

sures (caméra à haute vitesse, corrélation d'images (DIC - *Digital Image Correlation*), radar) dans le cas de l'impact d'une bille avec une vitesse d'impact égale à 57 m/s sur un tissu composé d'une couche. Le déplacement obtenu par le radar est le résultat de l'intégration de la vitesse instantanée.

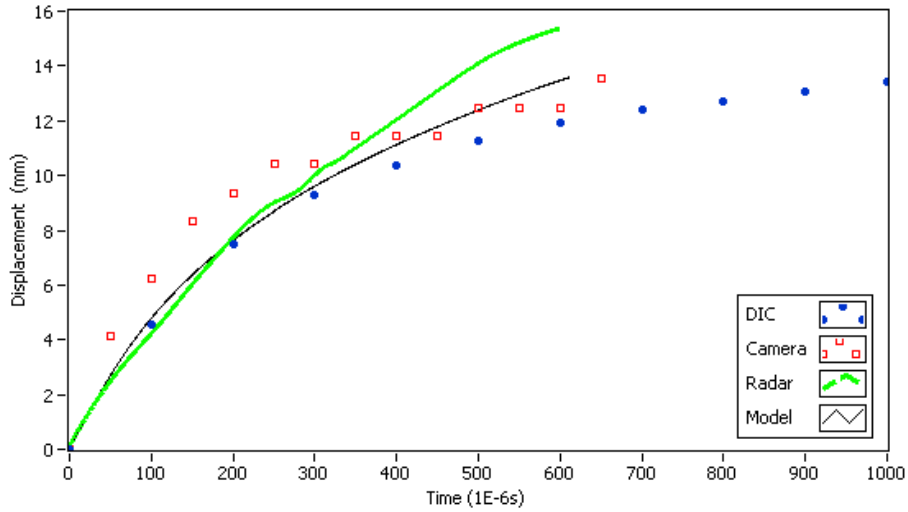


FIGURE 5.27 – Comparaison méthode - méthodes de mesures

On observe une bonne concordance entre les résultats obtenus par les différentes méthodes et celui obtenu par un modèle analytique simple. Un résumé des résultats, avec comparaison entre les différentes techniques de mesure, est présenté dans l'annexe D.

5.5 Etude paramétrique de la perte de vitesse du projectile

La technique radar a été utilisée dans un nombre restreint d'expériences sur des tissus avec 1, 2 et 3 plis du même matériau. Le projectile est lancé à des vitesses d'impact différentes, afin d'étudier tant des impacts perforants que non-perforants. Le tableau 5.1 récapitule les essais traités dans cette section. Comme le modèle représente bien la perte de vitesse expérimentale, seulement les courbes du modèle sont présentées dans cette section, en raison de lisibilité des graphiques. Une analyse qualitative est effectuée en fonction du résultat de l'impact (perforation ou non-perforation), de la vitesse d'impact et de la densité surfacique du tissu, chaque fois en gardant les autres paramètres égaux dans la mesure du possible.

Les graphiques montrent l'évolution de la vitesse relative du projectile pendant les premières 0.350 ms après le premier contact entre le projectile et le tissu (pour le cas D pendant 0.250 ms, comme la perforation a lieu pendant cet intervalle de temps). La vitesse relative V_r est définie comme le rapport de la vitesse sur la vitesse d'impact : $V_r = V/V_{imp}$. La vitesse relative est utilisée afin de comparer l'allure des courbes avec une vitesse d'impact différente. L'évolution de la vitesse relative est présentée en fonction du déplacement, parce que ces deux facteurs sont utilisés pour l'évaluation d'une protection. En effet, le but d'une protection est d'arrêter un projectile avec une déformation minimale.

essai	V_{imp} (m/s)	N^*	P/NP ⁻	ϕ (rad)	t_P^+ (ms)
A	61	1	P	1.251	0.833
B	72	1	P	1.248	0.916
C	89	1	P	1.226	0.250
D	61	2	NP	1.278	-
E	92	2	NP	1.231	-
F	110	2	P	1.219	0.459
G	138	2	P	1.209	0.958
H	92	3	NP	1.255	-

N^* : nombre de plis

P/NP⁻ : Perforation / Non Perforation

t_P^+ durée de la pénétration

Tableau 5.1 – Ensemble d’essais pour l’étude paramétrique

L’objectif de cette section n’est pas de quantifier l’influence des paramètres, pour cela le nombre d’essais est trop limité. De façon qualitative, nous essayons de donner une image de l’évolution de la vitesse d’une bille lors de l’impact.

5.5.1 Influence de la vitesse d’impact

La figure 5.28 montre l’évolution de la vitesse du projectile en fonction de son déplacement, pour les essais A, B et C. La vitesse d’impact V_{imp} varie entre 61 et 89 m/s, le nombre de couches est égal à un, et l’impact résulte chaque fois dans une perforation.

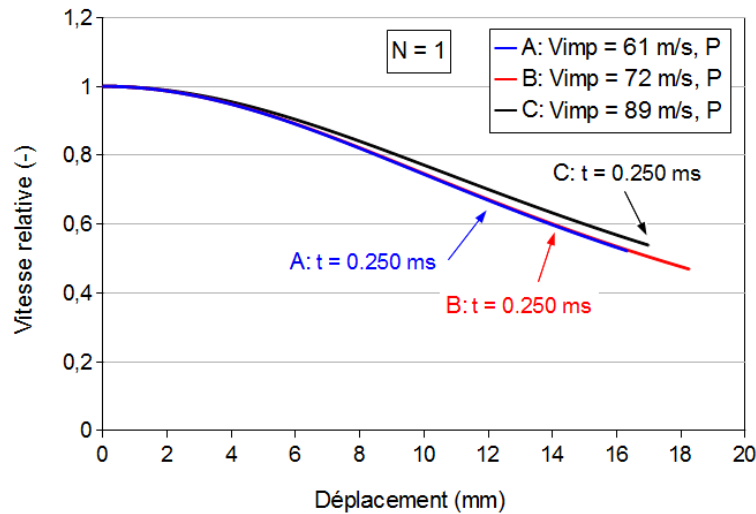


FIGURE 5.28 – Evolution de la vitesse du projectile en fonction du déplacement, cas d’impact perforant sur un pli

Pour les impacts à 61 et 72 m/s, la vitesse relative diminue dans la même mesure en fonction du déplacement de la bille. Pour l'impact à 89 m/s la diminution de la vitesse est légèrement plus petite. La différence est liée à la valeur de l'angle ϕ , qui est plus petit pour l'essai C que pour les deux autres essais.

La déformation du tissu augmente proportionnellement avec la vitesse d'impact V_{imp} , pendant le même intervalle de temps, égal à 250 ms. A cet instant, le tissu est perforé dans le cas d'un impact à $V_{imp} = 89$ m/s. Le déplacement correspondant est égale à 17 mm. Pour les deux autres essais, le tissu continue à se déformer plus longtemps. L'instant de perforation exacte est difficile à déterminer, comme à partir d'un certain moment le comportement du tissu devient presque complètement un comportement local. En effet, seulement quelques fils résistent au mouvement du projectile. Le déplacement du sommet de la pyramide de déformation est plus petit que le déplacement du projectile juste avant le glissement à travers les derniers fils résistants (voir figure 5.29. Néanmoins, dans le cas d'une perforation, le déplacement du sommet de la pyramide est plus grand pour des vitesse plus basses.

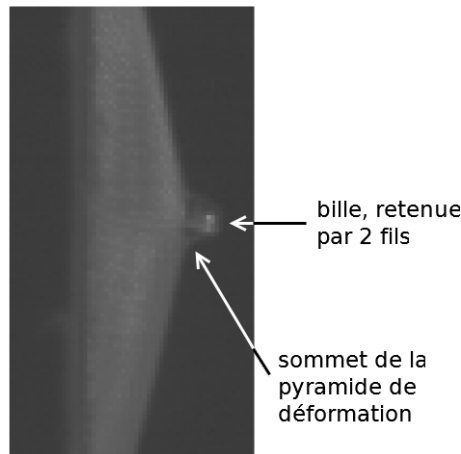


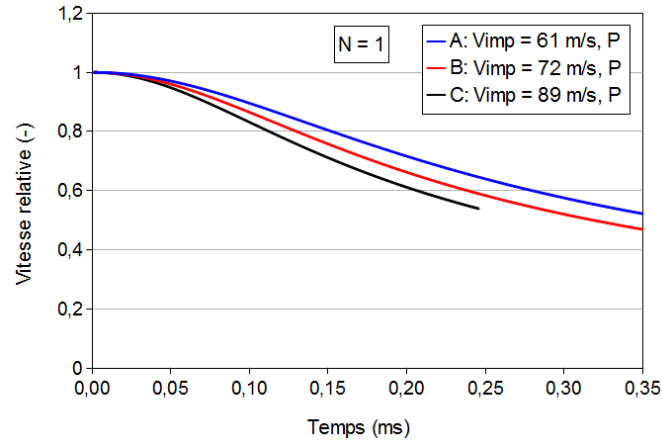
FIGURE 5.29 – Déplacement du sommet de la pyramide de déformation - déplacement de la bille

La figure 5.30 montre l'évolution de la vitesse relative en fonction du temps. La vitesse relative pour l'essai avec la vitesse d'impact la plus élevée est la plus basse. Le projectile perd une plus grande partie de son énergie cinétique dans le même intervalle de temps, et est ralenti plus. La vitesse absolue, elle reste plus élevée que la vitesse dans les deux autres essais.

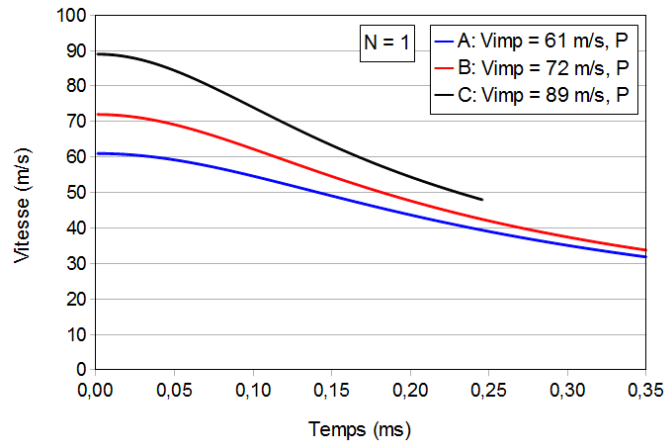
En résumé, en fonction de la vitesse d'impact, on observe que :

- la diminution de la vitesse en fonction du temps est plus importante. Ceci n'est pas le cas pour la diminution de la vitesse en fonction du déplacement.
- l'angle ϕ de la pyramide de déformation diminue, la déformation est plus localisée.
- le déplacement du sommet de la pyramide de déformation augmente dans un même intervalle de temps, tant qu'il n'y a pas de perforation.

Dans le cas de l'impact sur un tissu composé de deux plis, l'évolution de la vitesse relative est présentée dans la figure 5.31 pour les essais D à G. La vitesse d'impact V_{imp} varie entre



(a) Vitesse relative



(b) Vitesse absolue

FIGURE 5.30 – Evolution de la vitesse du projectile en fonction du temps

61 et 138 m/s, le nombre de couches est égal à deux, et il y a des impacts perforants et non perforants. Les courbes présentent le déplacement du projectile pendant les premières 350 μ s après le contact entre le projectile et le tissu. A cet instant, la perforation n'a pas encore eu lieu.

On observe les mêmes tendances que dans le cas de l'impact sur un pli : une diminution de la vitesse moins importante, un angle ϕ plus petit, et un déplacement du sommet de la pyramide plus grand en fonction de la vitesse d'impact. Tant pour les impacts perforants que les impacts non perforants on observe la même tendance.

5.5.2 Influence de la densité surfacique

La variation de la densité surfacique est réalisée par une variation du nombre de couches dans les essais C, E et H. La vitesse d'impact est à peu près constante. Pour l'essai sur un tissu avec une couche l'impact résulte dans une perforation, pour les deux autres essais le tissu n'est pas perforé.

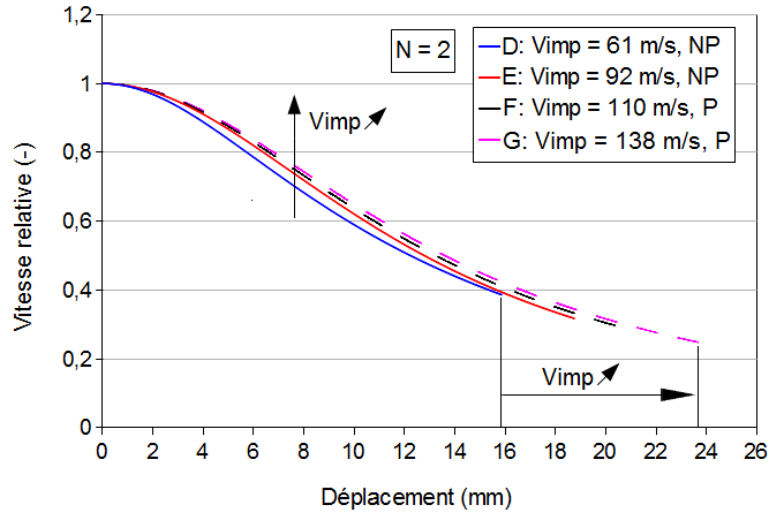


FIGURE 5.31 – Evolution de la vitesse du projectile en fonction du déplacement, cas d'impact sur deux plis

La figure 5.32 présente l'évolution de la vitesse du projectile en fonction de son déplacement, pour les essais D, F et J. La vitesse d'impact V_{imp} est à peu près constante (autour de 90 m/s). Le nombre de plis varie de un à trois. Pour l'essai sur un tissu avec un pli, l'impact résulte dans une perforation, pour les deux autres essais le tissu n'est pas perforé.

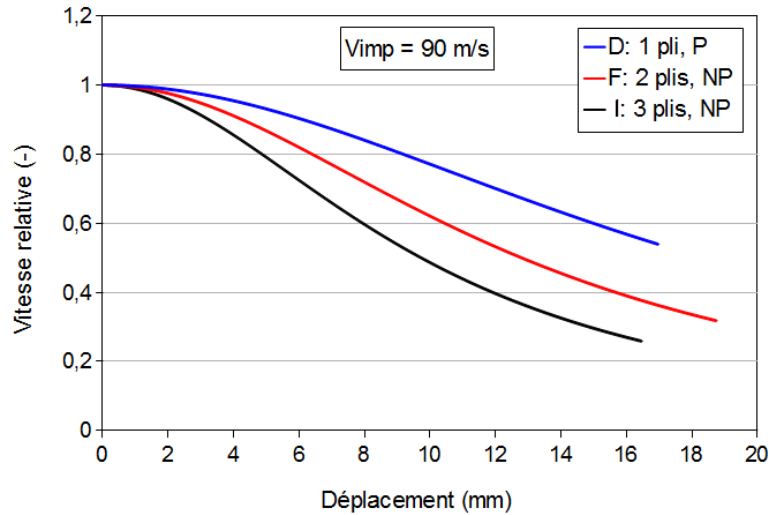


FIGURE 5.32 – Evolution de la vitesse du projectile en fonction du déplacement

En fonction du nombre de plis, on observe que :

- la diminution de la vitesse est plus importante. Le projectile est confronté à une masse plus importante.
- l'angle de la pyramide de déformation augmente. La déformation est moins localisée, l'énergie est répartie sur une surface plus grande.

- le déplacement du sommet de la pyramide de déformation diminue dans un même intervalle de temps, tant qu'il n'y a pas de perforation

5.6 Synthèse

La technique radar, développé dans ce chapitre, a permis de façon pertinente la mesure continue de la vitesse d'un projectile pendant l'interaction entre le projectile et un tissu. L'évolution de la vitesse du projectile dans les cas d'un impact perforant et d'un impact non perforant est décrite par l'analyse combinée de la mesure continue de la vitesse par le radar et des images de la caméra à haute vitesse.

La mesure de la vitesse est découplée du comportement du tissu, observée par la caméra à haute vitesse. Il y a une bonne concordance entre les résultats obtenus par les différentes techniques de mesure utilisées : caméra à haute vitesse, corrélation d'images et la technique radar.

Un modèle analytique simple, basé sur la conservation de la quantité de mouvement, est construit. Ce modèle permet de prédire la diminution de la vitesse lors de l'impact, quand l'angle de la pyramide de déformation est connu.

La variation de l'évolution de la vitesse du projectile en fonction de son déplacement fait l'objet d'une étude paramétrique, dans laquelle l'influence de la vitesse d'impact et de la densité surfacique sont étudiées.

Troisième partie

Etude numérique

Chapitre 6

Simulation numérique de la tenue d'un matériau granulaire sollicité par une onde de choc

Dans ce chapitre, la modélisation numérique en LS-Dyna de l'ensemble plaque - matériau granulaire soumis à la sollicitation d'une onde de choc est présentée. Différentes approches pour la simulation de la sollicitation sont analysées. Deux modèles de comportement d'un matériau sont étudiés pour la modélisation du matériau granulaire. La validation de la modélisation est basée sur les résultats expérimentaux. La simulation est limitée au CM et à la VF, car ces matériaux présentent les meilleures performances lors des essais expérimentaux.

Sommaire

6.1	Modélisation numérique	146
6.1.1	Hypothèses de calcul	146
6.1.2	Modélisation de la sollicitation	148
6.1.3	Résultats et discussions	150
6.2	Modélisation de l'onde de choc dans un domaine ALE	155
6.2.1	Modélisation de l'onde incidente	156
6.2.2	Interaction de l'onde de choc avec la plaque de référence	158
6.3	Modélisation du matériau granulaire	163
6.3.1	Simulation numérique d'un essai oedométrique	163
6.3.2	Analyse de modèles de type 'mousse' pour décrire le comportement mécanique d'un matériau granulaire	165
6.3.3	Optimisation des paramètres du matériau	169
6.4	Synthèse	171

6.1 Modélisation numérique

6.1.1 Hypothèses de calcul

Le dispositif expérimental consiste en une plaque d'aluminium sur laquelle est posée un échantillon de matériau granulaire, une charge explosive qui se trouve à une distance de 40 cm au-dessus de la plaque et l'air dans lequel l'onde de choc se propage.

Le matériau granulaire est considéré comme étant un matériau homogène et isotrope (figure 6.1). En effet, l'observation des grains dans les échantillons de vermiculite et de CM ne permet pas de définir un sens préférentiel, ni pour les grains de vermiculite, ni pour les bâtons de CM. L'hypothèse d'isotropie est donc justifiée. L'objectif de ce chapitre n'est pas de simuler le déplacement et la déformation de chaque grain individuel, mais de pouvoir simuler l'expérience global. La simulation du comportement de chaque grain nécessite un temps de calcul énorme, vue la taille des échantillons, et la connaissance des paramètres de matériau au niveau du grain. Comme la variation entre les grains, au niveau de la dimension et la géométrie est relativement grande, il faut, de toute façon, travailler avec un grain 'moyen'. Pour ces raisons, le matériau granulaire est considéré comme étant homogène, et nous considérons un modèle du type 'mousse écrasable' (*crushable foam*) pour décrire son comportement. On fait donc abstraction des vides dans le matériau et les grains individuels. Le matériau homogénéisé est caractérisé par la même densité ρ et la même courbe contrainte-déformation que le matériau granulaire.

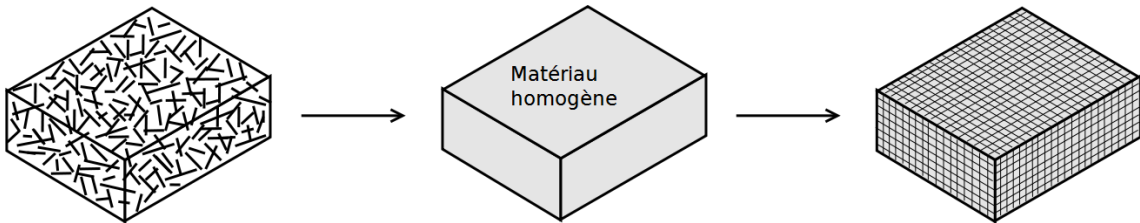


FIGURE 6.1 – Matériau équivalent homogénéisé

Pour modéliser la création de l'onde de choc, sa propagation dans l'air et le contact avec la plaque, on la considère comme une condition initiale du problème. La pression incidente est obtenue par une interpolation polynomiale dans une base de données [103]. Cette pression, appelée pression analytique, est appliquée sur la surface supérieure de la plaque. De cette façon, le modèle numérique est simplifié à deux composantes : le matériau granulaire et la plaque en aluminium.

La figure 6.2 illustre le modèle géométrique simplifié représentant à la fois la plaque en aluminium et le bloc correspondant au matériau granulaire. La plaque a une longueur d'un mètre et une largeur de 20 cm, les dimensions de l'échantillon sont $25 \text{ cm} \times 20 \text{ cm} \times H$, avec H une épaisseur H variable.

Le maillage Lagrangien est réalisé à l'aide d'éléments solides (*solid elements*). Les éléments de la plaque ont une dimension de $1 \text{ cm} \times 1 \text{ cm} \times 0.2 \text{ cm}$. La dimension des éléments de l'échantillon du matériau granulaire est déterminée par 2 aspects :

- les éléments doivent être suffisamment grands par rapport aux grains. Non seulement

au niveau de l'échantillon complet, mais aussi au niveau de l'élément le matériau est considéré comme étant homogène et isotrope.

- les éléments doivent être suffisamment petits afin de pouvoir observer l'évolution des paramètres à travers l'échantillon.

Pour des éléments cubiques avec un côté de 0.125 cm et 0.25 cm des erreurs numériques apparaissent. Des éléments avec un côté de 0.5 cm sont retenus pour l'échantillon du matériau granulaire à travers ce travail.

LS-DYNA keyword deck by LS-PrePost

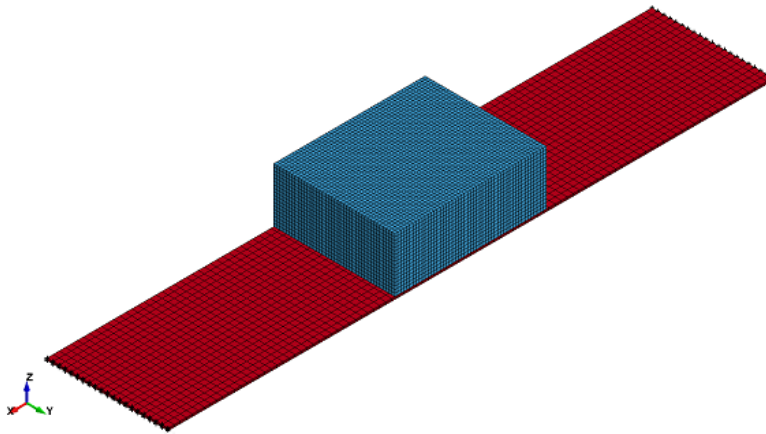


FIGURE 6.2 – Maillage du système (plaque + granulat)

La plaque en aluminium subit uniquement des déformations élastiques, on peut utiliser un modèle d'un matériau élastique. Comme l'alliage d'aluminium n'est pas connu, un aluminium générique est choisi avec une densité $\rho = 2770 \text{ kg/m}^3$, un module d'élasticité $E = 71 \text{ GPa}$ et un coefficient de Poisson $\nu = 0.33$.

Pour les matériaux granulaires, un modèle d'une 'mousse écrasable' (*crushable foam*) est choisi, comme dans les travaux de Larsen et Jorgensen [18] (une description est donnée dans la section 6.3). Il permet la modélisation de mousses écrasables dans des applications où le comportement cyclique n'est pas important [20], comme dans la sollicitation d'une structure par une onde de choc. Ce modèle contient un coefficient d'amortissement pour tenir compte de la sensibilité de la courbe contrainte-déformation à la vitesse de déformation. Une étude de Larsen et Jorgensen [18] montre que la sensibilité du CM à la vitesse de déformation est très faible. Une étude de Walley et Proud [101] montre que la vermiculite est sensible à la vitesse de déformation. En l'absence de données pour quantifier la sensibilité à la vitesse de déformation, on a choisi arbitrairement une valeur de 0.2 pour le coefficient d'amortissement δ .

D'une part on suppose qu'il y a une légère sensibilité à des vitesses de déformation plus élevées, causés par l'arrivée de l'onde de choc. En effet, l'air entre les bâtons n'aura pas le temps, ni l'espace, de s'échapper. D'autre part, avec l'homogénéisation du matériau granulaire on perd le phénomène des interactions entre les bâtons, et le comportement causé par ces interactions. L'introduction du coefficient d'amortissement peut, à l'échelle macro-

scopique, partiellement remédier à ce problème.

Le tableau 6.1 reprend les caractéristiques des matériaux étudiés, et les paramètres des modèles : la densité ρ , le module d'élasticité E , le coefficient de Poisson ν , la limite de contrainte en traction $\sigma_{y,t}$ et le coefficient d'amortissement δ .

Propriété	Aluminium	CM*	VF
modèle de matériau	élastique	mousse écrasable	mousse écrasable
ρ (kg/m ³)	2770	600	140
E (GPa)	71	68.97	0
ν (-)	0.33	0.28	0
$\sigma_{y,t}$ ** (MPa)	-	2.41	0
δ (-)	-	0.2	0.2

* source : [18]

** contrainte limite en tension

Tableau 6.1 – Paramètres des matériaux utilisés pour les simulations

Le comportement mécanique d'un matériau granulaire est défini par une courbe contrainte-déformation unique. La figure 6.3 montre les courbes contrainte-déformation de deux granulats : CM [18] et VF, implémentées dans le modèle d'une 'mousse écrasable'. Elles sont obtenues par des essais statiques de compression uniaxiale.

Le matériau granulaire est sollicité en compression uniquement. Pour cette raison, on prend les valeurs de la contrainte limite en tension σ_y et le module d'élasticité E , qui ne sont pas connues pour la VF, égales à zéro. Des simulations avec une grande valeur de σ_y mènent à des oscillations parasites de la force de contact entre la plaque et la vermiculite. Des simulations avec des valeurs différentes de E sont effectuées, sans qu'il n'y ait de différence pertinente dans les résultats. Une valeur égale à zéro pour σ_y et E est donc justifiée pour la VF dans l'application étudiée. Pour le CM on prend les valeurs utilisées dans [18].

Le contact entre la plaque et le matériau granulaire est défini par un algorithme de contact, permettant un contact entre un corps rigide et un matériau déformable, comme dans [107]. Les deux extrémités de la plaque étant encastées, les conditions au bord sont telles que, aux extrémités de la plaque, tous les degrés de liberté sont bloqués.

6.1.2 Modélisation de la sollicitation

Les deux méthodes les plus utilisées pour la simulation de la sollicitation d'une onde de choc sur une structure ont deux philosophies tout à fait différentes :

- **L'approche Eulérien** : Cette méthode consiste en la construction d'un domaine Eulérien complet, dans lequel se trouvent la charge, la structure soumise à l'onde de choc et le milieu dans lequel l'onde se propage. Il est clair que ce modèle nécessite un temps de calcul très long, certainement si la distance entre la charge et la structure est grande. Pour l'étude de la formation et la propagation de l'onde de choc et sa réaction avec des structures complexes, ce modèle convient très bien.
- **L'approche directe** : Cette méthode consiste en l'application directe de la sollici-

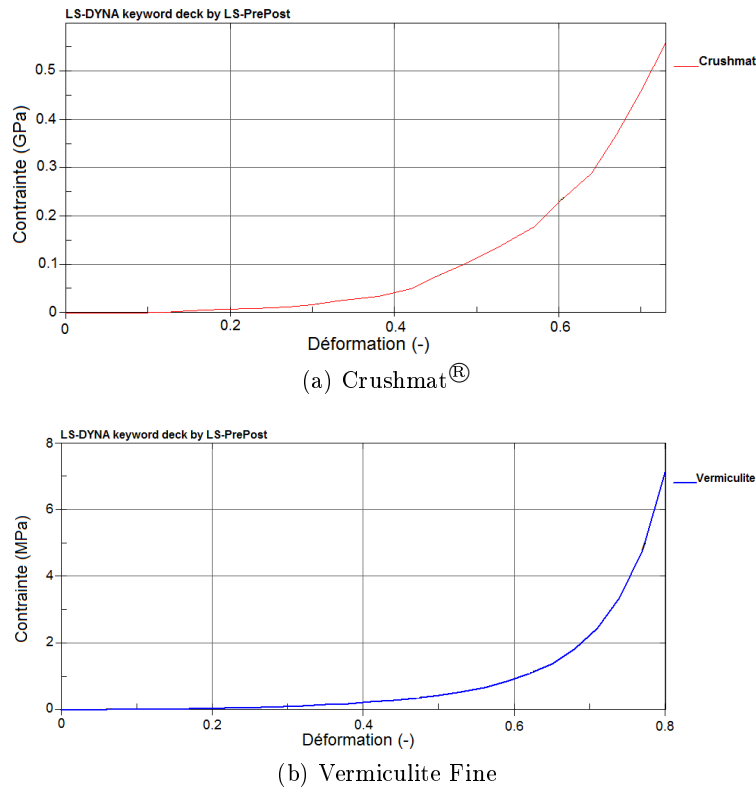


FIGURE 6.3 – Courbes contrainte-déformation du CM et de la VF

tation sur la structure, basée sur des données expérimentales et sans modélisation du milieu de propagation. En effet, le chargement appliqué est la pression réfléchie provenant d'une interpolation polynomiale de la base de données de [103], constituée de résultats d'un grand nombre d'essais d'explosion. Cette méthode permet de diminuer le temps de calcul considérablement, mais il y a aussi des inconvénients. En effet, des réflexions sur le sol, l'effet d'ombre (*shadowing* - la présence d'une zone que l'onde de choc ne peut pas atteindre en ligne directe) et les effets de bord ne sont pas pris en compte. En plus, chaque structure est considérée comme étant rigide. Ceci pourrait poser des problèmes quand on applique cette méthode sur des matériaux avec une faible impédance acoustique ou sur des structures légères qui sont soumises à un grand déplacement pendant la phase positive de la sollicitation. Dans la suite, le terme 'analytique' réfère à la sollicitation, calculée par cette méthode.

Dans une première étude, la deuxième méthode est appliquée afin de caractériser la sollicitation créée par la détonation de la charge explosive (20 g de C4), pour les raisons suivantes :

- L'étude expérimentale a montré que la plaque de référence peut être considérée comme étant rigide.
- Les résultats analytiques, en termes de pression et impulsion réfléchies, correspondent bien avec les résultats expérimentaux pour la plaque de référence (voir chapitre 3).
- Pour les expériences avec un échantillon de matériau granulaire sur la plaque, la période du système est toujours plus grande que la durée de la phase positive de

l'onde réfléchi. Bien que la densité du matériau granulaire est faible par rapport au matériau solide, elle est toujours plus élevée que celle de l'air. Même avec l'échantillon de matériau granulaire, la plaque peut donc être considérée comme étant rigide, en première approximation.

- La structure sollicitée est très simple, donc dans un premier temps il n'y a pas de réflexions et on néglige l'effet d'ombre et les effets de bord.
- Le temps de calcul est très court par rapport à l'approche Eulérienne.

L'implémentation de l'approche directe est basée sur un rapport de Randers-Pehrson et Bannister [108]. A partir de la masse équivalente de TNT, le type de souffle (explosion surfacique ou explosion en air libre) et la distance par rapport au point de détonation, la pression appliquée sur la structure est calculée de façon analytique.

6.1.3 Résultats et discussions

6.1.3.1 Onde incidente

Afin de vérifier si l'approche directe représente correctement la géométrie de l'onde incidente, une simulation est effectuée pour une charge se trouvant dans l'air libre, à une distance de 40 cm de la plaque. La masse de 20 g de C4 correspond à une masse équivalente de 25.6 g de TNT. En effet, le manuel technique 'TM5-855' [103] donne, pour une masse unitaire de C4, une masse équivalente de TNT de 1.39 pour le calcul de la pression, et de 1.19 pour l'impulsion. Pour une analyse globale, la masse de C4 est multipliée par la valeur moyenne (1.28), ce qui donne une masse de 25.6 g de TNT.

Comme on constate sur la figure 6.4, la forme sphérique de l'onde est conservée en appliquant cette méthode. Comme dans les expériences, la sollicitation la plus sévère est située au centre du système (plaque + granulat).

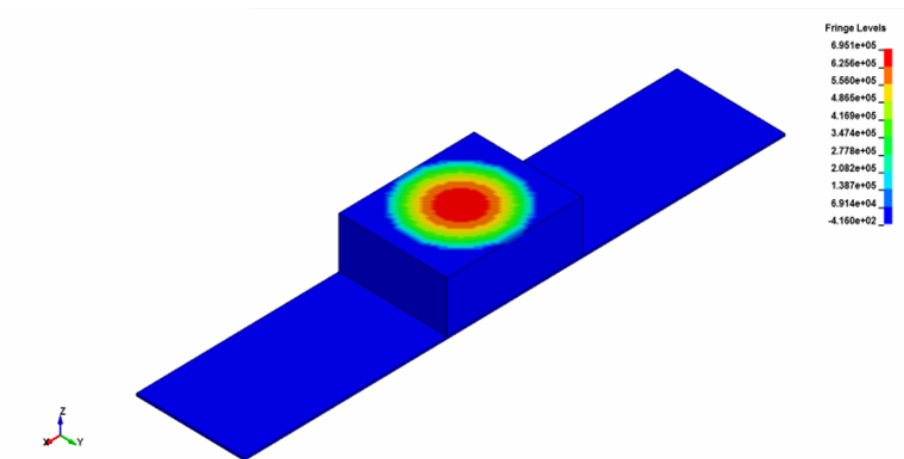
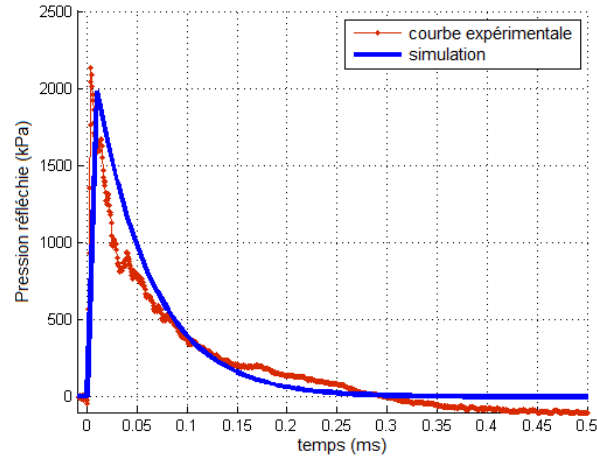


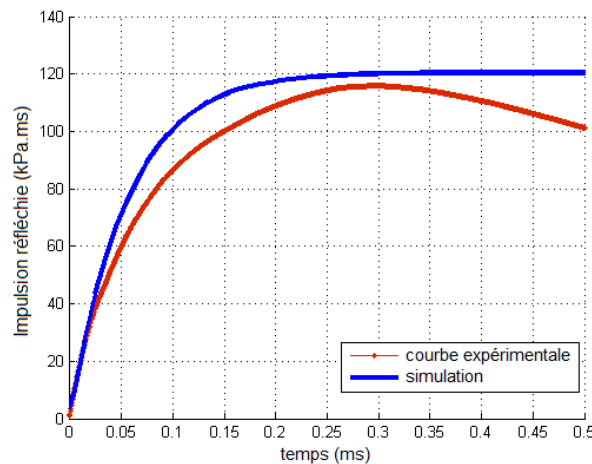
FIGURE 6.4 – Forme de l'onde incidente sur l'échantillon de CM

6.1.3.2 Onde réfléchi sur la plaque de référence

Les figures 6.5a et 6.5b montrent respectivement la pression et l'impulsion réfléchies sur le centre de la plaque de référence.



(a) Evolution de la pression réfléchiée en fonction du temps



(b) Evolution de l'impulsion réfléchiée en fonction du temps

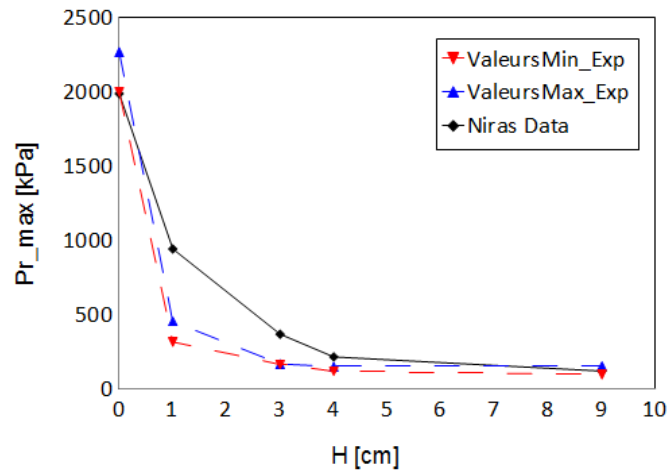
FIGURE 6.5 – Comparaison entre les résultats expérimentaux et simulés pour la plaque de référence

En comparant les données expérimentales aux résultats de la simulation, on constate que, globalement, il y a une bonne concordance. La courbe de la simulation est le résultat des calculs analytiques, et représente la sollicitation appliquée sur la plaque, dans la simulation. La valeur maximale de la pression simulée est un peu plus basse que la valeur expérimentale, et le temps de montée est un peu plus grand. La courbe expérimentale descend plus vite pendant les 100 premières μs , mais moins vite pendant le reste de la phase positive. La durée de la phase positive (0.3 ms) est égale pour les deux courbes.

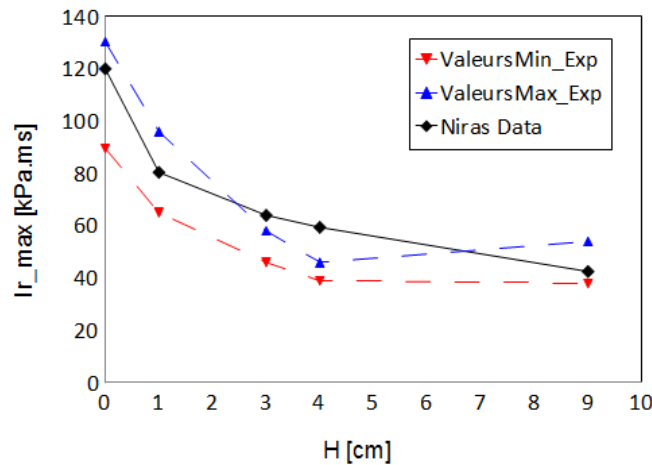
La partie descendante dans la courbe expérimentale de l'impulsion réfléchiée est due à la phase négative de l'onde de choc. Dans les calculs analytiques, la phase négative est négligée. La pression ne descend pas en-dessous de la pression ambiante, ce qui est exprimé par le plateau de la courbe de l'impulsion réfléchiée à une valeur de 120 kPa.ms.

6.1.3.3 Onde réfléchie sur les échantillons de Crushmat®

Les figures 6.6a et 6.6b montrent respectivement la pression maximale et l'impulsion réfléchies en fonction de l'épaisseur H de l'échantillon de CM.



(a) Pression réfléchie



(b) Impulsion réfléchie

FIGURE 6.6 – Pression et impulsion réfléchies en fonction de l'épaisseur H de l'échantillon de CM

Pour l'échantillon CM1 (on reprend les notations du chapitre 3), la pression réfléchie simulée est deux fois plus grande que la valeur expérimentale (940 kPa vs 451 kPa pour la valeur maximale). Par contre, l'impulsion réfléchie correspond à la valeur expérimentale. Ceci est dû à une durée plus courte de la phase positive dans la simulation. Pour les échantillons plus épais, la correspondance s'améliore. En général, la tendance est bonne, mais il y a une surestimation des valeurs simulées par rapport aux valeurs expérimentales pour la pression réfléchie maximale.

Il faut noter que la pression réfléchie maximale sur la surface supérieure d'un échantillon est d'environ 4 MPa (pour l'échantillon CM9), tandis qu'il faut une pression d'environ 100 MPa pour atteindre une déformation de 0.5 selon la courbe contrainte-déformation de la figure 3.6. Une charge de 20 g de C4 ne permet donc pas d'atteindre un niveau de déformation important. Comme le niveau de la contrainte est bas, seulement le début de la courbe contrainte-déformation est utilisé. La précision dans ce domaine de la courbe n'est pas suffisante, ce qui peut expliquer la différence entre les pressions simulée et mesurée. Dans le paragraphe 6.3 la courbe contrainte-déformation est étudiée plus en détail.

Le comportement du CM est représenté qualitativement dans la figure 6.7 par la déformation plastique après 1.5 ms pour les échantillons CM1, CM4 et CM9. L'échantillon CM1 est comprimé complètement, les échantillons CM4 et CM9 sont déformés graduellement à travers l'épaisseur. L'énergie de l'onde de choc semble être absorbée progressivement à travers l'échantillon, à partir des grains à la surface jusqu'à ce que l'énergie est trop basse pour pouvoir déformer le matériau dans la partie inférieure.

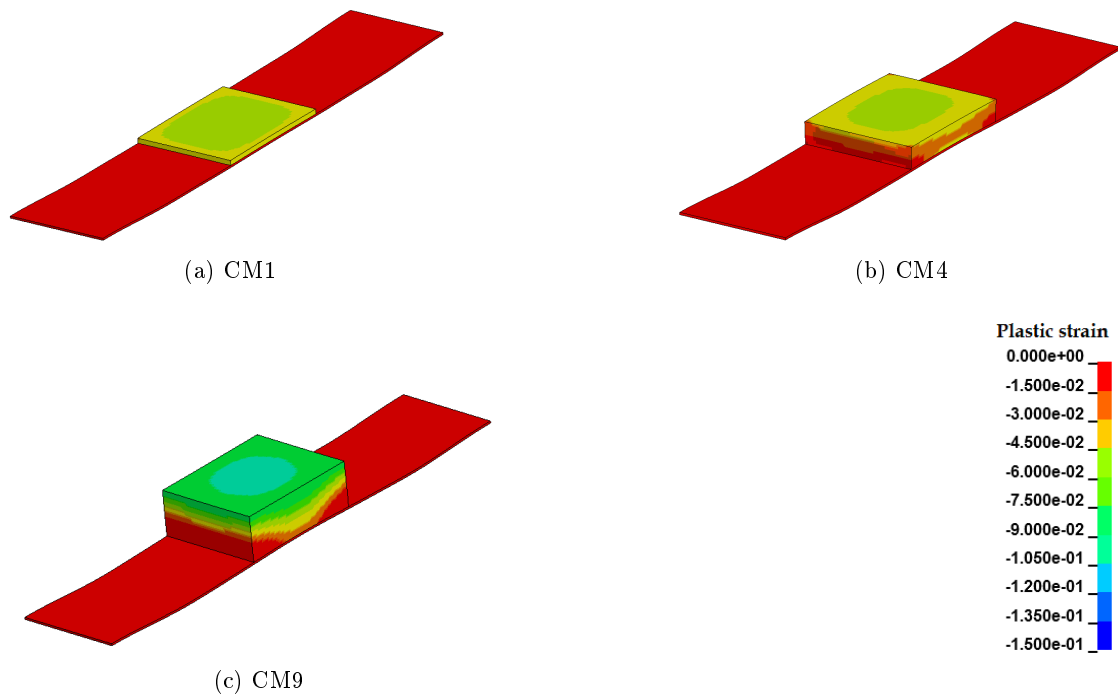


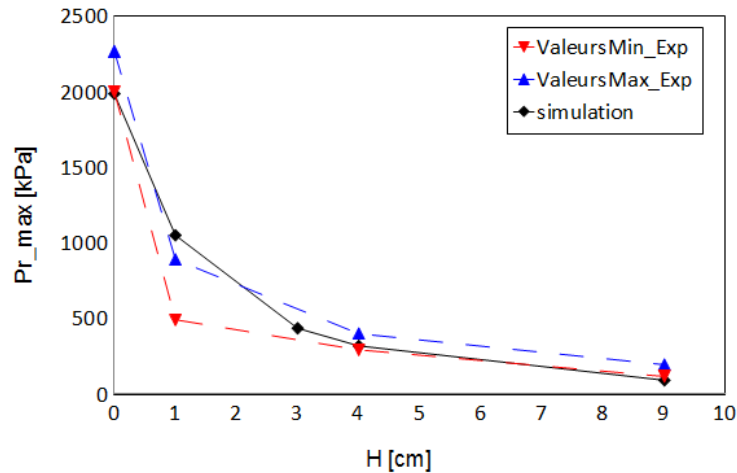
FIGURE 6.7 – Déformation plastique du CM après 1.5 ms

6.1.3.4 Onde réfléchie sur les échantillons de Vermiculite fine

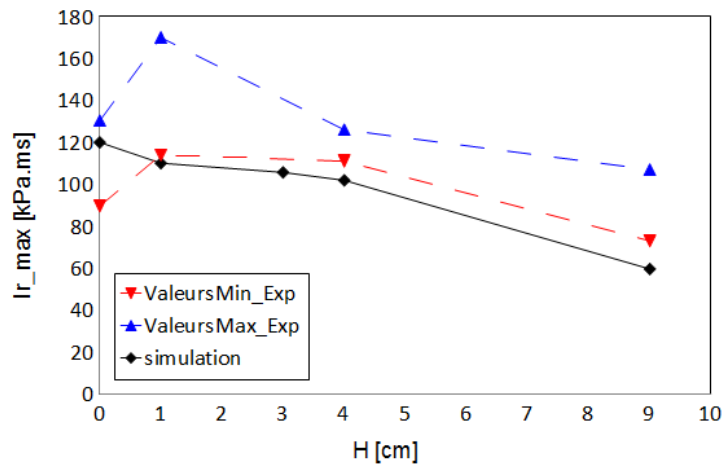
Les figures 6.8a et 6.8b montrent respectivement la pression maximale et l'impulsion réfléchies en fonction de l'épaisseur H de l'échantillon de VF.

Globalement, les valeurs de la pression réfléchie simulée correspondent bien aux valeurs expérimentales. Par contre, l'impulsion réfléchie simulée est légèrement sousestimée, avec des valeurs qui se trouvent 20 kPa.ms en-dessous de la courbe expérimentale minimale.

On note, contrairement au CM, que, pour la VF, la précision de la courbe contrainte-déformation est suffisante dans le domaine concerné.



(a) Pression réfléchie



(b) Impulsion réfléchie

FIGURE 6.8 – Pression et l'impulsion réfléchies en fonction de l'épaisseur H de l'échantillon de VF

Le comportement du VF est représenté qualitativement dans la figure 6.9 par la déformation plastique après 1.5 ms pour les échantillons VF1, VF4 et VF9. La VF semble avoir un comportement tout à fait différent de CM :

- Pour tous les échantillons, la déformation plastique est plus élevée.
- Les échantillons ne se sont pas déformés graduellement, mais de façon discontinue : une couche mince à la surface a subi une déformation de 0.83, la couche en-dessous une déformation de 0.41, et la couche inférieure une déformation de 0.29. Il y a une distinction très claire entre ces couches. En plus, ces couches sont plus ou moins parallèles à la plaque, tandis que pour le CM on observe encore la forme sphérique de l'onde de choc.

Comme on observe dans la graphique de la figure 6.3b, une déformation de 0.8 correspond à la densification de la VF. L'échantillon de VF1 est presque complètement densifié, ce qui pourrait mener à une amplification de l'impulsion [8]. Bien que l'amplification de l'impulsion ne soit pas visible dans les simulations, ce comportement a été constaté pendant les expériences.

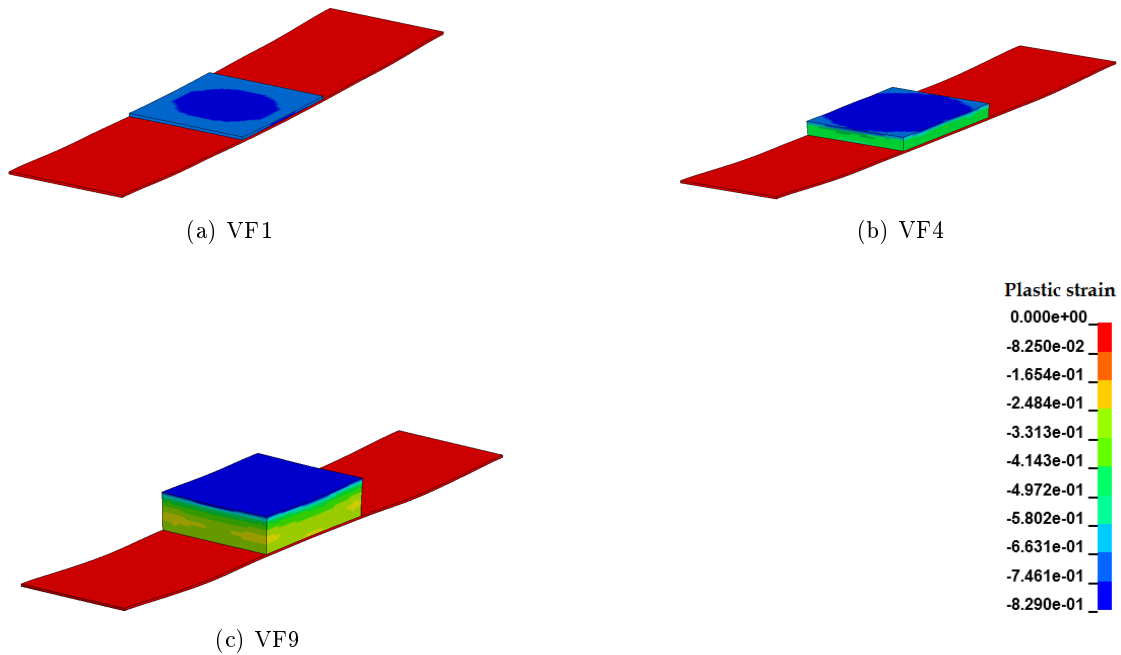


FIGURE 6.9 – Déformation plastique de la VF après 1.5 ms

6.2 Modélisation de l'onde de choc dans un domaine ALE

Dans le paragraphe 6.1 la valeur de la pression résultant d'une interpolation des résultats d'une base de données, est appliquée directement sur la plaque et l'échantillon. Dans ce cas, le matériau sur lequel la pression est appliquée est considéré comme étant rigide. En réalité cette condition n'est pas satisfaite, ni pour la plaque d'aluminium, ni pour les échantillons de matériau granulaire. Dans ce paragraphe une autre méthode est implémentée pour étudier l'interaction de l'onde de choc avec le matériau granulaire, basée sur le travail de Slavik [109]. Cette méthode est une combinaison de l'approche Eulerienne et de l'application directe de la sollicitation sur la structure. Un maillage Lagrangien-Eulerien Arbitraire (*ALE*) est créé autour de la structure. Dans ce maillage, la pression incidente empirique est appliquée, l'onde se propage à travers l'air et interagit avec la structure. Dans cette approche, le déplacement de la plaque est pris en compte.

6.2.1 Modélisation de l'onde incidente

6.2.1.1 Hypothèses de calcul

L'application de la pression analytique dans un maillage Lagrangien-Eulerien Arbitraire nécessite la création de deux domaines différents :

- Couche Ambiante (CA) : une couche mince, composée d'un élément d'air dans l'épaisseur. La pression incidente analytique, est appliquée sur la surface supérieure de cette couche.
- Domaine Air (DA) : un domaine plus épais, à travers lequel l'onde de choc se propager, et dans lequel se trouvent d'autres structures

Ces deux domaines sont représentés dans la figure 6.10, avec leurs dimensions. Ils sont composés d'éléments ALE multi-matériaux cubiques à un point d'intégration, avec un côté de 0.25 cm.

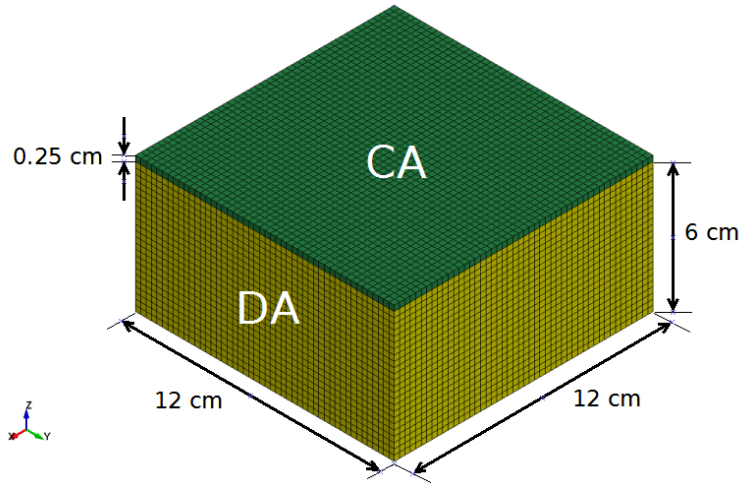


FIGURE 6.10 – Couche Ambiante (CA) et Domaine Air (DA)

L'air dans la couche ambiante et le domaine air est représenté par un modèle de matériau, qui permet de calculer les équations d'état (*Equation of State - EOS*) sans devoir calculer des contraintes déviatoriques [21]. Ce modèle représente le comportement d'un matériau sans limite d'élasticité, qui se comporte comme un fluide. Il est donc adapté pour simuler l'air comme un gaz parfait, avec une densité de 1.225 kg/m^3 . L'équation d'état couplée à ce modèle de matériau est l'équation polynomiale linéaire :

$$P = C_0 + C_1\mu + C_2\mu^2 + C_3\mu^3 + (C_4 + C_5\mu + C_6\mu^2) \cdot E \quad (6.1)$$

avec $C_0 = C_1 = C_2 = C_3 = C_6 = 0$, $C_4 = C_5 = 0.4$, $\mu = \frac{\rho}{\rho_0} - 1$ et E l'énergie interne.

où ρ est la densité actuelle et ρ_0 la densité nominale.

Les paramètres sont tels que l'équation d'état correspond à la loi de gamma pour un gaz parfait ($\gamma = 1.4$). Ainsi, la pression est donnée par :

$$P = (\gamma - 1) \cdot \left(\frac{\rho}{\rho_0} E \right) \quad (6.2)$$

Les deux domaines (CA et DA) sont groupées, pour qu'elles soient considérées comme un

groupe ALE. Ceci permet d'éviter les calculs liés à l'interface entre les deux domaines, et de diminuer le temps de calcul. Comme condition aux limites, la valeur de la pression ambiante ($P = 101.3$ kPa) est imposée aux surfaces libres du maillage ALE. Au lieu de définir un algorithme de contact spécifique entre les deux domaines, les noeuds à l'interface sont fusionnés.

Afin d'appliquer une pression incidente sur la couche ambiante, la charge explosive provoquant l'onde de choc doit être définie. Celle-ci a une masse équivalente de 25.6 g de TNT et se trouve à 40 cm au-dessus du centre de la surface supérieure de la couche ambiante.

6.2.1.2 Résultats et discussions

La figure 6.11 montre les contours de la pression incidente dans la couche ambiante à $t = 0.1$ ms. Seulement un quart du modèle est représenté à raison de la symétrie du système.

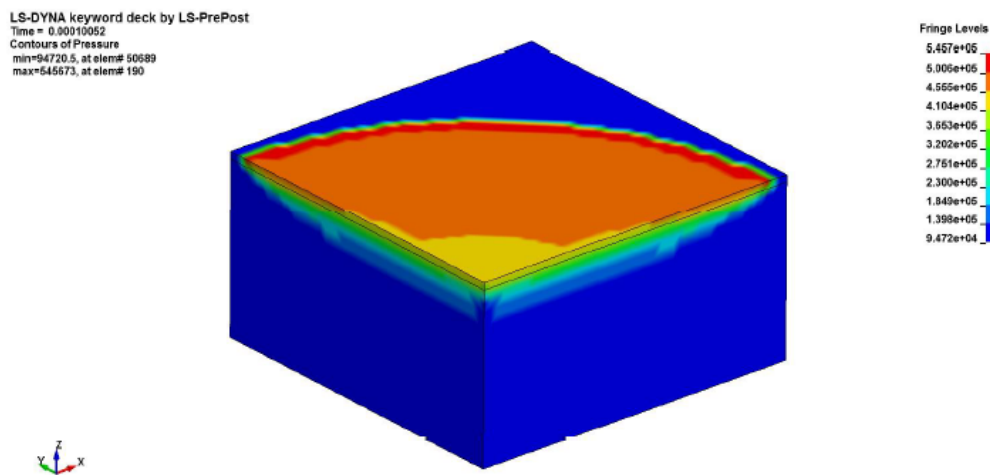


FIGURE 6.11 – Contours de la pression incidente

Les profils de la pression incidente en fonction du temps pour les éléments au centre, c'est à dire en-dessous du point de détonation, sont affichés dans la figure 6.12. Il faut noter que la pression absolue est affichée. Le premier profil représente la pression dans la CA, les profils suivants représentent la pression dans le DA. La pression incidente maximale absolue dans la couche ambiante s'élève à 548.8 kPa, ce qui correspond à une surpression incidente de 447.5 kPa par rapport à la pression ambiante. La durée de la phase positive dans le domaine air est plus petite que celle dans la couche ambiante, à cause des réflexions sur la surface inférieure et les surfaces latérales.

La valeur de la pression incidente est un peu plus basse que la pression analytique (467.8 kPa). La pression dans une maille de la CA est calculée dans un seul point d'intégration, qui se trouve au milieu de la maille. Ce point d'intégration ne se trouve pas exactement en-dessous du point de détonation, mais est décalé d'une distance égale à la moitié de la dimension de l'élément. Comme la surface supérieure de la CA se trouve à 40 cm du point de détonation, le point d'intégration se trouve à 40.125 cm, vu que la dimension du côté de

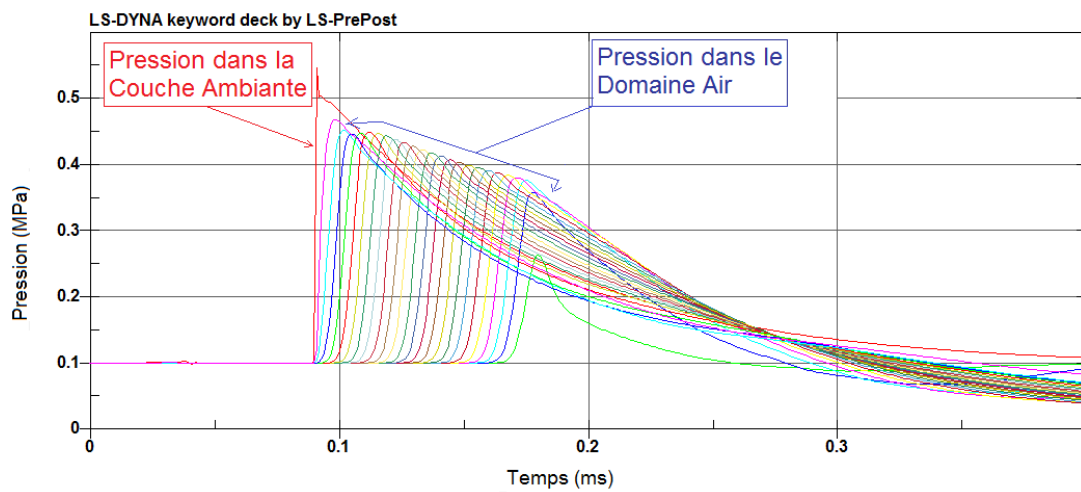


FIGURE 6.12 – Pression dans la Couche Ambiante(CA) et le Domaine Air(DA)

la maille est égale à 0.25 cm. En plus de cette erreur due à la discrétisation spatiale, il y a aussi une discrétisation temporelle. Finalement, la pression est calculée comme une pression moyenne dans la maille. La pression appliquée sur la couche ambiante est comparée à la pression analytique dans la figure 6.13. On constate qu'elle est très proche de la pression incidente analytique.

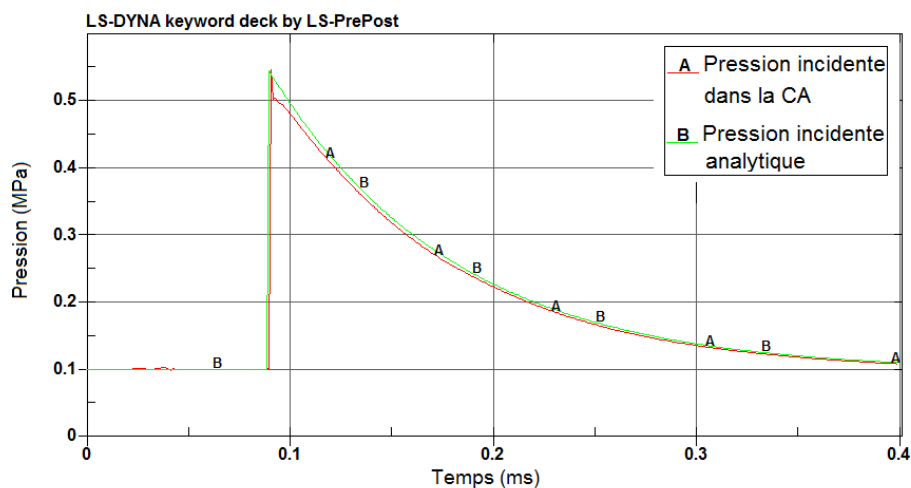


FIGURE 6.13 – Comparaison entre la pression incidente analytique et la pression incidente dans la CA

6.2.2 Interaction de l'onde de choc avec la plaque de référence

6.2.2.1 Hypothèses de calcul

Une plaque d'aluminium avec une épaisseur de 0.5 cm est mise dans le DA, à 2.5 cm en-dessous de l'interface CA-DA. Le modèle complet (CA, DA et la plaque) est décalé pour

que la surface supérieure de la plaque se trouve à 40 cm du point de détonation (figure 6.14). Ceci permet d'étudier l'interaction fluide-structure (IFS) entre la plaque et l'onde de choc. La pression réfléchie est mesurée dans l'air, dans l'élément juste au-dessus de la plaque.

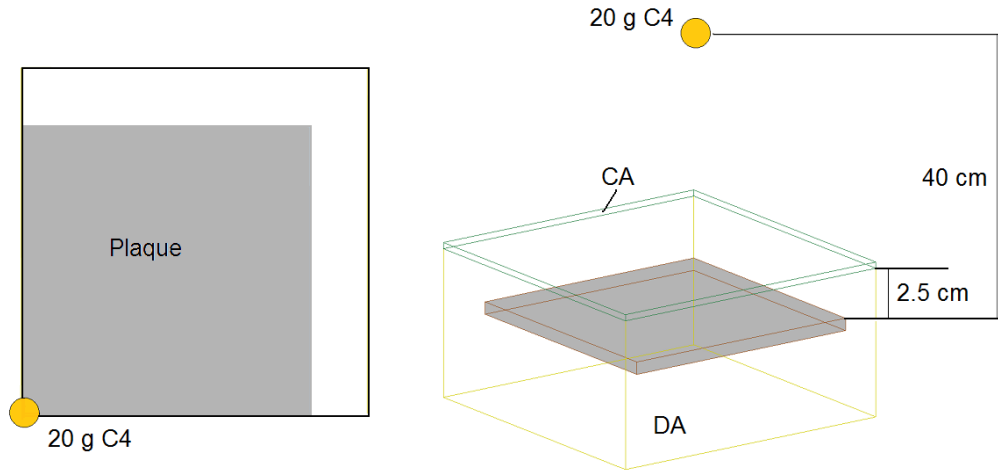


FIGURE 6.14 – Position de la plaque dans le modèle

Les dimensions de la plaque sont 10 cm x 10 cm x 0.5 cm ; elle est discrétisée en éléments solides avec une dimension de 0.25 cm x 0.25 cm x 0.25 cm. Le modèle de matériau est le modèle élastique isotrope purement élastique avec les paramètres du tableau 6.1. Le matériau est un aluminium générique avec une densité $\rho = 2770 \text{ kg/m}^3$, un module d'élasticité $E = 71 \text{ GPa}$ et un coefficient de Poisson $\nu = 0.33$. En première instance tous les noeuds de la plaque sont bloqués en tous ses degrés de liberté. Ceci revient à considérer la plaque comme étant rigide et fixe.

L'interaction entre la plaque et le domaine air est défini par une fonction spécifique , qui fournit le mécanisme pour l'interaction entre les éléments Euleriens, dans lesquels l'air est simulé, et les éléments Lagrangiens, utilisés pour la modélisation de la plaque. La fonction utilisée limite l'accélération et la vitesse.

6.2.2.2 Résultats et discussions

La pression est mesurée avec trois capteurs numériques, présentés dans la figure 6.15. Le premier capteur (A) se trouve dans la CA, le capteur B se trouve dans la maille du DA juste en-dessous de la CA, et le capteur C se trouve dans la première maille au-dessus de la plaque.

La figure 6.16 présente quatre courbes de pression :

- A : la pression incidente P_i dans la CA (capteur A), provenant de l'application de la pression analytique dans ce domaine
- B : la pression incidente $P_{i,IFS}$, mesurée par capteur B, obtenue par la méthode IFS
- C : la pression réfléchie $P_{r,IFS}$, juste au-dessus de la plaque (capteur C), obtenue par la méthode IFS

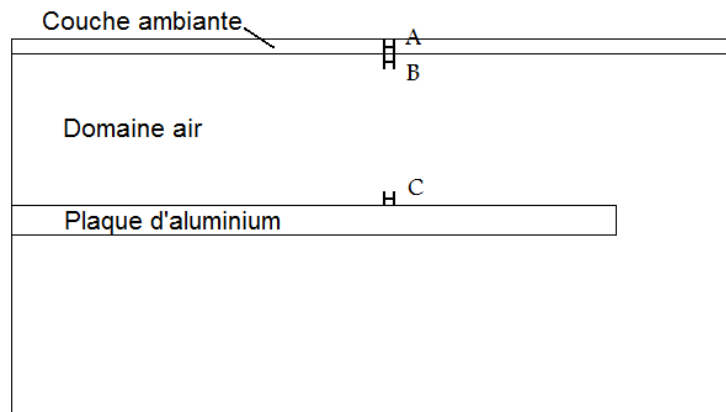


FIGURE 6.15 – Position des capteurs numériques

- D : la pression réfléchie $P_{r,C}$, obtenue de façon analytique

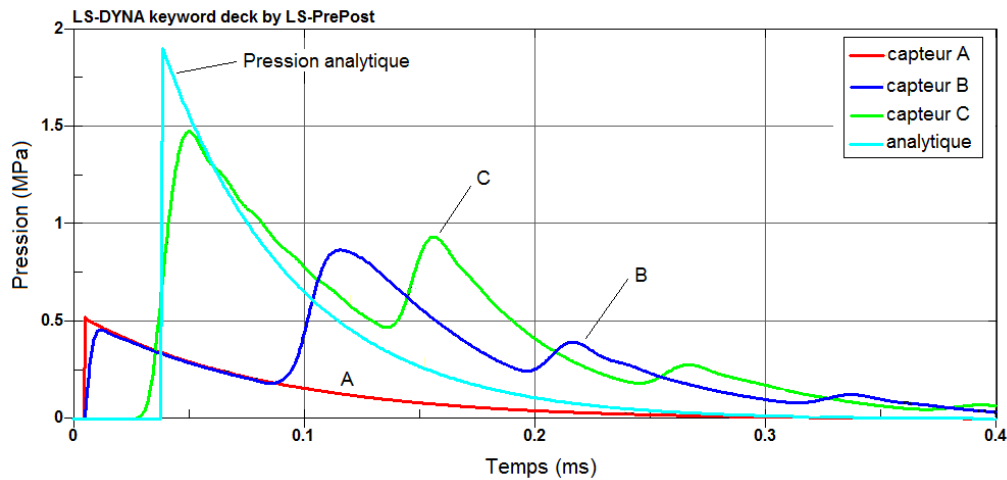


FIGURE 6.16 – Pression incidente et réfléchie pour une distance CA-plaque de 2.5 cm

La pression dans la première maille du DA (courbe B) correspond bien à la pression incidente dans la CA, jusqu'à 0.9 ms. Les deux courbes de la pression réfléchies sont similaires, mais la montée en pression de la courbe C est moins abrupte à cause de l'influence de la discrétisation spatiale et temporelle. Un deuxième et troisième pic de pression sont visibles sur ces courbes B et C, dus aux réflexions de l'onde de choc.

L'onde de choc, imposée dans la CA, se propage dans le DA jusqu'à la réflexion sur la plaque, où la pression réfléchie règne. Ensuite, l'onde de choc réfléchie retourne dans le DA, et sera réfléchi une deuxième fois, mais maintenant sur l'interface entre les deux domaines contenant de l'air (CA-DA). Cette réflexion crée le pic de la courbe B après 0.11 ms. Une deuxième réflexion sur la plaque crée le pic de la courbe B après environ 0.15 ms.

Dans une deuxième simulation, la distance entre la plaque et l'interface CA-DA est aug-

mentée jusqu'à 5 cm. Les capteurs se trouvent à la même position relative par rapport à la CA, DA et la plaque. Les figures 6.17 et 6.18 montrent respectivement les résultats de la pression et de l'impulsion.

L'augmentation de la distance entre l'interface CA-DA et la plaque est suffisante afin d'éviter le deuxième pic dans le profil de la pression réfléchi (courbe C). La correspondance entre les courbes analytiques et celles obtenues par IFS est bonne, tant pour la pression que pour l'impulsion.

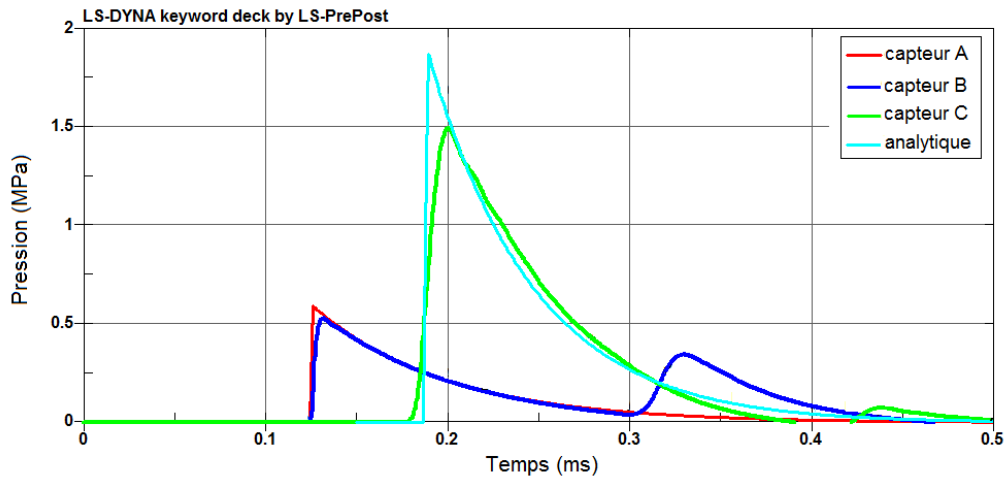


FIGURE 6.17 – Pression incidente et réfléchi pour une distance CA-plaque de 5 cm

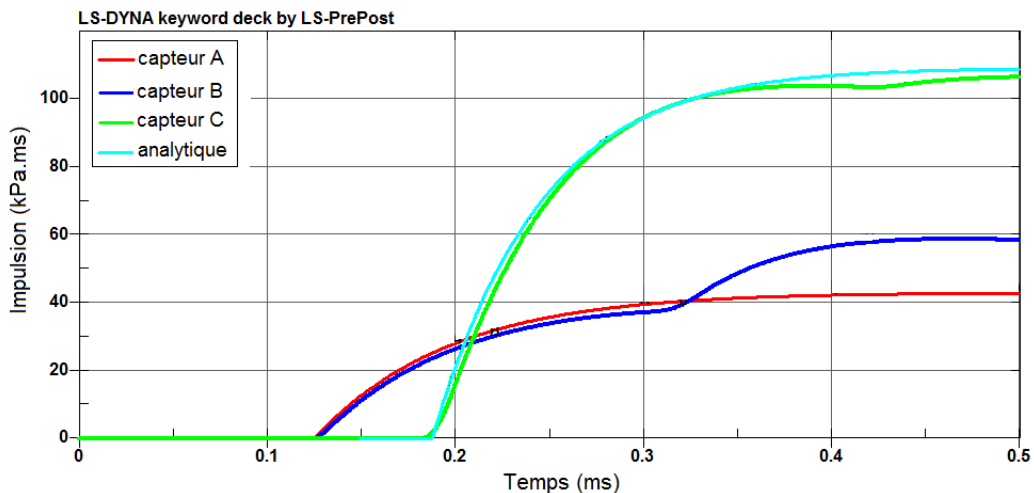


FIGURE 6.18 – Impulsion incidente et réfléchi pour une distance CA-plaque de 5 cm

Cette étude permet de conclure que la méthode IFS peut être appliquée pour l'étude de la pression et impulsion réfléchies, si la distance entre l'interface CA-DA et la plaque est suffisamment grande. Il est dès lors possible de construire des modèles avec des géométries plus complexes.

6.2.2.3 Variation des paramètres de la plaque

Dans le paragraphe 6.2.2.2 la plaque était considérée comme étant rigide et fixe. Cette situation est définie comme la référence. Dans ce paragraphe on étudie l'influence de la variation de deux paramètres de la plaque sur P_r et I_r . Les paramètres étudiés sont la densité ρ et le module d'élasticité E , les paramètres qui déterminent l'impédance acoustique Z :

$$Z = \rho \cdot c = \rho \sqrt{\frac{E}{\rho}} = \sqrt{E} \cdot \sqrt{\rho} \quad (6.3)$$

Une diminution de E et ρ résulte dans une diminution de l'impédance acoustique de la plaque, qui ne pourra plus être considérée comme étant rigide. En plus, pour certaines simulations, le mouvement de la plaque dans la direction z (le mouvement vertical) sera autorisé. L'influence de ces paramètres sur P_r et I_r est étudiée afin de vérifier si la méthode ALE peut mener à des résultats correctes dans le cas d'un échantillon à faible impédance acoustique, sollicité par une onde de choc.

Le tableau 6.2 reprend les simulations exécutées, avec la pression réfléchie maximale et l'impulsion réfléchie.

Simulation	Conditions	$P_{r,max}$ (kPa)	I_r (kPa.ms)
1	Référence	1498	104.01
2	z libre - paramètres standard	1497	102.83
3	z libre - $E = 100$ kPa	1377	101.08
4	z libre - $E = 100$ kPa - $\rho = 500$ kg/m ³	1325	96.96
5	z libre - $E = 100$ kPa - $\rho = 100$ kg/m ³	1192	78.57
6	surface inférieure bloquée - paramètres standard	1499	104.07
7	surface inférieure bloquée - $E = 100$ kPa	1377	100.66
8	surface inférieure bloquée - $E = 100$ kPa - $\rho = 500$ kg/m ³	1325	99.67
9	surface inférieure bloquée - $E = 100$ kPa - $\rho = 100$ kg/m ³	1192	100.69

Tableau 6.2 – Comparaison de P_r et I_r en fonction des paramètres de matériau de la plaque

Le cas 2 est équivalent au cas de référence, mais le mouvement de la plaque dans la direction z est autorisé. Pour le cas 3 une valeur très basse a été choisi pour le module d'élasticité, tandis que la densité est diminué à 500 kg/m³ et 100 kg/m³ dans les cas 4 et 5 respectivement. Dans les cas 6 à 9 les mêmes paramètres sont implémentés que dans les cas 2 à 5, mais la surface inférieure de la plaque est bloquée en tous ses degrés de liberté.

Au niveau de la pression réfléchie on observe que :

- la pression maximale diminue quand le module d'élasticité et la densité sont plus petites, et l'impédance acoustique est donc plus faible. La pression réfléchie dans le cas 5 est 20 % plus petite que dans le cas de référence. Néanmoins, afin d'atteindre cette

diminution, il a fallu diminuer ρ de 96 % et presque négliger le module d'élasticité (100 kPa par rapport à 71 GPa).

- les valeurs de $P_{r,max}$ dans les cas 'z libre' et 'surface inférieure bloquée' sont à peu près égales pour une même valeur de Z . Cela signifie que le déplacement de la plaque a seulement une influence mineure sur la diminution de la pression réfléchie.

Au niveau de l'impulsion réfléchie, les observations sont partiellement différentes :

- L'impulsion réfléchie pour les cas 'z libre' diminue également quand Z diminue, avec une réduction de 25 % dans le cas 5 par rapport à la référence. La même remarque que pour la pression réfléchie est valable.
- Pour les cas 'surface inférieure bloquée', l'impulsion réfléchie semble être plus ou moins constante, avec une diminution maximale de 5 % pour le cas 8. La variation de Z n'a presque pas d'influence.

La différence en impulsion réfléchie est plutôt due à un déplacement de la plaque qu'à une diminution de l'impédance acoustique Z .

On peut conclure que l'effet de l'impédance acoustique sur la variation de la pression et l'impulsion réfléchies est limité, même quand il y a une grande variation de Z . Si la surface inférieure de la plaque est bloquée, la pression réfléchie atteint la même valeur que dans le cas d'une surface inférieure libre. L'impulsion réfléchie, par contre, est à 4 % près égale à la valeur de la référence. La variation en impulsion réfléchie pour une plaque non bloquée est surtout due au mouvement de la plaque.

6.3 Modélisation du matériau granulaire

Dans le paragraphe 6.1, un modèle d'une mousse écrasable (*Crushable Foam*) est utilisé avec les courbes contrainte-déformation originales du fabricant [18] pour la modélisation du comportement du CM. Une optimisation de la courbe contrainte-déformation menait à des résultats de simulation plus proches des résultats expérimentaux. Néanmoins, les facteurs d'échelle sont tellement grands que l'optimisation est douteuse. Dans ce paragraphe on étudie plus en détail la courbe contrainte-déformation du CM et les modèles pour des matériaux compressibles, afin d'améliorer le modèle du CM. On se concentre sur le CM, comme ce matériau présente les meilleurs résultats expérimentaux, tant en absorption de l'onde de choc, qu'en impact balistique (voir chapitre 4). La validation du modèle de matériau se base sur les résultats expérimentaux de l'essai oedométrique.

6.3.1 Simulation numérique d'un essai oedométrique

L'objectif de la modélisation numérique de l'essai oedométrique est l'analyse de différents modèles, développés pour décrire le comportement d'un matériau de type 'mousse', mais appliqués sur un matériau granulaire. Cette analyse n'est valable que dans le domaine de déformation atteint lors de l'essai au labo, et pour une même vitesse de déformation.

Le modèle de l'oedomètre, dont le maillage est présenté dans la figure 6.19, est composé de deux cylindres avec un rayon de 3.5 cm. Le cylindre inférieur, avec une épaisseur de 2.21

cm, est défini comme le Crushmat[®]; le cylindre supérieur, avec une épaisseur de 1 cm, est défini comme la presse. La densité du maillage est égale à 20, tant dans la direction x que la direction y . La surface supérieure du cylindre CM est en contact avec la surface inférieure de la presse (figure 6.19).

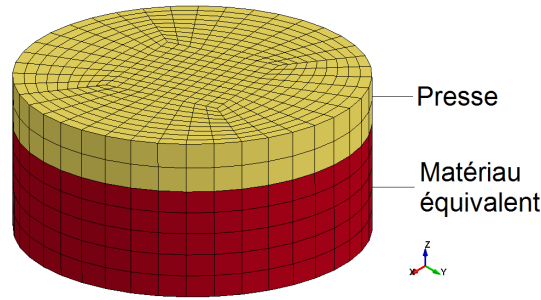


FIGURE 6.19 – Maillage de la presse et le matériau équivalent

Le comportement du CM est modélisé comme une mousse écrasable (*Crushable Foam*). La courbe contrainte-déformation utilisée dans ce modèle, est la courbe expérimentale obtenue dans le paragraph 3.1, les autres paramètres sont repris de [18]. La presse est modélisée à l'aide d'un modèle d'un matériau élasto-plastique, avec des valeurs typiques pour l'acier. Les valeurs des paramètres des deux matériaux sont mentionnées dans le tableau 6.3.

Part	ρ (kg/m ³)	E (GPa)	ν (-)	$\sigma_{y,t}$ (MPa)	δ (-)	σ_y (MPa)
Crushmat [®]	600	68	0.28	2.41	0.2	-
Presse	7890	210	0.30	-	-	250

$\sigma_{y,t}$: contrainte limite en traction

δ : coefficient d'amortissement

σ_y : contrainte limite

Tableau 6.3 – Paramètres des matériaux

Le contact entre le CM et la presse est défini comme un contact automatique entre surfaces (*automatic surface to surface contact*). Le CM est défini comme 'esclave' (*slave*), la presse comme 'maître' (*master*).

Deux conditions aux limites sont appliquées au CM :

- La partie inférieure est bloquée en tous ses degrés de liberté.
- Les noeuds de la surface latérale de ce cylindre peuvent seulement bouger dans la direction des z .

Dans l'essai expérimental, le paramètre d'entrée est la force, et le paramètre de sortie le déplacement de l'interface entre la presse et l'échantillon. Dans la simulation, le mouvement de la presse est défini comme la variable d'entrée, tandis que la force de réaction à l'interface est le résultat de la simulation.

Pour la presse, une condition sur le mouvement doit être définie, à l'aide d'une courbe de déplacement. La courbe de déplacement, introduit dans le modèle, est présentée dans la

figure 6.20. Elle provient de l'essai expérimental, où la force appliquée sur l'échantillon est augmenté toutes les 5 minutes afin de garantir un état stable après chaque augmentation. Pourtant, si cet intervalle de temps avait est pris, le temps de calcul de la simulation est très grand. Pour cette raison un intervalle de temps de 0.001 ms est choisi. Pendant le chargement, la pente de la courbe de déplacement correspond à une vitesse de déplacement moyen de 200 mm/s. Comme le comportement du CM est peu sensible à la vitesse de déformation [18], cette adaptation ne devrait pas influencer significativement le résultat.

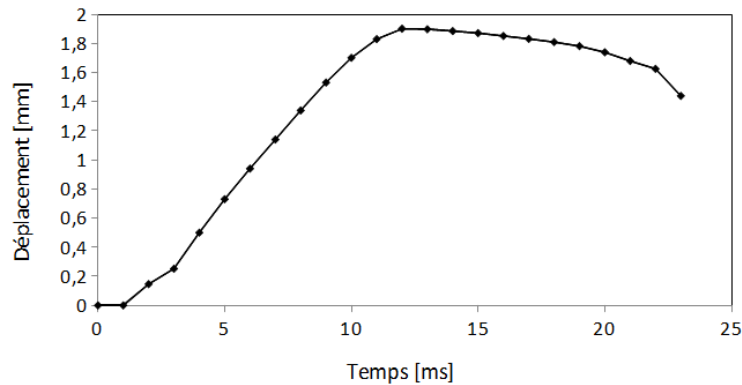


FIGURE 6.20 – Déplacement de la presse

La figure 6.21 montre la comparaison entre la déformation vraie de l'essai expérimental et la simulation pour 3 vitesses de déplacement de la presse. La seule différence entre les courbes de 20 et 200 mm/s est une petite oscillation après 0.012 ms dans la courbe de 200 mm/s. Cette oscillation est due à des erreurs numériques, qui sont causées par un mauvais fonctionnement de l'algorithme de contact à l'interface échantillon - presse. Cette constatation est affirmée par la courbe de 2000 m/s. En effet, les valeurs de la contrainte maximale et la déformation finale sont égales, mais les oscillations sont plus grandes. Une vitesse trop élevée des noeuds à la surface de la presse cause des problèmes dans l'algorithme de contact.

L'approximation de la courbe expérimentale par les courbes de la simulation montre des imperfections. Pour le chargement, la courbe simulée dévie de la courbe expérimentale à partir d'une déformation de 0.02. Pour le déchargement, la déformation après relaxation est comparable (0.65 dans l'expérience par rapport à 0.70 dans la simulation), mais l'allure de la courbe de relaxation est très différente.

6.3.2 Analyse de modèles de type 'mousse' pour décrire le comportement mécanique d'un matériau granulaire

Comme le modèle d'une mousse écrasable (*Crushable Foam*) n'est pas capable de simuler correctement le comportement d'un matériau granulaire dans un essai oedométrique, on étudie un autre modèle, à savoir le modèle d'une mousse de Fu-Chang (*Fu Chang Foam model*). Quelques paramètres du modèle d'une 'mousse écrasable' (*Crushable Foam*) sont étudiés afin de comparer les deux modèles.

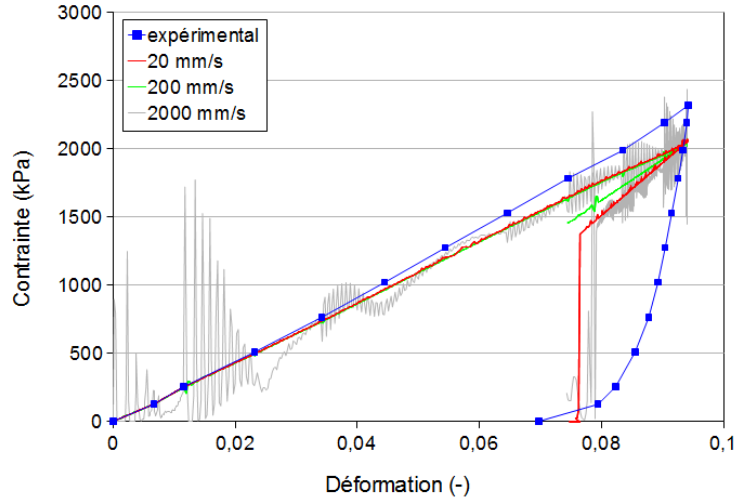


FIGURE 6.21 – Contraintes expérimentale et simulée en fonction de la déformation vraie - *Crushable Foam*

6.3.2.1 Modèle d'une mousse écrasable (*Crushable Foam*)

Ce modèle est développé pour la modélisation du comportement de mousses écrasables dans des applications où le comportement cyclique n'est pas important. Le matériau est considéré comme étant isotrope et l'écrasement est unidimensionnel, avec un coefficient de Poisson qui est en principe égal à zéro. Il est admis que le module d'élasticité est constant. En admettant un comportement élastique, la contrainte est donnée par [20] :

$$\sigma_{ij}^{trial} = \sigma_{ij}^n + E \dot{\epsilon}_{ij}^{n+1/2} \Delta t^{n+1/2} \quad (6.4)$$

Dans ce modèle, la déformation volumique γ est définie en fonction du volume relatif V_{rel} :

$$\gamma = 1 - V_{rel} \quad (6.5)$$

où le volume relatif est défini par le rapport entre le volume actuel V et le volume initial V_0 : $V_{rel} = V/V_0$.

Le modèle d'une mousse écrasable est décrit par les paramètres suivants : une courbe contrainte-déformation unique, la densité ρ , le module d'élasticité E , le module de Poisson ν , le coefficient d'amortissement δ et la contrainte limite en traction (*Tensile Stress Cut-Off* - $\sigma_{y,t}$).

Le coefficient d'amortissement δ permet d'inclure une légère sensibilité à la vitesse de déformation. Il n'influence pas le résultat de la simulation de l'essai de compression. Néanmoins, ce paramètre peut avoir une influence lors de la simulation d'essais dynamiques. Une augmentation du paramètre δ rend le matériau plus ductile, tandis qu'une valeur proche de zéro rend le matériau plus rigide.

Le module d'élasticité E et $\sigma_{y,t}$ influencent seulement la courbe de déchargement. La courbe de chargement est caractérisée par la courbe contrainte-déformation du matériau, tandis

que la courbe de relaxation est considérée comme étant élastique. Elle est déterminée par le module d'élasticité jusqu'à ce que la contrainte limite de traction est atteinte. Ces deux paramètres sont représentés dans la figure 6.22.

Dans le cas de l'essai oedométrique, $\sigma_{y,t}$ n'influence pas la simulation, comme il n'y a pas de traction. Seulement E influence la pente de la première partie de la courbe de déchargement (avant que la contrainte ne tombe à zéro).

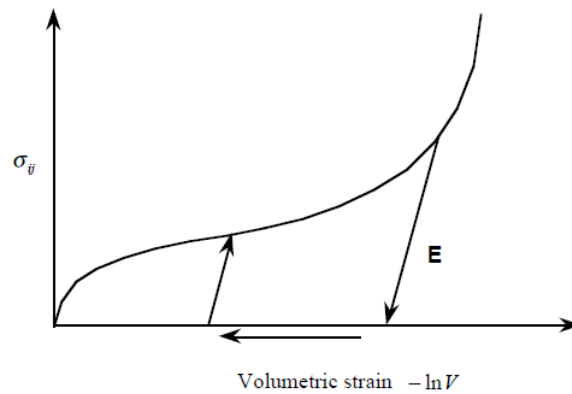


FIGURE 6.22 – Modèle d'une mousse écrasable (*Crushable Foam*) [20]

Le modèle *Crushable Foam* permet de simuler relativement bien le chargement du CM, mais il n'est pas capable de simuler le comportement du matériau en déchargement.

6.3.2.2 Modèle de Fu-Chang pour une mousse (*Fu Chang Foam model*)

Le modèle Fu-Chang permet d'incorporer la vitesse de déformation. La base de ce modèle est fournie par les equations constitutives de Fu-Chang pour des mousses [20]. La figure 6.23 montre les courbes contrainte-déformation en fonction de différentes vitesses de déformation pour le chargement [21].

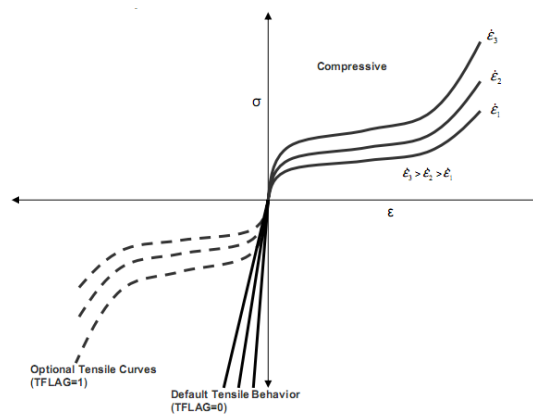


FIGURE 6.23 – Modèle de mousse de Fu-Chang (*Fu Chang Foam*) [21]

Dans ce modèle, la déformation $E(t)$ est divisée en une partie linéaire $E^L(t)$ et une partie non linéaire $E^N(t)$:

$$E(t) = E^L(t) + E^N(t) \quad (6.6)$$

L'équation constitutive est donnée par :

$$\sigma(t) = \int_{\tau=0}^{\infty} [E^N(t - \tau), S(t)] d\tau \quad (6.7)$$

où $S(t)$ est la variable d'état et τ le paramètre d'histoire ($\tau = \infty$ correspond au matériau 'vierge').

Il est admis que le matériau retient uniquement l'histoire immédiate, autour de $\tau = 0$. $E^N(t - \tau)$ peut être développé dans une série de Taylor autour de $\tau = 0$:

$$E^N(t - \tau) = E^N(0) + \frac{\partial E^N(t - \tau)}{\partial t}(0)dt \quad (6.8)$$

Ainsi, l'équation constitutive est exprimée par :

$$\sigma(t) = \sigma^*(E^N(t), \dot{E}^N(t), S(t)) \quad (6.9)$$

Le comportement de la mousse est différent en chargement et en relaxation, deux courbes contrainte-déformation sont nécessaires afin de pouvoir décrire le comportement de la mousse. Plusieurs options sont implémentées :

1. (figure 6.24a) : le comportement de la mousse en relaxation suit la courbe contrainte-déformation avec la vitesse de déformation la plus basse, utilisée dans le modèle. Cette courbe contrainte-déformation devrait correspondre à la courbe de relaxation d'un essai quasi-statique. Le comportement en relaxation est pas sensible à la vitesse de déformation. La courbe de chargement correspond à une faible valeur de la vitesse de déformation.
2. (figure 6.24b) : la courbe contrainte-déformation avec la vitesse de déformation égale à zéro, qui est utilisée dans le modèle, doit être le résultat d'un essai quasi-statique. Le comportement de la mousse en chargement est décrite par une courbe contrainte-déformation avec une vitesse différente de zéro. Les deux courbes sont différentes, et doivent impérativement former une boucle fermée.
3. (figure 6.24c) : la courbe contrainte-déformation avec la vitesse de déformation la plus basse correspond à la courbe de chargement dans un essai de chargement quasi-statique. La courbe de relaxation est définie par une formulation d'endommagement des contraintes principales, sur base de la courbe de chargement et les facteurs de relaxation hystérésis h et de forme f :

$$\sigma_i = (1 - d)\sigma_i \quad (6.10)$$

$$d = (1 - h)(1 - (\frac{W_{cur}}{W_{max}})^f) \quad (6.11)$$

où W correspond à l'énergie hyperélastique par unité de volume non déformé.

Dans ce cas, le comportement de la mousse en relaxation est sensible à la vitesse de déformation.

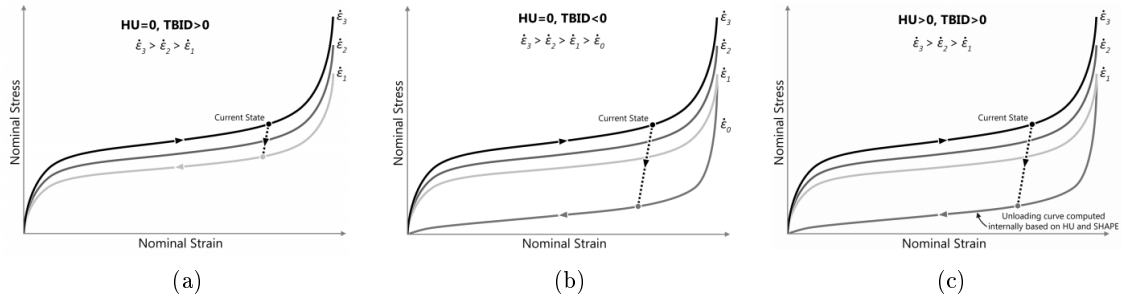


FIGURE 6.24 – Options de relaxation pour le modèle de Fu-Chang [21]

Les trois options sont présentées dans la figure 6.24 [21] :

Pour l'essai oedométrique sur l'échantillon de CM, seulement les options 2 et 3 sont effectuées. On dispose de courbes de chargement et relaxation issues d'un essai quasi-statique, nécessaire pour l'option 2, et l'option 3 permet l'adaptation de la courbe de relaxation sur base de la courbe de chargement à l'aide de deux paramètres.

La figure 6.25a montre les deux courbes utilisées pour l'option 2. La courbe A est la courbe de relaxation, qui est définie avec une vitesse de déformation égale à zéro et qui ferme la boucle avec la courbe de chargement B à l'origine. La courbe de chargement est définie avec une vitesse de déformation très basse (0.0001 s^{-1}).

La figure 6.25b montre les deux courbes définies pour l'option 3. Comme la courbe de relaxation est définie sur base des valeurs de h et f , une courbe de relaxation spécifique n'est pas nécessaire. Néanmoins, pour le calcul on doit disposer d'au moins deux courbes. La première courbe est le résultat de l'essai oedométrique, avec une vitesse de déformation très basse (0.0001 s^{-1}), la deuxième courbe, avec une vitesse de déformation élevée (100 s^{-1}), est choisi proche de la première.

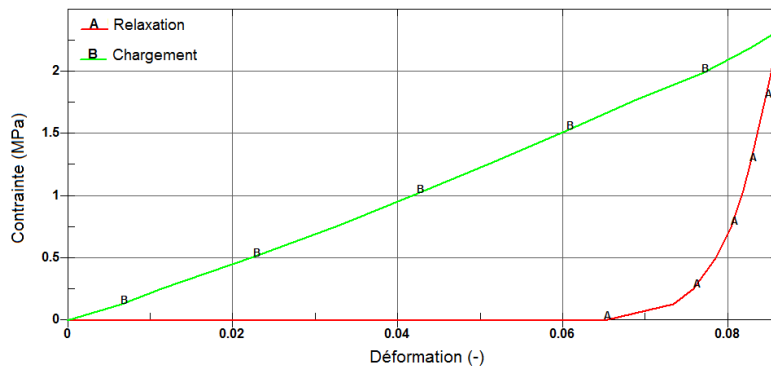
Dans la figure 6.26 les courbes simulées avec les options 2 et 3 ($h = 0.01$ et $f = 4$) sont comparées avec la courbe expérimentale. La vitesse de déplacement pour les simulations est égale à 20 mm/s afin d'éviter les oscillations dues à l'algorithme de contact.

Bien que la courbe de relaxation de l'option 2 soit définie par la courbe expérimentale, la courbe de relaxation simulée est presque verticale. Par contre, la courbe obtenue par la simulation avec option 3 est relativement proche de la courbe de relaxation expérimentale. Le modèle de Fu-Chang semble plus approprié pour la simulation de la relaxation qu'un modèle d'une mousse écrasable.

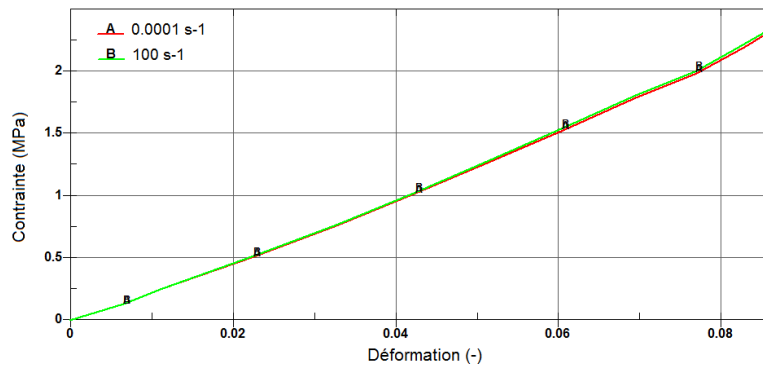
6.3.3 Optimisation des paramètres du matériau

Malgré le fait qu'une simulation avec une vitesse de déplacement de 20 mm/s résulte dans une courbe plus lisse (voir figure 6.21), une vitesse de déplacement de 200 mm/s est choisie afin de diminuer la durée du procédé d'optimisation. L'allure de la courbe de relaxation est déterminée par les paramètres h et f . Une optimisation de ces paramètres, qui n'ont pas d'influence sur la courbe de chargement, peut améliorer le résultat de la simulation.

La figure 6.27 montre la courbe de relaxation simulée et le résultat expérimental. Dans la



(a) Option 2



(b) Option 3

FIGURE 6.25 – Courbes d'entrée de chargement et relaxation pour le modèle de Fu-Chang

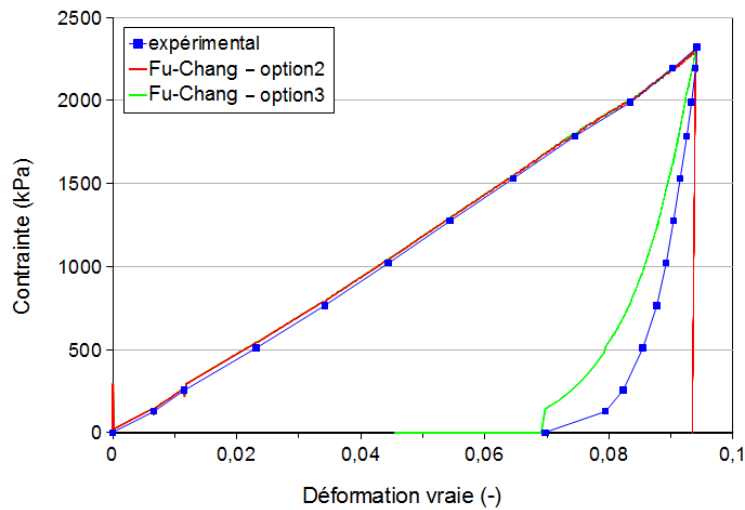


FIGURE 6.26 – Contraintes expérimentale et simulée en fonction de la déformation vraie - modèle de Fu-Chang

figure 6.27a la courbe simulée est celle obtenue avec les valeurs initiales des paramètres h et f . Dans la figure 6.27b les paramètres sont optimisés : $h = 0.028$ et $f = 6.81$.

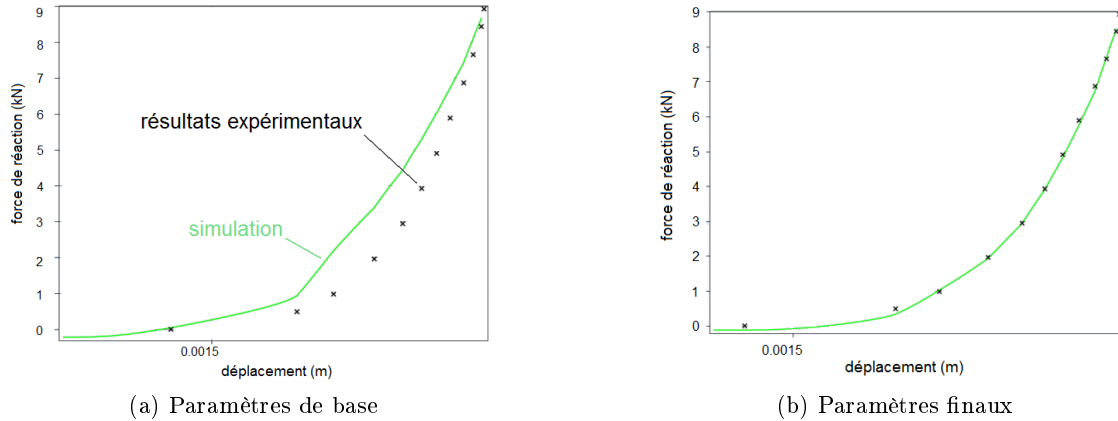


FIGURE 6.27 – Courbe de relaxation du modèle de Fu-Chang

La figure 6.28 montre la comparaison entre les courbes contrainte-déformation expérimentales et simulées (avec les paramètres initiales et optimisées). Le modèle de Fu-Chang avec les paramètres optimisés permet de simuler correctement le comportement du CM dans un essai oedométrique.

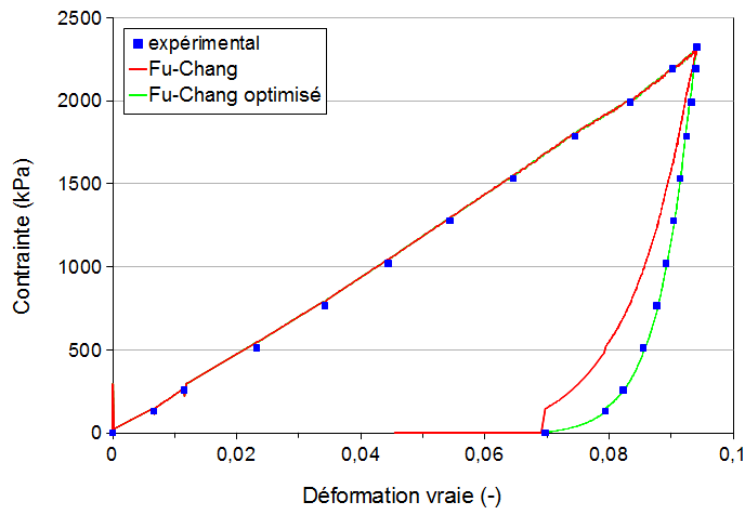


FIGURE 6.28 – Contrainte expérimentale et simulée en fonction de la déformation vraie - modèle de Fu-Chang

6.4 Synthèse

Dans ce chapitre un modèle numérique est proposé pour analyser la sollicitation d'une plaque en aluminium et d'un matériau granulaire soumis à une onde de choc. Pour la plaque, un modèle d'un matériau élastique est utilisé. Le matériau granulaire est modélisé par un matériau équivalent homogénéisé, caractérisé par la même densité et la même courbe contrainte-déformation que le matériau granulaire. Un modèle d'une mousse écrasable est

utilisé à cette fin. La pression de l'onde de choc est considérée comme une condition initiale du problème. Cette pression, obtenue par une interpolation polynomiale dans une base de données [103], est appliquée sur la surface supérieure de la plaque ou sur l'échantillon du matériau équivalent. La forme sphérique de l'onde est conservée.

Globalement, il y a une bonne concordance entre les résultats de la simulation et les données expérimentales pour la pression et l'impulsion réfléchies sur la plaque. Pour les simulations numériques de la sollicitation des échantillons de Crushmat[®] et vermiculite, on retrouve les tendances de l'étude expérimentale pour la pression et l'impulsion réfléchies.

La visualisation de la déformation plastique des échantillons montre que le bloc représentant le Crushmat[®] est déformé graduellement à travers l'épaisseur. Par contre, le bloc représentant la vermiculite est déformé de façon discontinue, et le matériau équivalent atteint le domaine de densification.

Dans une deuxième section, l'onde de choc est modélisée dans un domaine ALE, ce qui permet la propagation de l'onde dans l'air. L'air est considéré comme un gaz parfait. Les pressions incidentes et réfléchies correspondent aux valeurs analytiques. L'interaction avec une structure est définie par un algorithme d'interaction entre un fluide et une structure. Dans cette approche, le mouvement de la plaque dans l'air est autorisé. Une étude paramétrique de l'impédance acoustique et mouvement autorisé de la plaque nous conduit à la conclusion que la variation en impulsion réfléchie est surtout due au mouvement de la plaque, en non pas à une différence en impédance acoustique. Par contre, sur la diminution de la pression réfléchie, le déplacement de la plaque a seulement une influence mineure.

Deux modèles ont été utilisés pour modéliser le comportement mécanique des matériaux granulaires, à savoir un modèle d'une mousse écrasable, et le modèle de mousse de Fu-Chang. Ces modèles sont évalués à l'aide d'un essai oedométrique, un essai de compression quasi-statique uniaxiale. Une optimisation des paramètres est nécessaire pour une simulation correcte de leur comportement.

Chapitre 7

Simulation numérique de l'impact d'un projectile sphérique dans un matériau granulaire

Ce chapitre traite de la simulation de l'impact d'une bille dans un matériau granulaire avec le logiciel LS-DYNA. La construction d'un modèle Lagrangien, un modèle *Smooth Particle Hydrodynamics (SPH)* et un modèle hybride est détaillée. Les avantages et les inconvénients de ces modèles sont analysés.

Sommaire

7.1	Modélisation numérique	174
7.1.1	Hypothèses de calcul	174
7.1.2	Résultats et discussions	175
7.2	Modèle <i>Smooth Particle Hydrodynamics</i> - (<i>SPH</i>)	177
7.3	Modèle hybride	180
7.4	Comparaison des modèles	181
7.5	Synthèse	182

7.1 Modélisation numérique

7.1.1 Hypothèses de calcul

La figure 7.1 illustre le modèle géométrique, représentant à la fois la bille en acier et l'échantillon correspondant au matériau granulaire. Le maillage Lagrangien est réalisé à l'aide d'éléments solides. La bille est modélisée comme une sphère rigide avec un rayon r égale à 5.56 mm, et une densité d'éléments (*cell density*) de 12. A l'état initial, elle se trouve à 3.6 mm au-dessus du centre de l'échantillon. Le maillage de l'échantillon est composé d'éléments cubiques avec un côté de 0.25 cm.

Comme dans le chapitre 6, le matériau granulaire est modélisé par un matériau équivalent homogénéisé, caractérisé par la même densité ρ et la même courbe contrainte-déformation que le matériau granulaire. L'échantillon a une surface de 15 cm x 15 cm et une épaisseur H variable.

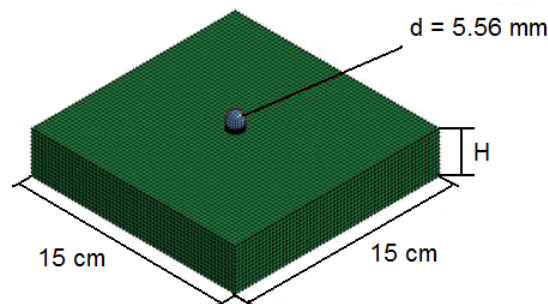


FIGURE 7.1 – Géométrie et maillage du modèle de l'expérience

L'acier est caractérisé par des valeurs nominales : la densité $\rho = 7800 \text{ kg/m}^3$, le module d'élasticité $E = 250 \text{ GPa}$ et le module de Poisson $\nu = 0.33$. Le CM et la vermiculite sont modélisés avec un modèle d'une mousse écrasable (*Crushable Foam*). Le tableau 7.1 présente les paramètres des matériaux. Les courbes contrainte-déformation, issues des essais de compression uniaxiale statiques, sont présentées dans la figure 6.3 du chapitre 6.

Propriété	CM*	VF
modèle de matériau	crushable foam	crushable foam
ρ (kg/m^3)	600	150
E (GPa)	68	0
ν (-)	0.28	0.28
σ_y^{**} (MPa)	2.41	0
DAMP	0.2	0.2

* source : [18]

** contrainte limite en tension

Tableau 7.1 – Les paramètres des matériaux utilisés pour les simulations

Le critère de rupture est basé sur une déformation volumétrique critique $\epsilon_{v,c}$: un élément

est érodé quand sa déformation volumétrique atteint une valeur $\epsilon_{v,c} = 30\%$.

Lors des expériences, l'échantillon de matériau granulaire se trouve dans un bac en bois, dont on suppose que les bords ne bougent pas pendant la pénétration de la bille dans l'échantillon. Dans le modèle numérique, les quatre bords de l'échantillon sont fixés avec l'ensemble des degrés de liberté. La vitesse d'impact de la bille, mesurée lors de l'essai expérimental, est la condition initiale de la simulation.

L'interaction entre la bille et l'échantillon est défini avec un algorithme de contact. Comme le contact n'est pas connu, deux algorithmes sont analysés, un algorithme décrivant le contact entre les noeuds et une surface (*contact nodes to surface*) et un algorithme décrivant le contact entre deux surfaces (*contact surface to surface*). Dans ces algorithmes, la bille est désignée comme 'esclave' (*slave*), le matériau granulaire comme 'maître' (*master*). Les calculs numériques sont effectués à l'aide du code de calcul LS-DYNA [20].

7.1.2 Résultats et discussions

Les échantillons de CM avec une épaisseur H égale à 3 cm et 18 cm sont soumis à l'impact d'une bille avec une vitesse d'impact de 1200 m/s. La figure 7.2 présente les résultats pour l'échantillon de 3 cm, sans l'implémentation d'algorithme d'érosion. Sur cette figure on observe l'évolution de la vitesse de la bille en fonction du temps pour les deux algorithmes de contact analysés. Quatre simulations ont été réalisées :

- A : contact noeuds - surface, 'esclave' = bille
- B : contact noeuds - surface, 'esclave' = matériau granulaire
- C : contact surface - surface, 'esclave' = bille
- D : contact surface - surface, 'esclave' = matériau granulaire

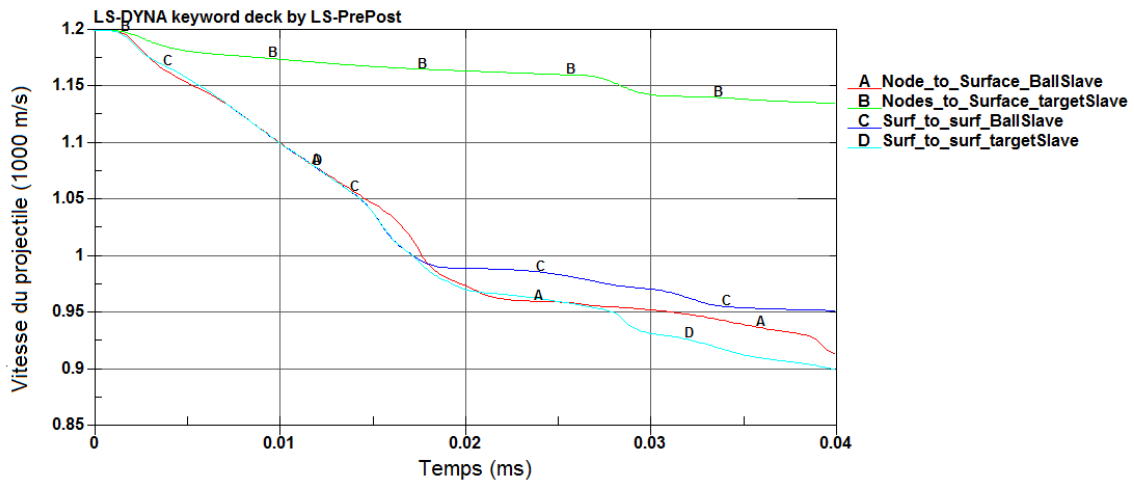


FIGURE 7.2 – Evolution de la vitesse de la bille en fonction de l'algorithme de contact

On constate que la différence entre les résultats A, C et D est relativement petite, malgré l'algorithme de contact différent de A par rapport aux deux autres. Le résultat B, par contre, implémenté avec le même algorithme de contact que A (noeuds - surface) est très différent. Pour cet algorithme de contact la définition du 'maître' et de l'esclave est plus importante que pour l'algorithme de contact entre deux surfaces.

Pour les simulations A, C et D, on observe une vitesse résiduelle V_{res} entre 900 et 950 m/s ; pour la simulation B, V_{res} est égale à 1140 m/s.

La durée de la pénétration peut être estimée à 0.018 ms. Contrairement à ce que l'on peut attendre, la vitesse de la bille diminue après la perforation de l'échantillon. En effet, comme le critère de rupture n'est pas implémentée, le matériau granulaire reste 'collé' à la bille, et freine celle-ci (figure 7.3). On observe aussi de grandes déformations sur la surface d'impact.

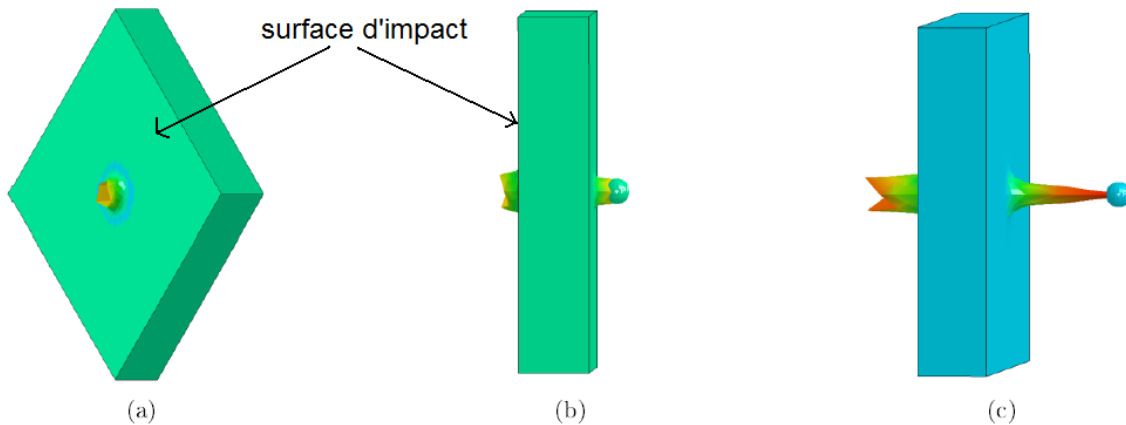


FIGURE 7.3 – Perforation de l'échantillon CM3 sans implémentation du critère de rupture : (a) et (b) après 0.04 ms, et (c) après 0.08 ms

L'implémentation de l'algorithme de rupture permet de résoudre ce problème (voir la figure 7.4). En effet, après la perforation il y a une séparation entre la bille et le matériau granulaire. Les grandes déformations sur la surface d'impact ont disparu également. Les simulations avec implémentation du critère de rupture décrivent adéquatement l'expérience de façon qualitative. Toutefois, les résultats de la simulation sont sensibles au seuil critique de la déformation.

La figure 7.5 montre le maillage déformé d'une section plane de l'échantillon CM18. On constate que les contacts ne fonctionnent pas bien après une certaine profondeur de pénétration. La bille passe à travers la cible et le maillage ne se déforme plus sous l'influence de la bille.

La conséquence du mauvais fonctionnement de l'algorithme de contact est que la bille n'est plus influencée par le matériau granulaire. La figure 7.6 montre l'évolution de la vitesse de la bille en fonction du temps pour la simulation avec l'algorithme de contact surface - surface, avec implémentation du critère de rupture. On constate que la vitesse de la bille ne diminue plus à travers l'échantillon à partir de 0.04 ms.

L'implémentation d'autres algorithmes de contact ne mène pas à de meilleurs résultats. Ni la densité du maillage, ni la formulation de l'élément ne peuvent résoudre ce problème. Il semble que les éléments Lagrangiens ne sont pas adaptés pour simuler l'impact d'une bille à haute vitesse dans un matériau dont le comportement mécanique est décrit par le modèle

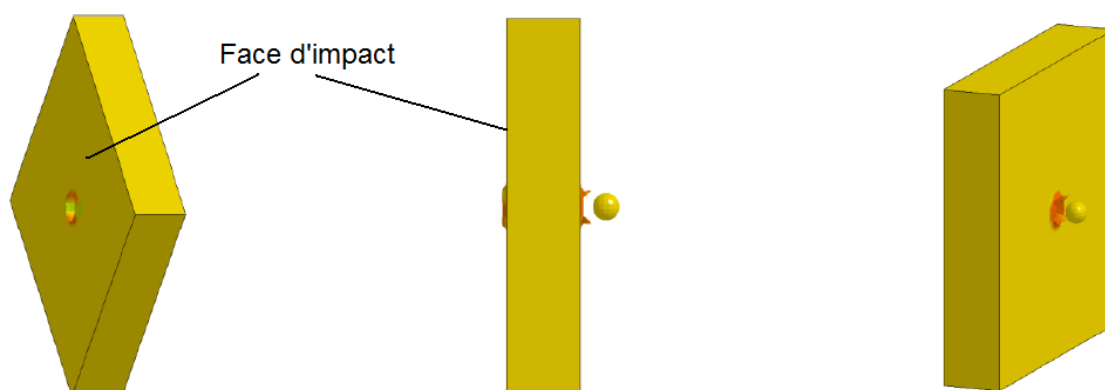


FIGURE 7.4 – Perforation de l'échantillon CM3 : situation après 0.04 ms, avec implémentation du critère de rupture

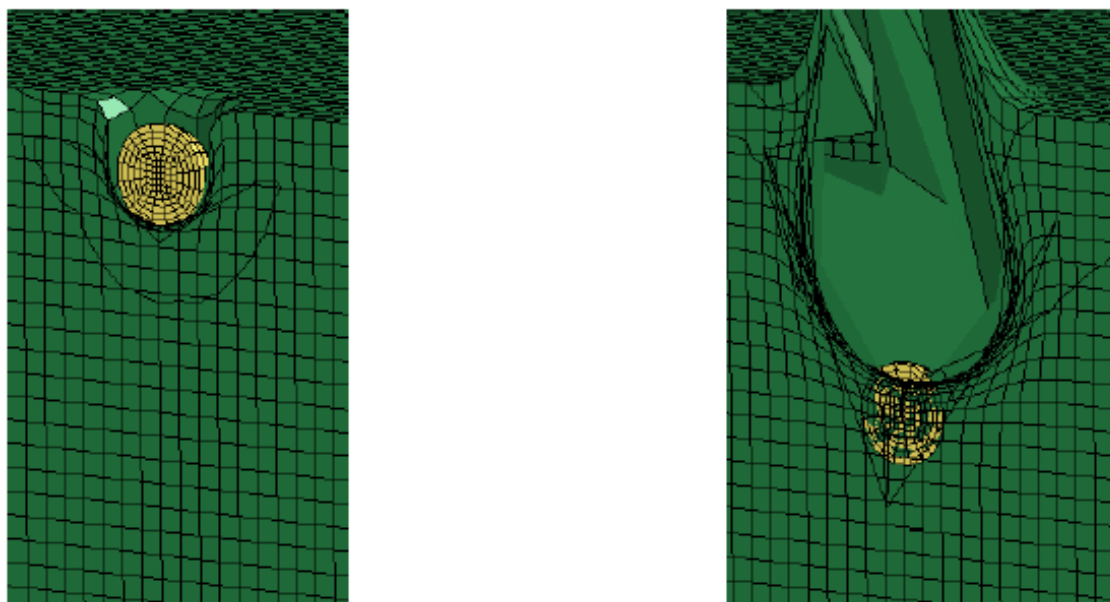


FIGURE 7.5 – Déformation de la cible CM18 avec les algorithmes de contact noeuds - surface et surface - surface

d'une mousse écrasable.

7.2 Modèle *Smooth Particle Hydrodynamics* - (SPH)

Comme les résultats du modèle Lagrangien sont fortement influencés par l'algorithme de contact et les paramètres utilisés dans le critère de rupture, une méthode sans maillage (*mesh free method*) est étudiée dans cette section. Cette méthode est appelée *Smooth Particle Hydrodynamics* (SPH).

La figure 7.1 illustre un quart du modèle géométrique, représentant à la fois la bille en

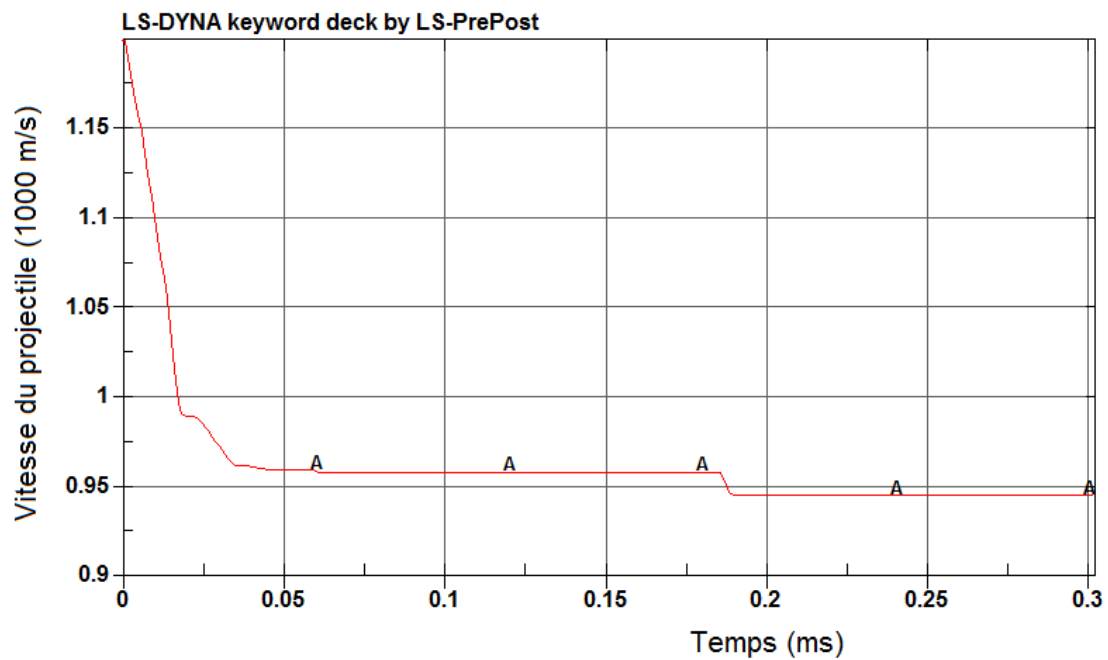


FIGURE 7.6 – Evolution de la vitesse de la bille dans l'échantillon de CM18

acier et l'échantillon correspondant au matériau granulaire. La bille est modélisée avec des éléments solides, comme dans la section 7.1. Les dimensions de la face d'impact de l'échantillon de CM sont limitées à 4 cm x 4 cm. En effet, la méthode *SPH* exige plus de mémoire que la méthode Lagrangienne, ce qui nous impose de diminuer la taille de l'échantillon. L'épaisseur de l'échantillon est de 3 cm. Le modèle *SPH* est composé de 40 x 40 x 30 particules avec un espace de 1 mm entre les particules.

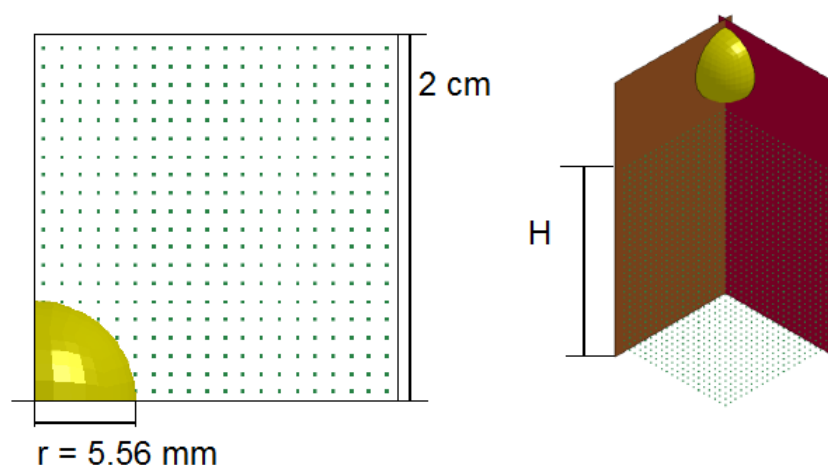


FIGURE 7.7 – Quart de modèle *SPH*

Comme dans le chapitre 6, le matériau granulaire est remplacé par un matériau équivalent homogénéisé, caractérisé par la même densité ρ et la même courbe contrainte-déformation

CHAPITRE 7. SIMULATION NUMÉRIQUE DE L'IMPACT D'UN PROJECTILE SPHÉRIQUE DANS UN MATÉRIAU GRANULAIRE

que le matériau granulaire. Le modèle de matériau est le modèle d'une mousse écrasable, avec les paramètres de Larsen et Jorgensen [18] ($\rho = 589 \text{ kg/m}^3$, $E = 68.97 \text{ GPa}$, $\nu = 0.28$ et $\sigma_{y,t} = 2.41 \text{ MPa}$).

L'interaction entre la bille et les particules *SPH* est définie par un algorithme de contact de type noeuds-surface, avec la bille comme 'maître'.

La figure 7.8 montre un résultat qualitatif de la perforation de l'échantillon de 3 cm de CM par une bille avec une vitesse d'impact de 1200 m/s. La simulation avec un maillage avec un espace de 1 mm entre les particules résulte dans une vitesse résiduelle V_{res} de 1030 m/s ; pour le maillage avec un espace de 2 mm entre les particules, la vitesse résiduelle V_{res} est égale à 991 m/s.

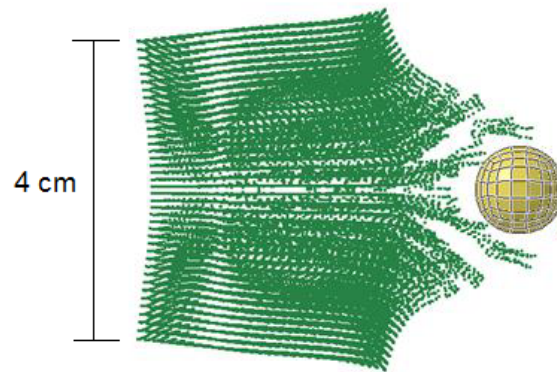


FIGURE 7.8 – Déplacement des particules dans le modèle *SPH* à la suite d'une perforation par une bille

La figure 7.9 montre l'évolution de la vitesse dans les échantillons de CM avec une épaisseur de 3 cm et de 18 cm. La vitesse résiduelle du projectile est respectivement égale à 1060 m/s et 510 m/s.

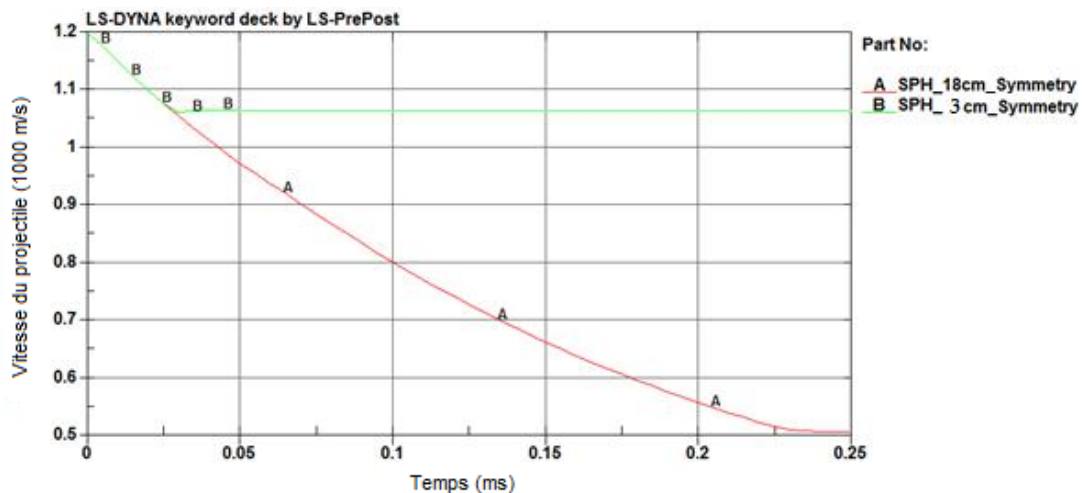


FIGURE 7.9 – L'évolution de la vitesse dans les échantillons CM3 et CM18

7.3 Modèle hybride

Le modèle *SPH*, décrit dans le paragraphe 7.2, nécessite un temps de calcul élevé ; les dimensions des échantillons sont donc limitées. Afin de représenter la géométrie complète de l'échantillon expérimental (15 cm x 15 cm) un modèle hybride est conçu, composé d'une zone *SPH* dans le centre de l'échantillon, et une partie Lagrangienne autour.

La figure 7.10 montre le modèle géométrique représentant l'échantillon et la bille. La construction du modèle hybride de l'échantillon est basée sur le modèle *SPH*. La partie *SPH* a une section quadratique avec des côtés de 2 cm. Autour de la partie *SPH* une partie Lagrangienne est créée avec un maillage d'éléments cubiques avec un côté de 0.25 cm. Dans le modèle numérique, les côtés extérieurs de la partie Lagrangienne sont fixés avec l'ensemble des degrés de liberté. Pour les éléments sur les plans de symétrie uniquement un mouvement dans la direction de z est autorisé. Les noeuds des éléments Lagrangiens sont liés aux particules *SPH* avec un algorithme de contact spécifique (*contact tied nodes to surface offset*). Quand les particules *SPH* se trouvent trop loin des éléments Lagrangiens, elles ne peuvent pas être liées à ces derniers, ce qui peut causer des erreurs. Afin de résoudre ce problème, les particules *SPH* sont déplacées vers les éléments solides, à l'aide d'un facteur d'échelle en fonction de l'espace entre les particules.

Les paramètres des matériaux sont spécifiés dans le tableau 7.1.

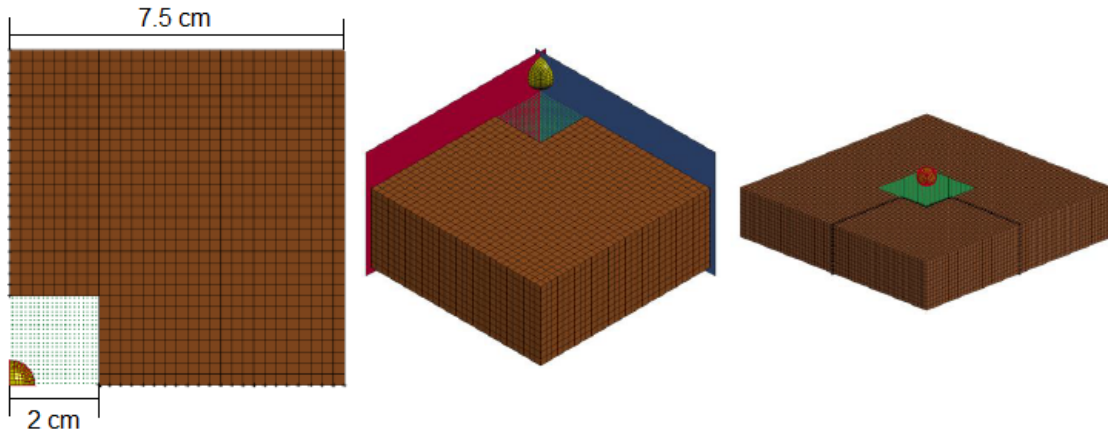


FIGURE 7.10 – Le modèle *SPH* hybride

La figure 7.11 donne une représentation qualitative de l'impact dans un échantillon de CM3. Elle montre la propagation de la contrainte dans les zones *SPH* et Lagrangienne. La contrainte est transférée correctement de la zone *SPH* vers la zone Lagrangienne, ce qui indique que l'algorithme de contact fonctionne bien. La géométrie de la zone *SPH* n'influence pas significativement la propagation de la contrainte.

Trois 'maillages' dans la partie *SPH* sont étudiés, avec un espace entre les particules de 0.5 mm (fin), 1 mm (moyen) et 2 mm (grossier). Le tableau 7.2 montre les résultats de cette analyse pour l'échantillon de CM avec une épaisseur de 3 cm. Il apparaît que l'espace entre les particules n'a presque pas d'influence sur la vitesse résiduelle pour cet échantillon. Il n'y a pas de relation proportionnelle entre l'espace entre les particules et la vitesse résiduelle

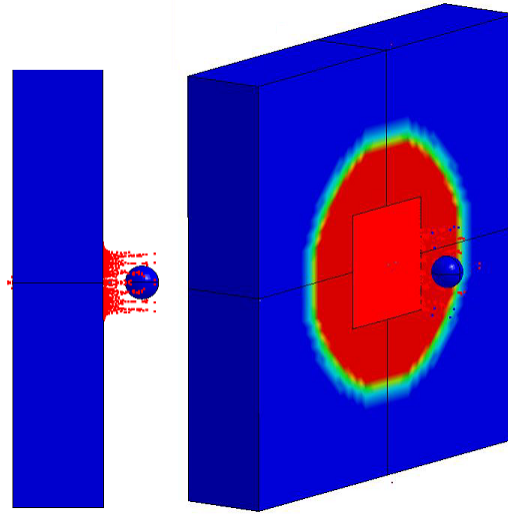


FIGURE 7.11 – Contrainte de Von Mises après la perforation de la cible

V_{res} . Par contre, le temps de calcul est fortement influencé par le maillage.

maillage	matériau	V_{res} (m/s)	temps de calcul (min)
fin - 0.5 mm	CM3	1043	23
moyen - 1 mm	CM3	1068	3
grossier - 2 mm	CM3	1012	1

Tableau 7.2 – Analyse du ‘maillage’ de la zone *SPH* du modèle hybride (cas de l’échantillon CM3)

7.4 Comparaison des modèles

Le tableau 7.3 donne un résumé des résultats des simulation de trois essais d’impact (sur les échantillons CM3, CM18 et VF12), en terme de vitesse résiduelle. La vitesse d’impact est égale à 1200 m/s pour CM3 et VF12, et de 1100 m/s pour CM18.

On constate que la vitesse résiduelle ne varie pas en fonction du modèle utilisé. Le modèle

modèle	maillage	CM3	CM18	VF12
hybride complet	moyen	1068	-	805
hybride complet	grossier	1012	288	663
<i>SPH</i> (symétrique)	moyen	1062	488	808
<i>SPH</i> (symétrique)	grossier	1000	288	663

Tableau 7.3 – Résumé des résultats des simulations : vitesse résiduelle

hybride permet de simuler la pénétration dans la même mesure que le modèle *SPH*, mais avec un gain en temps de calcul considérable.

La figure 7.12 montre l'évolution de la vitesse en fonction de la distance parcourue dans l'échantillon, tant pour les expériences préliminaires que pour les simulations. Lorsqu'il est possible les résultats du modèle hybride sont utilisés. Pour l'échantillon CM18, le modèle *SPH* symétrique est utilisé. On a utilisé un 'maillage' moyen.

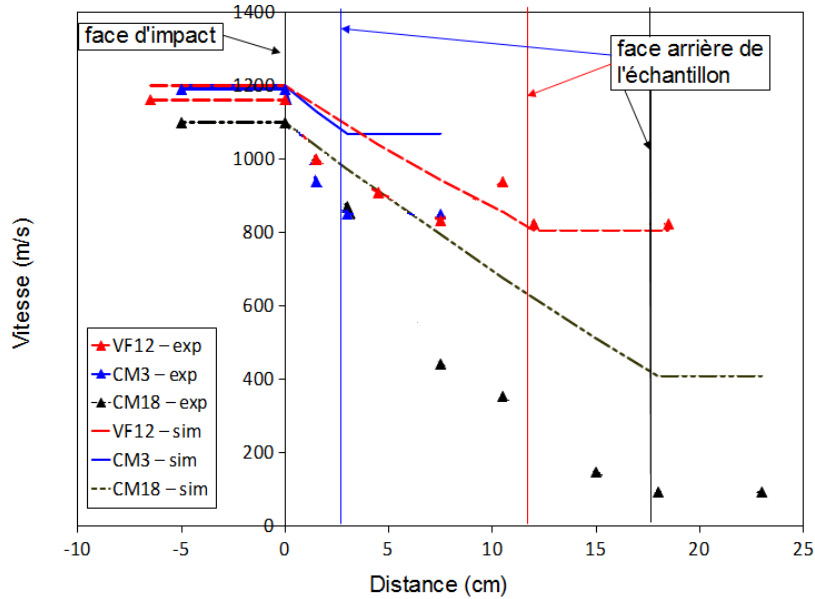


FIGURE 7.12 – Comparaison de l'évolution de la vitesse de la bille simulée et expérimentale

D'un point de vue qualitatif, on constate que la diminution de la vitesse simulée s'approche d'une relation linéaire, On constate que la vitesse résiduelle de la simulation de l'impact dans l'échantillon de VF12 correspond bien au résultat expérimental. Par contre, pour le CM la vitesse résiduelle simulée est surestimé par rapport à la vitesse résiduelle expérimentale. Ceci pourrait être dû à la courbe contrainte-déformation de [18] et dont la précision n'est pas suffisante dans le domaine concerné. Dans le paragraphe suivant, l'impact dans le CM est étudié plus en détail. Il faut noter que l'évolution de la vitesse simulée dans les échantillons est presque linéaire, ce qui ne correspond pas du tout avec l'évolution observée dans l'expérience, et ceci pour les trois essais.

7.5 Synthèse

Deux modèles numériques ont été proposés pour décrire un échantillon d'un matériau granulaire : un modèle Lagrangien composé d'éléments solides, et un modèle sans maillage (*Smooth Particle Hydrodynamics - SPH*). Le matériau granulaire est modélisé par un matériau équivalent homogénéisé, caractérisé par la même densité et la même courbe contrainte-déformation que le matériau granulaire. Un modèle d'une mousse écrasable est utilisé à cette fin. La bille est modélisée avec des éléments solides, et elle est considérée comme rigide.

Un mauvais fonctionnement des algorithmes de contact utilisés dans l'approche 'Lagran-

gienne', a comme conséquence que le mouvement de la bille n'est pas influencé par la présence du matériau équivalent.

Une analyse qualitative de l'approche *SPH* met en évidence le potentiel de ce modèle pour la simulation numérique de l'impact d'une bille dans un granulat.

La construction d'un modèle hybride, composé d'une zone *SPH* au milieu du bloc de matériau équivalent, et une zone Lagrangienne autour de cette zone *SPH* diminue le temps de calcul, sans influencer significativement les résultats du modèle *SPH*.

*CHAPITRE 7. SIMULATION NUMÉRIQUE DE L'IMPACT D'UN PROJECTILE
SPHÉRIQUE DANS UN MATÉRIAU GRANULAIRE*

Conclusions générales et perspectives

Conclusions générales

Dans le cadre de cette thèse, qui porte sur le comportement des matériaux granulaires et tissés, trois types de sollicitation ont été étudiés :

- la sollicitation d'un matériau granulaire par une onde de choc
- l'impact balistique dans un matériau granulaire
- l'impact balistique sur un tissu

Le travail de thèse a été consacré à une recherche selon des approches expérimentales et numériques avec une modélisation analytique.

A l'issue du travail réalisé, on peut tirer les conclusions suivantes :

Sur le plan des approches expérimentale et analytique

- Un dispositif expérimental a été développé qui permet de mesurer à la fois des pressions incidente et réfléchie, et la déflexion et l'accélération du centre de la plaque en fonction du temps. Malgré la durée très courte du phénomène et les difficultés de mesure associées, la dispersion sur la mesure des grandeurs caractéristiques reste avec une reproductibilité correcte.

Le comportement du système, composé d'une plaque déformable et un échantillon de matériau granulaire, est décrit par un modèle masse-ressort-amortisseur à un degré de liberté. La constante de ressort k est fonction de la masse ajoutée à la plaque, la variation du taux d'amortissement ζ exprime la nature du matériau granulaire.

Une relation est établie entre l'impulsion réfléchie et la déflexion pour déterminer dans quelle mesure la diminution de la déflexion est due à l'atténuation de l'impulsion réfléchie, et dans quelle mesure elle est due à la présence d'une masse supplémentaire. On constate que l'effet de la masse supplémentaire est prépondérante.

- L'impact balistique et la pénétration d'une bille dans un matériau granulaire sont étudiés sur la base de l'évolution de la vitesse de la bille dans le matériau. A cette fin, un dispositif expérimental spécifique a été développé, qui permet de mesurer la vitesse à des endroits fixes dans l'échantillon.

Pour le Crushmat[®], l'impact de la bille dans le matériau granulaire est décrit par un modèle hydrodynamique et l'évolution de la vitesse est exprimée par une relation exponentielle. Pour la vermiculite, le modèle hydrodynamique n'est pas capable de décrire la chute de la vitesse à l'entrée de la bille dans le matériau granulaire. L'introduction dans le modèle d'une force supplémentaire, qui devient vite négligeable

peut améliorer le modèle.

Des expressions analytiques sont proposées pour la détermination de la vitesse résiduelle et l'énergie absorbée.

- Le développement de la technique radar et le traitement de signal avancé a permis de façon pertinente la mesure continue de la vitesse d'un projectile pendant l'interaction entre le projectile et un tissu, tant pour des impacts perforants que pour des impacts non perforants. La combinaison de cette mesure continue avec les images prises par une caméra ultra-rapide permet de créer une image complète du phénomène. Un modèle analytique, basé sur la conservation de la quantité de mouvement, permet de prédire la diminution de la vitesse lors de l'impact, quand l'angle de la pyramide de déformation est connu.

Sur le plan de la simulation numérique

- un modèle numérique est proposé pour analyser la sollicitation d'une plaque en aluminium et d'un matériau granulaire soumis à une onde de choc. Le matériau granulaire est modélisé par un matériau équivalent homogénéisé, caractérisé par la même densité et la même courbe contrainte-déformation que le matériau granulaire. La visualisation de la contrainte plastique met en évidence la propagation de l'onde dans le matériau granulaire, qui est graduelle dans le cas du Crushmat[®] et discontinue dans le cas de la vermiculite.

Deux approches ont été étudiées pour la modélisation de l'onde de choc :

- la pression de l'onde de choc est considérée comme une condition initiale
- la propagation de l'onde de choc, et l'interaction avec une structure dans un domaine ALE, par un algorithme d'interaction fluide-structure. Avec cette approche, le mouvement de la plaque peut être pris en compte.

Le comportement du matériau granulaire est modélisé avec deux modèles de type 'mousse', à savoir un modèle d'une mousse écrasable, et le modèle de Fu-Chang. Une optimisation des paramètres du modèle est nécessaire pour simuler correctement le comportement des matériaux dans un essai oedométrique.

- L'impact d'une bille rigide dans un matériau granulaire a fait l'objet d'une étude préliminaire du calcul numérique en introduisant le calcul par éléments finis sans maillage (*Smooth Particle Hydrodynamics*). Une analyse qualitative de l'approche *SPH* met en évidence le potentiel de ce modèle pour la simulation numérique de l'impact d'une bille dans un granulat.

La construction d'un modèle hybride, composé d'une zone *SPH* au milieu du bloc de matériau équivalent, et une zone Lagrangienne autour de cette zone *SPH*, diminue le temps de calcul, sans influencer significativement les résultats du modèle *SPH*.

Ce travail a permis d'identifier certains mécanismes physiques d'interaction qui se produisent lors de la pénétration d'un fragment dans un matériau granulaire et un tissu balistique. Il a également permis d'identifier un modèle pour le comportement d'un système composé d'un matériau granulaire et une plaque de référence.

Perspectives

Sur le plan expérimental

- Le travail actuel a permis d'identifier l'interaction entre une bille et un matériau granulaire, et entre une bille et un tissu balistique. Les modèles doivent être vérifiés pour des domaines de vitesses différents. Le modèle décrivant l'interaction entre la bille et la vermiculite nécessite un développement pour expliquer la chute de vitesse au début de la pénétration. La validité des mécanismes d'interaction doit être vérifiée pour la combinaison du matériau granulaire avec un tissu balistique, tant pour l'impact balistique que pour la sollicitation par une onde de choc. Différentes configurations de matériaux granulaires et tissés peuvent être envisagées.
- L'utilisation combinée de différents moyens de mesure en continu mérite un développement pour diminuer l'erreur de mesure. Le traitement d'images et de signaux reste un souci permanent.
- Pour la simulation numérique, il est pertinent de rechercher des lois de comportement mécanique des matériaux étudiés dans le domaine de l'application, donc à la vitesse de déformation adaptée.

Sur le plan numérique

- Une étude préliminaire du calcul numérique en introduisant le calcul par éléments finis sans maillage (méthode *SPH*) a été effectuée. Cette méthode de calcul constitue une piste intéressante pour la simulation numérique de l'impact dans le cas des matériaux étudiés. Il est intéressant d'approfondir le développement de cette méthode, en combinaison avec un modèle qui décrit correctement le comportement d'un matériau granulaire.

*CHAPITRE 7. SIMULATION NUMÉRIQUE DE L'IMPACT D'UN PROJECTILE
SPHÉRIQUE DANS UN MATÉRIAU GRANULAIRE*

Annexes

Annexe A

Déformation d'un tissu soumis à un impact balistique

A.1 Absorption d'énergie

Les mécanismes de déformations globales et locale participent tous à l'absorption de l'énergie d'impact : énergie cinétique du tissu, élongation des fils, friction entre les fils, entre les couches et entre le projectile et le tissu, friction par arrachement de fils, énergie de rupture [22, 23]. L'évaluation de la dissipation de l'énergie d'impact sous forme d'autres types d'énergie est réalisée avec des modèles analytiques ou numérique. Dans ce paragraphe, quelques travaux sur l'absorption globale d'énergie sont discutés.

Tan et al. [22] ont étudié l'absorption d'énergie par un pli de Twaron[®] en fonction de la vitesse d'impact et la géométrie du projectile. La figure A.1 présente les tendances générales.

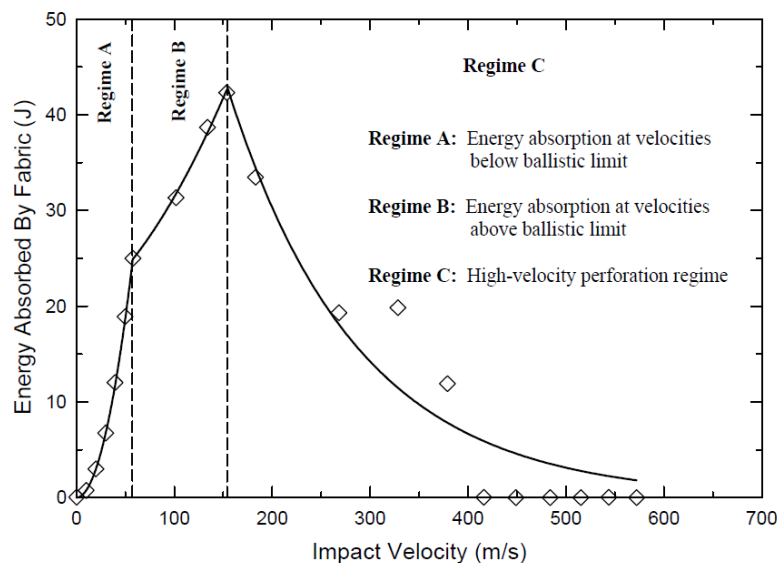


FIGURE A.1 – Energie absorbée en fonction de la vitesse d'impact - tendance globale [22]

On peut distinguer 3 régimes d'impact :

- régime A, des impacts non perforants. L'énergie absorbée augmente avec la vitesse d'impact V_{imp} . Le tissu complet est impliqué dans l'impact, le nombre de fils défilés aux bords non fixés augmente en fonction de la vitesse d'impact.
- régime B, des perforations à basse vitesse. L'énergie absorbée augmente toujours avec V_{imp} , mais à un taux moins prononcé. Le nombre de fils défilés est élevé, l'énergie de déformation du tissu est un mode important d'absorption d'énergie. Comme la vitesse d'impact est plus élevée, la vitesse de la pyramide de déformation est également plus élevée, de même pour le matériau en mouvement vers le point d'impact. La dissipation de l'énergie d'impact sous forme d'énergie cinétique du tissu est un mode d'absorption d'énergie de plus en plus important.
- régime C, des perforations à haute vitesse. Ce régime est caractérisé par une chute en énergie absorbée. Le défilage est beaucoup moins prononcé, de même pour les dégâts aux bords fixés. La réponse du tissu est donc plus localisée, la perforation du tissu se produit dans un intervalle de temps tellement court que l'énergie d'impact ne peut pas être dissipée dans le tissu.

Pour des vitesses beaucoup plus grandes que la V_{50} , Cunniff [65,66] a constaté que l'énergie absorbée par le tissu est proportionnelle à l'énergie d'impact du projectile. Le tissu est perforé avant qu'il n'y ait eu d'absorption significative sous forme d'énergie de déformation. Ainsi, l'impact peut être considéré comme un impact essentiellement inélastique. Cunniff [66] a démontré également que les plis au côté de l'impact peuvent être remplacés par un matériau avec une moindre performance balistique sans dégrader la performance totale de la protection.

Lim et al. [23] ont fait la même étude que [22], mais sur un tissu composé de deux plis. La figure A.2 présente les résultats pour un projectile avec une tête plate. Le régime B n'est pas présent dans ce cas, ce qui a été constaté également dans les études de Cunniff [110]. Le graphe montre aussi que l'énergie absorbée par le système n'est pas simplement la somme de la performance balistique de chaque pli individuel [110].

Starratt et al. [72] ont comparé une mesure continue du déplacement du projectile à des images prises avec une caméra à haute vitesse pour l'impact d'un projectile cylindrique sur 16 plis de Kevlar[®]. Ils ont observé que, dans le cas d'un impact non perforant, la majorité de l'énergie du projectile est absorbée durant les premiers 25 mm de déplacement du sommet de la pyramide de déformation (figure A.3). Les images vidéo montrent que la déformation continue à augmenter considérablement au-delà des 25 mm, ce qui fait croire qu'une grande quantité d'énergie est encore absorbée. Combiné avec la mesure continue du déplacement, il est clair que la déformation ayant lieu dans les phases finales de l'impact est plutôt due à une transformation d'énergie dans le tissu qu'à un transfert d'énergie du projectile au tissu. Ceci montre l'intérêt de la mise en oeuvre de plusieurs appareils de mesure, pour mesurer des grandeurs différentes.

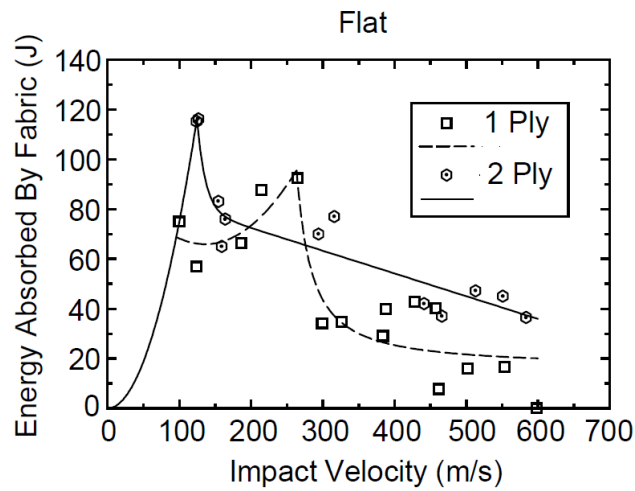


FIGURE A.2 – Energie absorbée en fonction de la vitesse d'impact pour un tissu composé de deux couches [23]

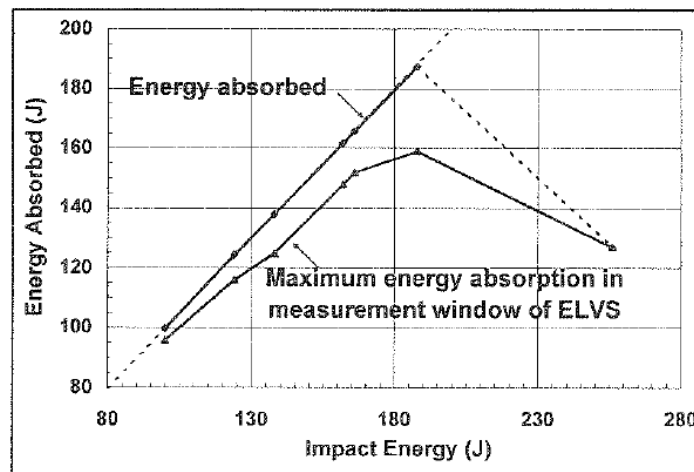


FIGURE A.3 – Energie absorbée en fonction de l'énergie d'impact

A.2 Facteurs d'influence

A cause des interactions entre les fils, constituant le tissu, il n'est pas possible de prédire le comportement du tissu durant le phénomène d'impact sur base de la caractérisation dynamique du fil seul [111]. Un grand nombre de facteurs influencent la réponse du tissu. Ces facteurs sont liés :

- au fil : matériau, dimensions de la section, endommagements lors du tissage, traitement avec un *coating*
- au tissu : type de tissage, dimensions du tissu, densité de tissage, types de fils de trame et de chaîne, nombre de couches, interaction entre les couches
- au projectile : géométrie, masse, matériau, vitesse d'impact, calibre
- à la fixation du tissu : nombre de côtés libres, emploi d'un matériau de support derrière le tissu, la méthode de fixation

- aux conditions de tir : angle d'impact, conditions météorologiques, angle de rotation du projectile

Les études des facteurs d'influence sont nombreuses. Cheeseman et Bogetti [56] donnent un bon aperçu des recherches qui ont eu lieu avant 2003. Parmi les recherches expérimentales qui sont menées depuis lors, on retrouve l'étude de l'influence de :

- la géométrie [22,23], la masse [110,112,113], et le diamètre du projectile [113]
- l'épaisseur de la cible [23,113]
- le tissage aux bords du tissu [114]
- les dimensions du tissu [114,115]
- l'angle d'impact [116]
- les paramètres de production [117]
- l'ordre de couches dans une protection hybride [118]
- la densité de tissage [119]
- la température [120]

On retrouve également des recherches numériques sur l'effet de :

- la géométrie de la tête du projectile [121]
- la friction [122]
- le nombre de côtés fixés [122–124]
- le système de fixation : type, dimensions, et pression de serrage [125]

En général, l'influence de ces facteurs est évaluée de façon quantitative par un changement en V_{50} ou en vitesse résiduelle, ou de façon qualitative par un changement du mode de rupture ou de la zone endommagée.

Comme exemple de l'influence du calibre du projectile, on cite l'étude de Broos et al. [126]. Des *FSP* (*Fragment Simulating Projectiles*) avec des calibres et masses différents ont été lancés sur des vestes pare-éclats avec un tissage différent. Pour de fragments avec une masse de 1.1 g ou plus, la performance balistique, exprimée en énergie absorbée relative (= énergie absorbée, divisée par la densité surfacique de la veste), augmente si la densité surfacique par couche diminue. Si les vestes ont toutes la même densité, la veste avec le plus grand nombre de couches, aurait la meilleure performance balistique. Par contre, pour des fragments plus légers, la veste avec la plus grande densité de tissage présente la meilleure performance balistique. Une densité de tissage plus élevée mène à une densité surfacique plus élevée, et donc une performance balistique moindre contre les fragments plus lourds. Bien que ces résultats sont basés sur un nombre limité de données expérimentales, cet exemple montre la difficulté du phénomène de l'impact balistique dans un tissu.

Annexe B

CONWEP

Le logiciel CONWEP est un logiciel qui permet de calculer les effets d'une détonation d'un explosif, d'une grenade ou d'une bombe, comme le profil de la pression incidente et réfléchi, l'impulsion, la pénétration de fragments et de projectiles, et la formation de cratères. Ceci peut se faire pour différents types d'explosif et géométries, tant pour des détonations confinées que non-confinées. Le logiciel est basé sur le *Technical Manual TM5-855* [103], qui contient les résultats d'un grand nombre d'essais expérimentaux et des formules semi-empiriques. Kingery et Bulmash [102] ont utilisé des techniques d'ajustement de courbes pour représenter les données par des équations polynomiales. Ces équations sont implémentées dans CONWEP. Pour la diminution progressive de la pression pendant la phase positive, CONWEP assume une diminution exponentielle, exprimée par l'équation de Friedlander (équation 3.7). Dans cette étude le logiciel est utilisé pour le calcul de la pression et de l'impulsion incidente et réfléchi.

Les calculs effectués avec CONWEP mènent à une pression maximale de 468.7 kPa, une durée de la phase positive de 0.5047 ms et une impulsion incidente de 39.05 kPa.ms. Ces valeurs sont plus élevées que les valeurs expérimentales.

La pression maximale diminue en fonction de la distance de la charge. Comme l'épaisseur de l'échantillon varie, la pression incidente sur l'échantillon varie également. Sur base de la formule (3.5) on obtient les valeurs représentées par les carrés dans la figure B.1. Comme la pression incidente est surestimée avec les deux méthodes de calcul, une estimation de la pression incidente lors des essais est également présentée dans la même figure par les points. Ces valeurs sont obtenues en appliquant le facteur de raccord de 0.77, qui est égale au rapport de la pression incidente mesurée et la pression incidente calculée par (3.5) à 40 cm de la charge.

Non seulement la pression incidente varie en fonction de la distance par rapport au point de détonation, la durée de la phase positive varie aussi. L'impulsion incidente sera donc influencée. La valeur représentée dans la figure B.2 est obtenue avec CONWEP. L'estimation est faite sur base du rapport des impulsions incidentes expérimentales et obtenues avec CONWEP, sur la plaque seule.

La pression et l'impulsion incidentes varient fortement en fonction de l'épaisseur de l'échantillon. Néanmoins on a opté pour cette approche, comme on considère la distance entre la charge et la structure à protéger comme étant fixe. Le matériau de protection doit se

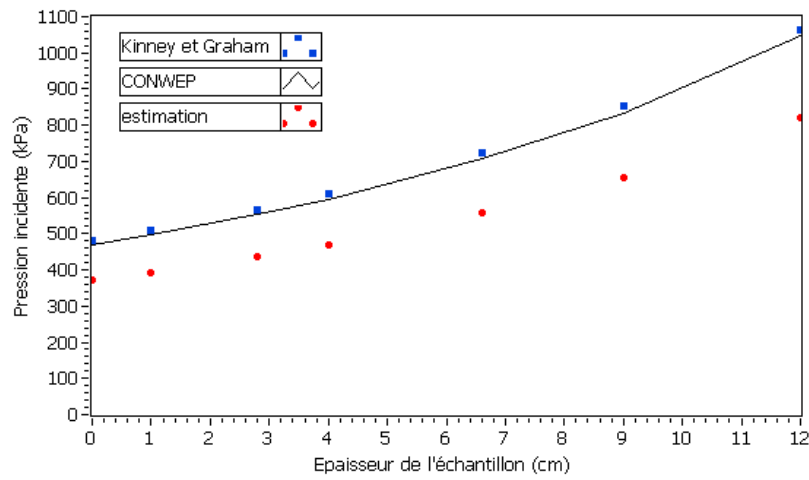


FIGURE B.1 – La pression incidente en fonction de l'épaisseur de l'échantillon

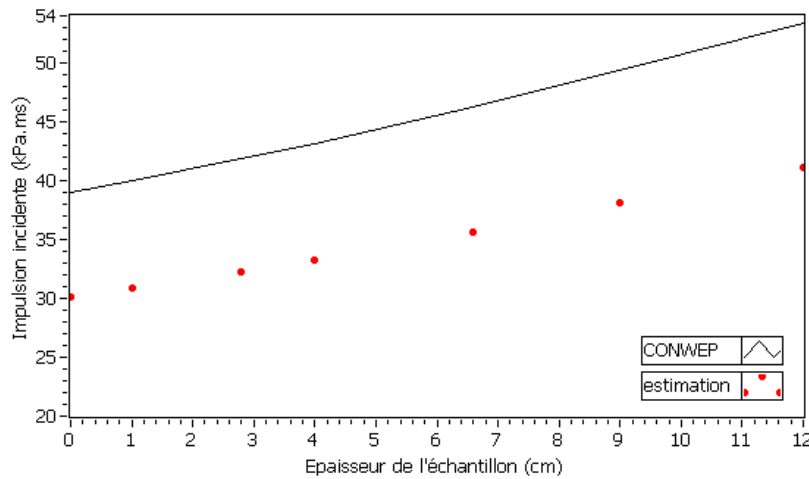


FIGURE B.2 – L'impulsion incidente en fonction de l'épaisseur de l'échantillon

trouver dans l'espace libre et sera donc soumis à une pression incidente plus élevée que la structure à protéger.

Annexe C

Essais dynamiques effectués sur des matériaux granulaires

C.1 Essais d'explosion

Le tableau C.1 présente les données et résultats des essais réalisés dans le cadre de la sollicitation d'un système (plaque-granulat) par une onde de choc, à savoir :

H (cm) : l'épaisseur de l'échantillon

d (mm) : la déflexion maximale

T (ms) : la période du système

P_r (kPa) : la pression réfléchie maximale

I_r (kPa.ms) : l'impulsion réfléchi

t_r (ms) : la durée de la phase positive

C.2 Essais d'impact préliminaires

Le tableau C.2 donne un résumé des essais réalisés lors d'une étude préliminaire de l'impact d'une bille dans un matériau granulaire.

x correspond à la distance par rapport à la face d'impact. Une distance négative signifie que la vitesse est mesurée avant l'impact.

C.3 Essais d'impact dans un matériau céramique granulaire

Le tableau C.2 donne un résumé des essais réalisés lors d'une étude plus approfondie de l'impact d'une bille dans un échantillon de Crushmat®.

La vitesse d'impact V_{imp} et la vitesse résiduelle V_{res} sont mesurées avec un radar Doppler.

ANNEXE C. ESSAIS DYNAMIQUES EFFECTUÉS SUR DES MATÉRIAUX GRANULAIRES

essai	matériau	H	d	T	P_r	I_r	t_r
8	VF	9	36.5	56			
9	VF	4	39.0	50			
10	VF	4	39.5	50			
11	VF	4	40.3	51			
12	VF	12	30.6	57			
13	VF	12	34.7	58			
14	VF	12	34.6	57			
15	VM	4	36.6	49			
16	VM	4	38.8	49			
17	VM	4	41.6	48			
18	VM	9	38.5	55			
19	VM	9	33.5	55			
20	VM	9	29.2	55			
21	VM	12	37.4	58			
22	VM	12	33.3	57			
23	VM	12	35.6	55			
24	VF	9	33.2	59			
37	VF	1	40.6	48	462	113.0	0.645
38	VF	1	42.9	47	889	170.0	0.567
39	VF	1	41.4	45	741	143.7	0.576
40	VM	1	35.9	48	323	97.3	0.597
41	VM	1	36.3	48	403	111.1	0.573
42	VM	1	39.4	46	521	136.5	0.621
43	CM	9	20.6	91	151	47.0	0.675
44	CM	9	20.6	91	178	53.6	0.702
45	CM	9	20.2	92	92	37.4	0.833
46	CM	4	29.2	70	147	45.9	0.598
47	CM	4	27.8	71	117	37.2	0.571
49	VF	4	36.8	52	401	124.5	1.073
50	VF	4	34.1	53	293	110.6	1.232
51	VF	9	34.2	59	194	104.0	1.479
52	VF	9	32.3	59	116	62.3	1.480
53	VF	12	31.1	65	105	62.6	2.140
54	VF	12	31.7	65	86	69.3	2.238
55	CM	2.8	28.2	60	164	57.3	0.680
56	CM	2.8	27.4	61	162	46.3	0.496
57	CM	1	36.0	53	450	95.7	0.579
58	CM	1	32.3	53	313	64.2	0.555
59	VM	6.6	34.0	55	167	106.2	1.331

Tableau C.1 – Vitesse en fonction de la profondeur de pénétration

ANNEXE C. ESSAIS DYNAMIQUES EFFECTUÉS SUR DES MATÉRIAUX
GRANULAIRES

VM18	x (cm)	-5	3	7.5	10.5	15	23
	V (m/s)	1149	1017	882	833	759	775
VM12	x (cm)	-6.5	1.5	4.5	7.5	10.5	18.5
	V (m/s)	1161	1000	909	833	938	823
CM3	x (cm)	-5	1.5	7.5			
	V (m/s)	1190	938	849			
CM18	x (cm)	-5	3	7.5	10.5	15	23
	V (m/s)	1099	870	441	353	146	92

Tableau C.2 – Vitesse en fonction de la profondeur de pénétration

Echantillon	V_{imp}	1.5	3	4.5	6	7.5	9	10.5	V_{res}	Δt (μs)
CM3	1124	750							723	40
	1149	968							854	31
	1139	1034							828	29
moyenne	1137	917							802	33
CM6	1116	938	714	577					514	84
	1117	833	714	625					533	84
	1191	968	896	833					620	67
moyenne	1141	913	775	678					556	78
CM9	1227	750	698	652	536	455			385	152
	1127	938	732	600	488	411			352	155
	1216	1200	984	833	645	526			469	118
moyenne	1190	963	804	695	556	464			402	142
CM12	1231	857	714	612	504	429	328	265	211	267
	1178	1071	822	667	545	462	373	313	263	234
	1142	938	800	698	550	455	390	341	298	229
moyenne	1184	955	779	659	533	448	363	306	257	243

Vitesses en m/s,

Δt : durée de pénétration

Tableau C.3 – Vitesse en fonction de la profondeur de pénétration et durée de pénétration, cas d'impact dans le CM

*ANNEXE C. ESSAIS DYNAMIQUES EFFECTUÉS SUR DES MATÉRIAUX
GRANULAIRES*

Annexe D

Essais balistiques sur tissus

D.1 Essais réalisés pour la mesure continue de la vitesse

Le tableau D.1 donne un résumé des essais réalisés dans le cadre de la mesure continue de la vitesse.

essai	V_{imp} (m/s)	n	P/NP	V_{res} (m/s)
1	72	1	P	25
2	61	1	P	18
3	60	1	NP	
4	68	1	NP	
5	89	1	P	48
6	142	1	P	-
7	61	2	NP	
8	92	2	NP	
9	109	2	NP	
10	108	2	NP	
11	138	2	P	30
12	110	2	P	-
13	194	4	NP	
14	55	1	NP	
15	55	1	NP	
16	57	1	NP	
17	57	1	NP	
18	131	6	NP	
19	100	6	NP	
20	101	6	NP	
21	100	6	NP	
22	92	3	NP	
23	99	3	NP	
24	99	3	NP	
25	110	1	NP	

Tableau D.1 – Essais balistiques réalisés pour la mesure continue de la vitesse

Dans le tableau, on définit

V_{imp} : vitesse d'impact

n : nombre de plis

P/NP : Perforation / Non Perforation

V_{res} : vitesse résiduelle

D.2 Comparaison entre les différentes mesures

Dans cette section, les résultats d'une série d'essais d'impact balistique sur un tissu sont présentés. La référence correspond au numéro dans la colonne 'essai' du tableau D.1. La courbe (a) montre

- la vitesse en fonction du temps mesurée avec le radar
- l'évolution de la vitesse, prédite par le modèle analytique

La courbe (b) montre

- le déplacement du projectile en fonction du temps, après le premier contact entre le projectile et le tissu, obtenu par intégration de la courbe présentée dans la figure (a)
- le déplacement du sommet de la pyramide de déformation, obtenu par les images de la caméra ultra-rapide (fréquence : 20000 ou 24000 images/s)
- le déplacement du sommet de la pyramide de déformation, obtenu par la technique de la corrélation d'images (fréquence : 10000 images/s)
- le déplacement du projectile, prédit par le modèle analytique

Il faut noter que tous les moyens de mesure ne sont pas toujours disponibles.

L'instant de l'impact est estimé sur la base des images de la caméra à haute vitesse. Pour les courbes du déplacement en fonction du temps, l'axe du temps est décalé pour que l'impact aît lieu à $t = 0$ s.

- essai 1

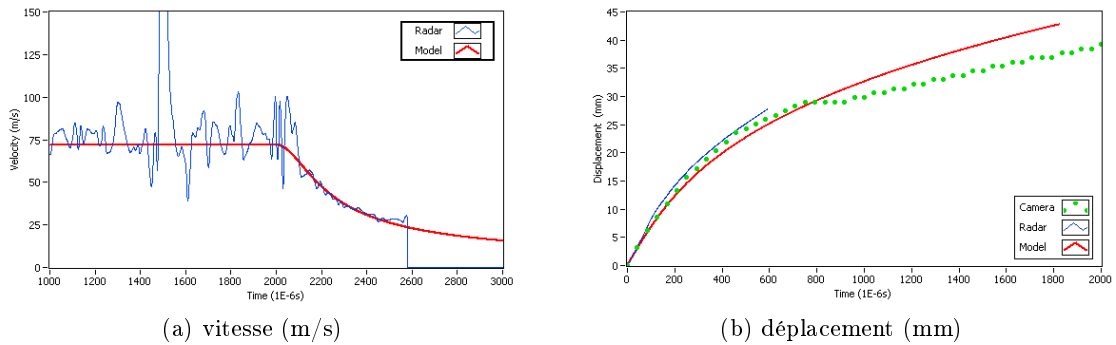
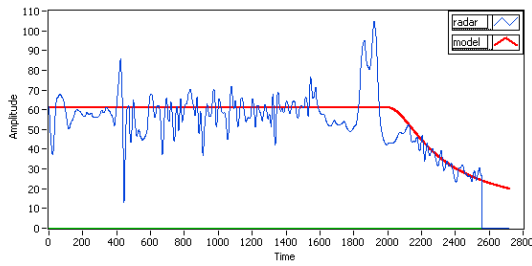
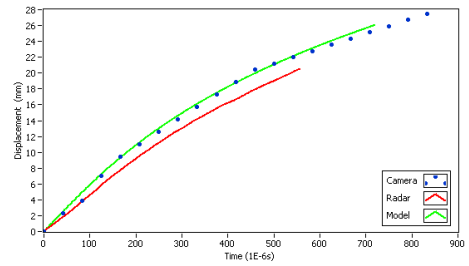


FIGURE D.1 – essai 1

- essai 2



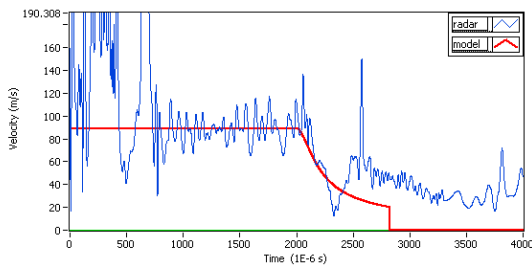
(a) vitesse (m/s)



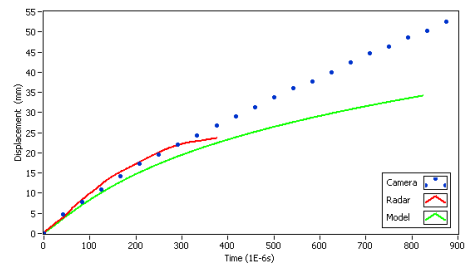
(b) déplacement (mm)

FIGURE D.2 – essai 2

– essai 5



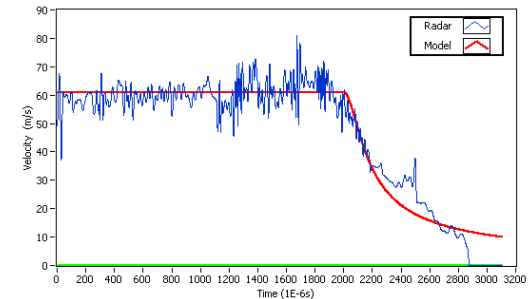
(a) vitesse (m/s)



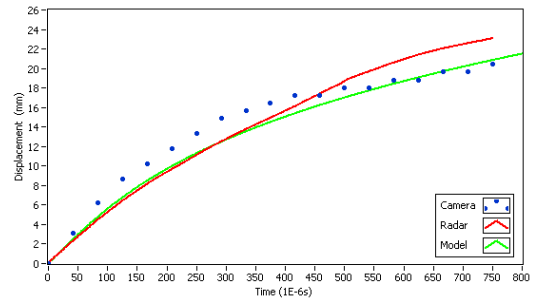
(b) déplacement (mm)

FIGURE D.3 – essai 5

– essai 7



(a) vitesse (m/s)



(b) déplacement (mm)

FIGURE D.4 – essai 7

– essai 8

ANNEXE D. ESSAIS BALISTIQUES SUR TISSUS

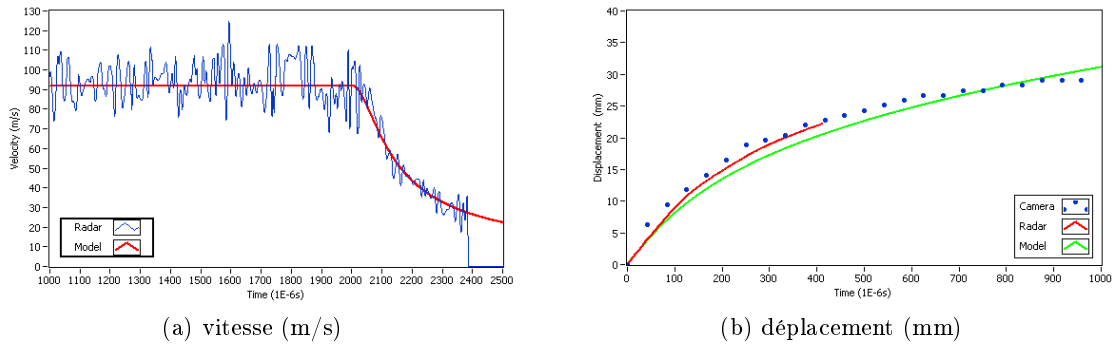


FIGURE D.5 – essai 8

– essai 9

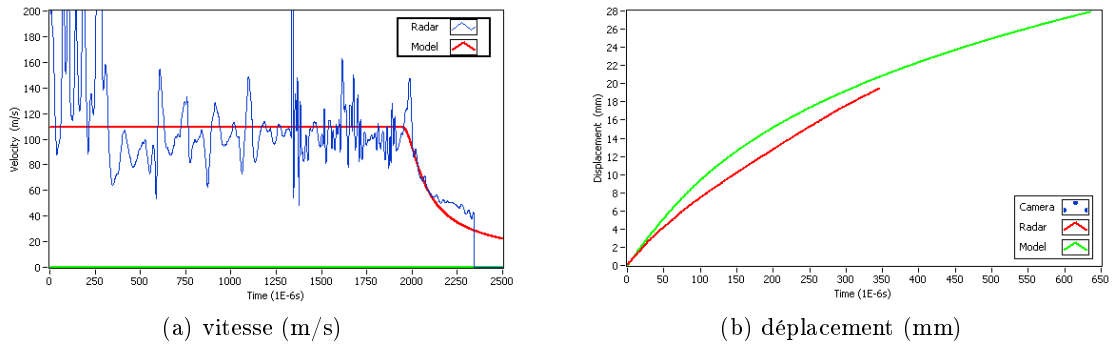


FIGURE D.6 – essai 9

– essai 11

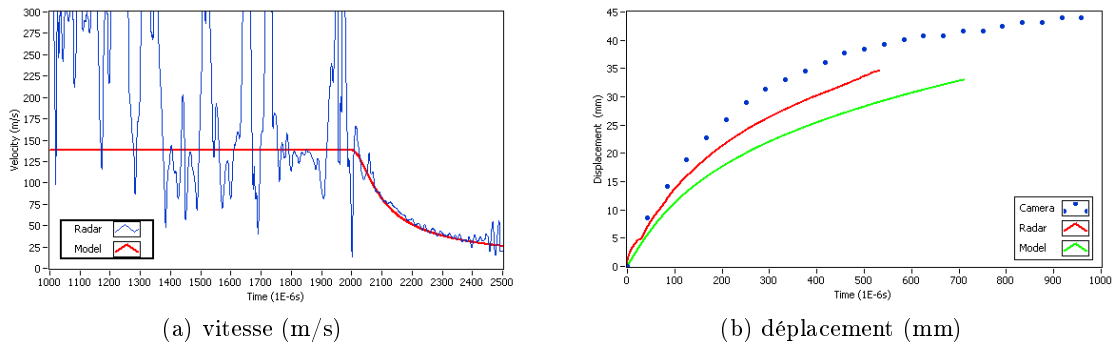
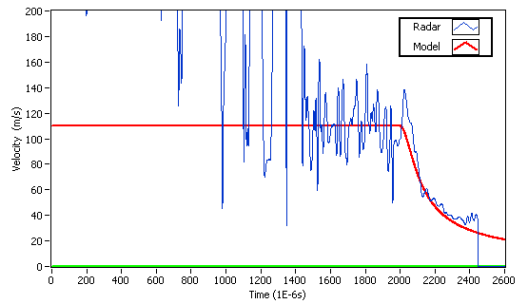
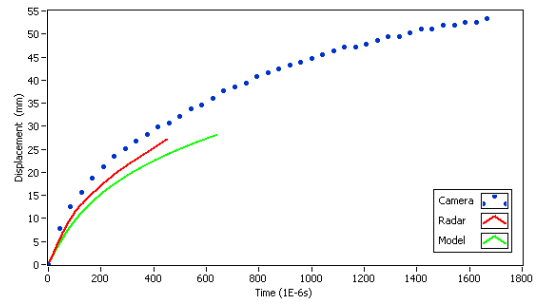


FIGURE D.7 – essai 11

– essai 12



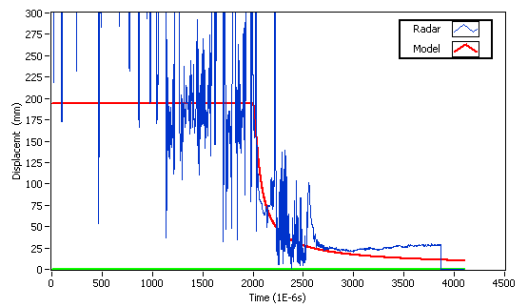
(a) vitesse (m/s)



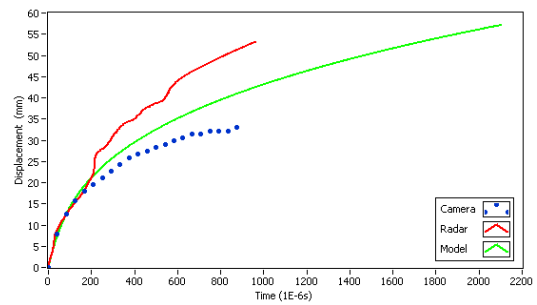
(b) déplacement (mm)

FIGURE D.8 – essai 12

– essai 13



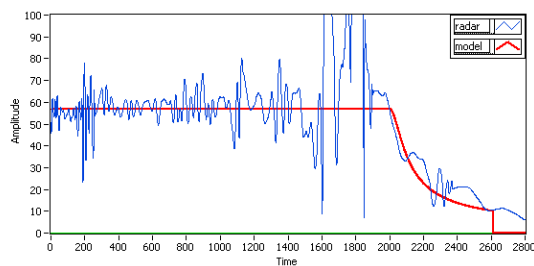
(a) vitesse (m/s)



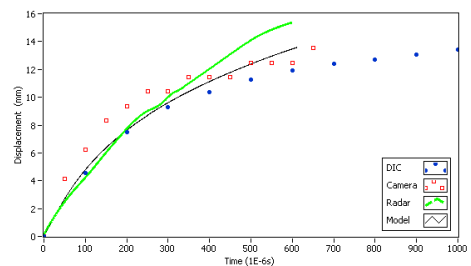
(b) déplacement (mm)

FIGURE D.9 – essai 13

– essai 16



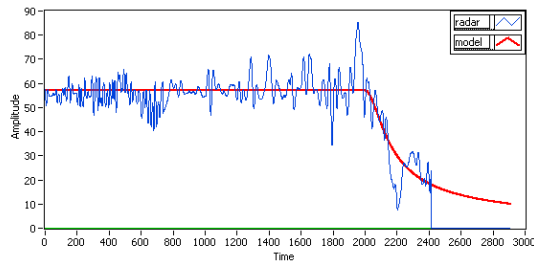
(a) vitesse (m/s)



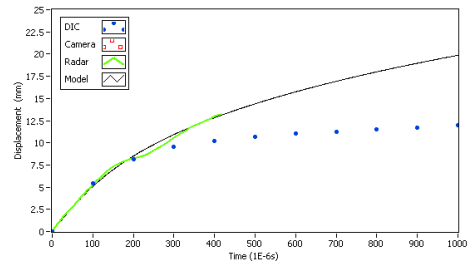
(b) déplacement (mm)

FIGURE D.10 – essai 16

– essai 17



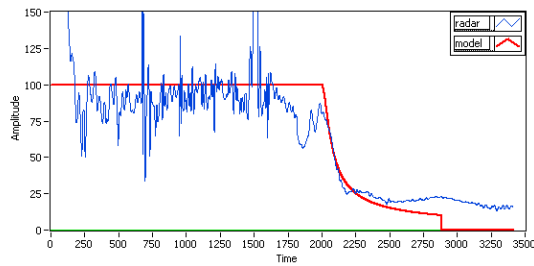
(a) vitesse (m/s)



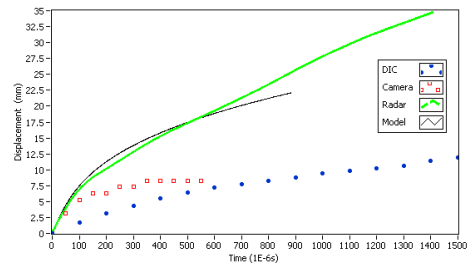
(b) déplacement (mm)

FIGURE D.11 – essai 17

– essai 19



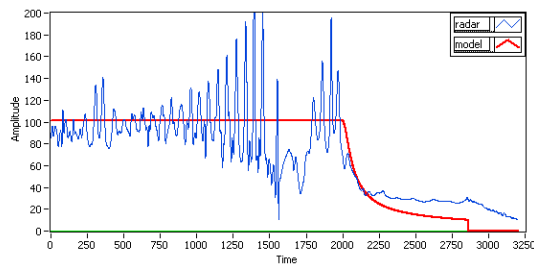
(a) vitesse (m/s)



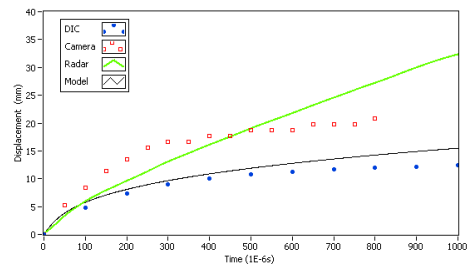
(b) déplacement (mm)

FIGURE D.12 – essai 19

– essai 20



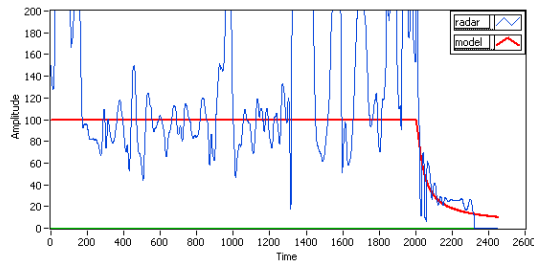
(a) vitesse (m/s)



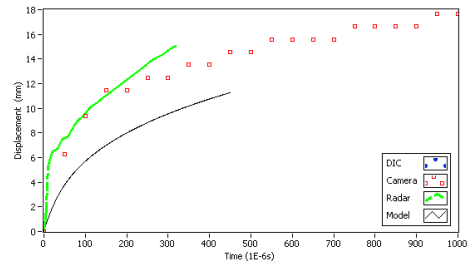
(b) déplacement (mm)

FIGURE D.13 – essai 20

– essai 21



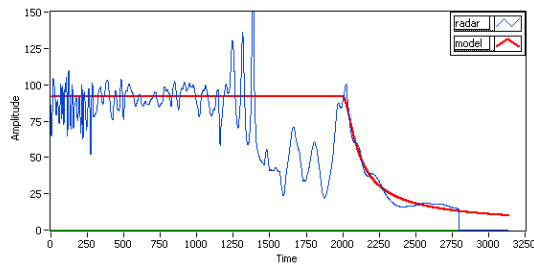
(a) vitesse (m/s)



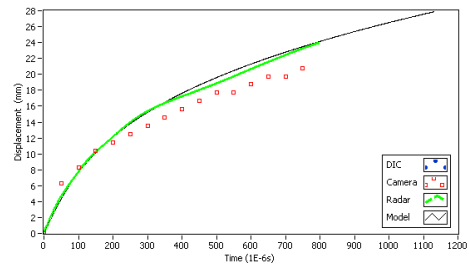
(b) déplacement (mm)

FIGURE D.14 – essai 21

– essai 22



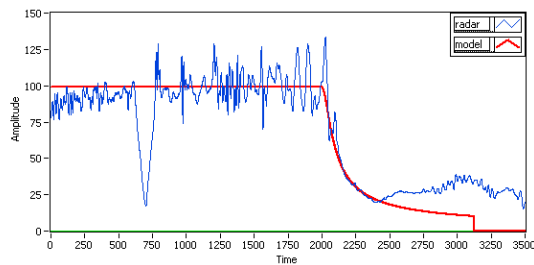
(a) vitesse (m/s)



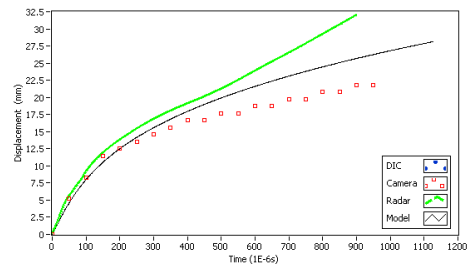
(b) déplacement (mm)

FIGURE D.15 – essai 22

– essai 23



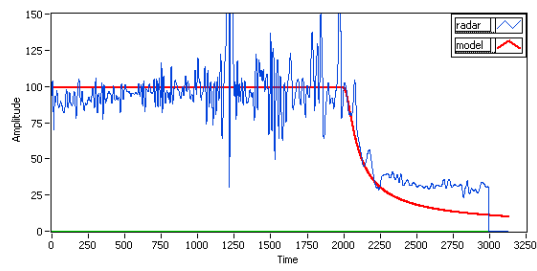
(a) vitesse (m/s)



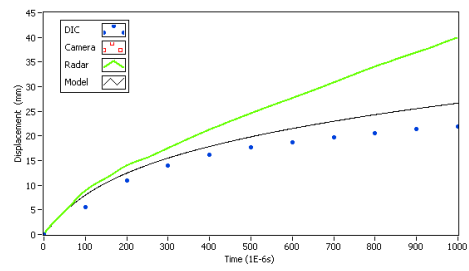
(b) déplacement (mm)

FIGURE D.16 – essai 23

– essai 24



(a) vitesse (m/s)



(b) déplacement (mm)

FIGURE D.17 – essai 24

Annexe E

Optimisation des simulations numériques

E.1 Optimisation des courbes contrainte-déformation pour l'approche directe

Comme les résultats de la simulation de la pression et l'impulsion ne correspondent pas exactement aux valeurs expérimentales, il est intéressant d'optimiser les paramètres du modèle. Les courbes contrainte-déformations utilisées dans les simulations ont été dérivées d'essais de compression statiques, tandis que la déformation à la suite d'une onde de choc est dynamique. Une optimisation des courbes contrainte-déformation peut améliorer les résultats de la simulation. LS-OPT permet la calibration des paramètres du matériau en ajustant les résultats de la simulation aux essais expérimentaux par des méthodes d'optimisation qui minimisent l'erreur quadratique moyenne (*mean square error - MSE*) entre les points expérimentaux et simulés (figure E.1) [127, 128].

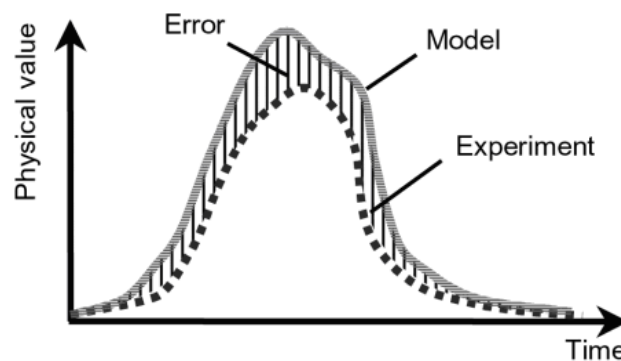


FIGURE E.1 – La différence entre l'essai expérimental et le résultat de la simulation

E.1.1 Approche

La courbe de la pression réfléchie expérimentale en fonction du temps est considérée comme la courbe cible. Les paramètres de matériau qui ont été introduits initialement

dans le modèle *crushable foam* sont optimisés pour que les résultats de la simulation correspondent aux résultats expérimentaux. L'optimisation des paramètres du CM avec une erreur quadratique moyenne où l'optimisation est basée sur une seule configuration (dans ce cas l'échantillon CM1). coefficient d'amortissement δ pour cet échantillon est mis sur 0.05. La validation des paramètres de matériau améliorés se fait par la comparaison entre les valeurs expérimentales et simulées des autres échantillons.

Une façon pour modifier la courbe contrainte-déformation est de définir des facteurs d'échelle pour les abscisses et les ordonnées, respectivement *sfa* et *sfo*. L'intervalle de ces variables de conception est défini entre 0.3 et 1.0 pour *sfo* et entre 1 et 10 pour *sfa*. Comme dans [127] une approximation linéaire a été choisie pour l'interpolation polynomiale, le critère *D-optimal* est appliqué comme *DOE* afin de trouver des points dans l'espace de conception.

E.1.2 Résultats et discussions

Après seulement deux itérations, LS-OPT converge aux valeurs optimales de *sfa* = 10 et *sfo* = 0.3, les limites de l'espace de conception. La courbe expérimentale pour l'échantillon CM1 n'est pas introduite complètement comme courbe cible. Seulement un nombre limité de points (représentés par les croix dans la figure E.2) définit cette courbe. Le nombre de points aux alentours du sommet du profil de pression est bas, et leur poids dans le processus d'optimisation est faible, ce qui signifie que les pics de pression sont lissés. Néanmoins, une augmentation du nombre de points proche de la pression maximale ne change pas les résultats, probablement parce que le sommet est relativement aplati.

Une autre approche est l'adaptation de la courbe contrainte-déformation en modifiant la valeur de chaque couple contrainte-déformation au lieu d'utiliser des facteurs d'échelle. Des valeurs plus appropriées, basées sur une observation qualitative, sont choisies (*sfa* = 10 et *sfo* = 1.0) afin d'atteindre toujours une pression réfléchie maximale d'environ 350 kPa.

La pression et l'impulsion réfléchies pour l'échantillon CM1 sont présentées dans la figure E.2, pour ces valeurs de conception. Les courbes bleues sont les courbes moyennes des expériences et les croix sont les points définis comme cible pour l'optimisation. Les courbes jaunes sont les résultats obtenus avec la courbe contrainte-déformation initiale de [18], tandis que les courbes rouges sont obtenus après l'optimisation.

La figure E.3 présente les résultats pour les autres échantillons. On observe une amélioration des résultats des simulations, surtout pour la pression réfléchie. Néanmoins, l'introduction d'un facteur 10 signifie que, pour un même niveau de contrainte, le matériau granulaire déforme 10 fois plus qu'attendu par la courbe contrainte-déformation initiale. Malgré l'amélioration des résultats, une telle différence entre les courbes initiales et optimisées est douteuse. Comme déjà mentionné, l'incertitude dans la première partie de la courbe contrainte-déformation peut être à la base.

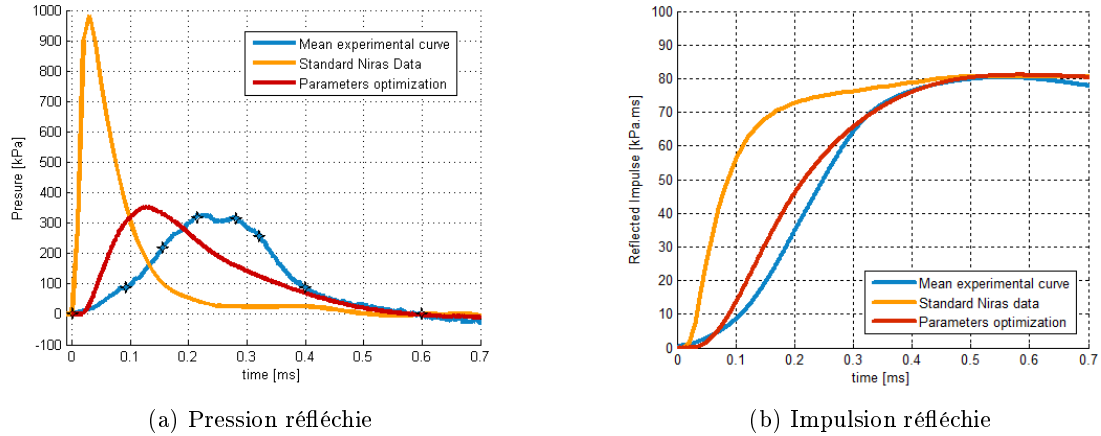


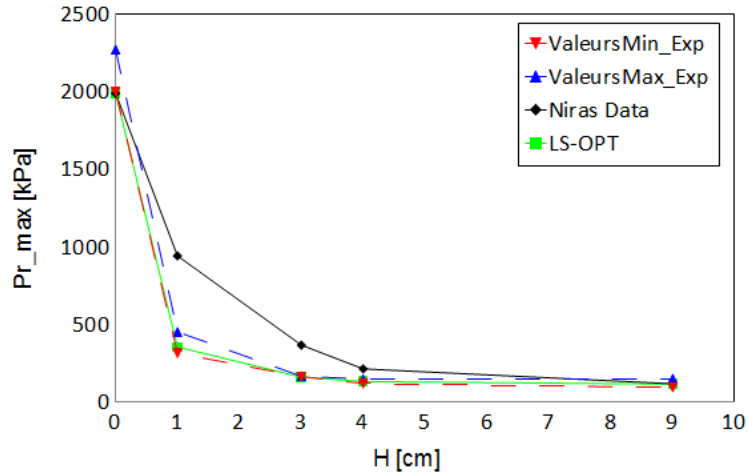
FIGURE E.2 – Les courbes de la pression et de l’impulsion réfléchies optimisées en fonction du temps

E.2 Optimisation des paramètres du modèle de Fu-Chang pour une mousse

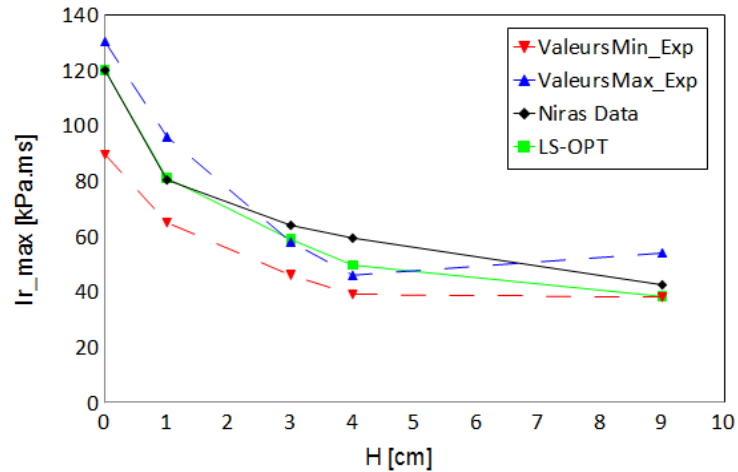
Dans le paragraphe 6.3.2 le modèle de Fu-Chang avec option 3 a été identifié comme un modèle approprié pour la simulation du matériau granulaire CM. Néanmoins, une étude paramétrique des valeurs de h et f est nécessaire afin de faire correspondre le modèle à la réalité. Ceci sera fait avec LS-OPT, un outil statistique, qui permet l’optimisation de modèles de simulation.

Le procédé d’optimisation est présenté dans la figure E.4. Après une simulation de l’expérience, la force à l’interface CM-presse et le déplacement de la presse sont disponibles. La courbe force-déplacement ainsi obtenue est comparée à la courbe expérimentale. Les paramètres h et f sont les variables de conception qui sont optimisées, en utilisant des méthodes statistiques, pour que la courbe simulée se rapproche de la courbe expérimentale. Les espaces de conception, dans lesquels est cherché la valeur optimale, pour h et f sont respectivement $[0.01, 0.1]$ et $[4, 10]$. La stratégie d’optimisation sélectionnée est une méthode séquentielle avec réduction du domaine de conception (*Sequential Response Surface Method - SRSM*). Elle utilise un espace d’intérêt, dans laquelle est cherché un optimum approximatif. Un nouvel espace d’intérêt est centré sur chaque optimum successif. Tant en déplaçant le centre de l’espace d’intérêt qu’en réduisant sa taille on progresse vers l’optimum. Les paramètres sont optimisés de telle façon que l’erreur quadratique moyenne (*Mean Square Error - MSE*) entre le résultat expérimental et la courbe simulée soit minimisée.

Lors de chaque itération des valeurs appropriées pour les paramètres doivent être choisies dans l’espace de conception. La méthode utilisée est le critère *D-Optimal*. Elle offre un bon compromis entre la précision et le temps de calcul [128]. Dans une étape suivante de l’itération plusieurs simulations avec des combinaisons différentes de ces paramètres sont exécutées. A l’aide d’une interpolation linéaire entre les résultats de ces simulations, des fonctions polynomiales sont créées afin de former une surface de réponse. Ensuite, l’erreur



(a) Pression réfléchie



(b) Impulsion réfléchie

FIGURE E.3 – La pression et l’impulsion réfléchies en fonction de l’épaisseur H de l’échantillon de CM - comparaison entre les résultats expérimentaux, la simulation initiale, et les résultats optimisés

quadratique minimale entre la courbe expérimentale et la surface de réponse est calculée. Autour de la valeur minimale de la MSE l’espace de conception est réduite et une nouvelle itération commence.

Lors de chaque itération 5 simulations ont été exécutées, toutes avec des valeurs différentes des paramètres. La figure E.5 présente l’histoire de l’optimisation des deux paramètres. Les courbes bleues représentent la réduction de l’espace d’intérêt, les courbes rouges la valeur optimale prédite, basée sur le surface de réponse.

Les figures E.6 et E.7 montrent la valeur optimale, l’écart-type et l’intervalle de confiance de 95 % des paramètres. Il s’avère que le domaine de confiance pour le facteur de forme f est plus petit que celui du facteur de relaxation hystérésis h . Une variation de h a moins

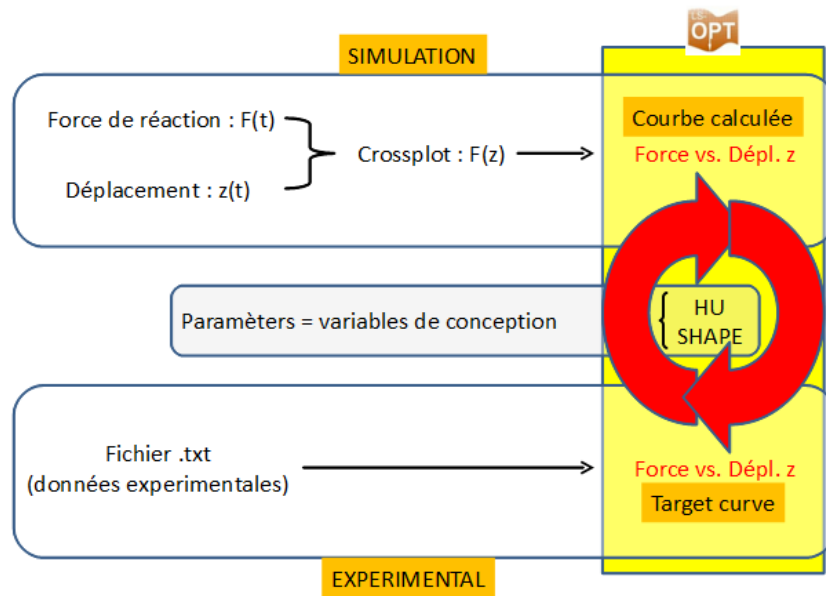
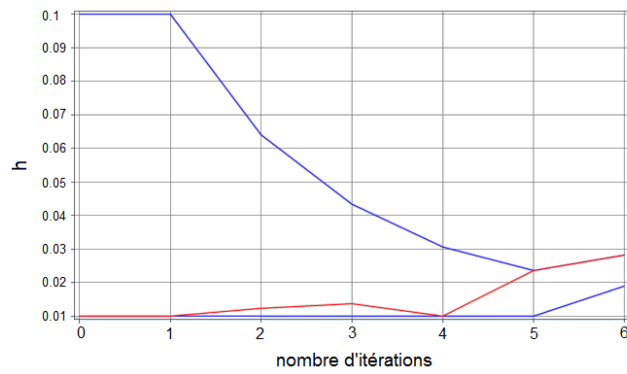
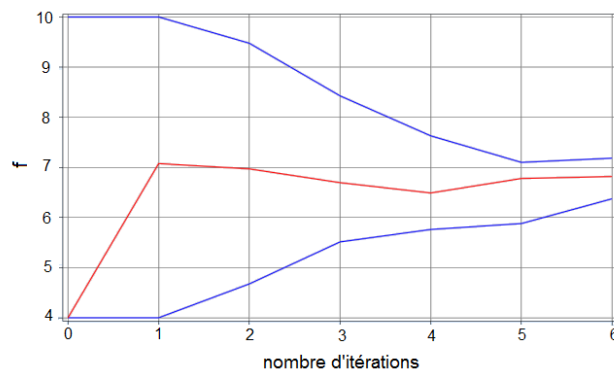


FIGURE E.4 – Schéma de la procédure d'optimisation



(a) Paramètre h



(b) Paramètre f

FIGURE E.5 – Histoire d'optimisation de paramètres du modèle de Fu-Chang

d'influence sur les résultats de la simulation qu'une variation de f .

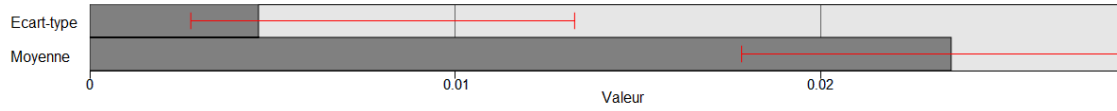


FIGURE E.6 – Valeur optimisée du paramètre h et son intervalle de confiance

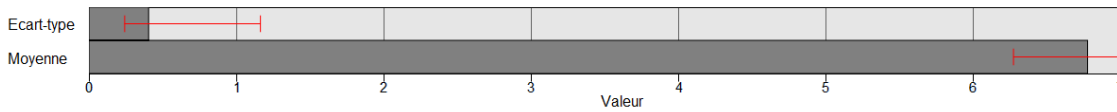


FIGURE E.7 – Valeur optimisée du paramètre f et son intervalle de confiance

La figure E.8 montre la surface de réponse pour la dernière étape du procédé d'optimisation. Une petite variation du facteur de forme f provoque une grande montée de la surface, ce qui n'est pas le cas pour une variation du facteur de relaxation hystérésis h . La croix représente l'optimum.

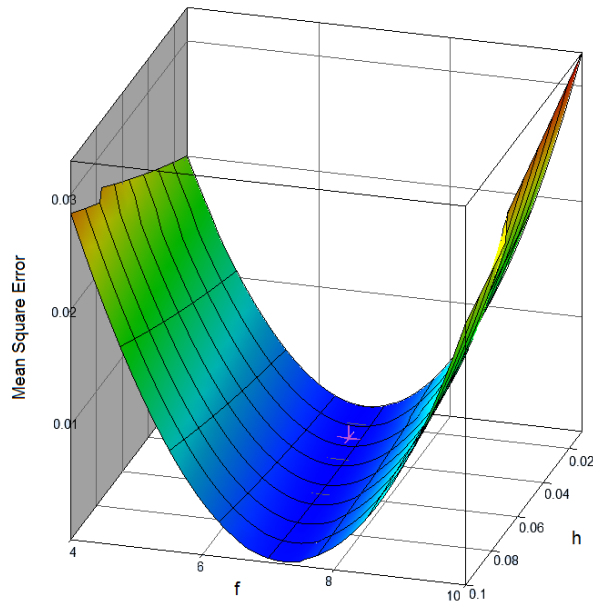


FIGURE E.8 – Erreur quadratique minimale pour la dernière itération de l'optimisation du modèle de Fu-Chang

Bibliographie

- [1] Michel Lefèbvre. *Matériaux énergétiques*. Ecole Royale Militaire, Bruxelles, 2001.
- [2] Sophie Trelat. *Impact de fortes explosions sur les bâtiments représentatifs d'une installation industrielle*. PhD thesis, Université d'Orléans, 2006.
- [3] Adisak Showichen. *Numerical analysis of vehicle bottom structures subjected to anti-tank mine explosions*. PhD thesis, Cranfield University, 2008.
- [4] Ludivine Comeliau. Effets du comportement dynamique des structures de bâtiments en acier suite à la ruine accidentelle de l'une des colonnes portantes. Master's thesis, Université de Liège, 2009.
- [5] Lorna J. Gibson and Michael F. Ashby. *Cellular Solids. Structure and Properties*. Pergamon Press, first edition edition, 1988.
- [6] Y. Horie and A.B. Sawaoka. *Shock Compression Chemistry of Materials*. KTK Scientific Publishers, Tokyo, 1993.
- [7] Bradley E. Martin, Bo Song, Weinong Chen, and Stephen A. Akers. Moisture effects on the high strain-rate behavior of sand. *Mechanics of Materials*, 41 :786–798, 2009.
- [8] Vitaly Nesterenko. *Dynamics of Heterogeneous Materials*. Springer-Verlag, 2001.
- [9] M. Hou, Z. Peng, R. Liu, Y. Wu, Y. Tian, K. Lu, and C.K. Chan. Projectile impact and penetration in loose granular bed. *Science and Technology of Advanced Materials*, 6 :855–859, 2005.
- [10] Gunther Dyckmans. *Balistique*. Ecole Royale Militaire, Bruxelles, 2001.
- [11] Frederik Coghe. *Dynamic Material Behaviour*. Ecole Royale Militaire, Bruxelles, 2010.
- [12] N.K. Naik and P. Shrirao. Composite structures under ballistic impact. *Composite Structures*, 66 :579–590, 2004.
- [13] V.B.C. Tan, X.S. Zeng, and V.P.W. Shim. Characterization and constitutive modeling of aramid fibers at high strain rates. *International Journal of Impact Engineering*, 35 :1303–1313, 2008.
- [14] Keith M. Krikwood, John E. Kirkwood, Young Sil Lee, Ronald G. Egres, Norman J. Wagner, and Eric D. Wetzel. Yarn Pull-Out as a Mechanism for Dissipating Ballistic Impact Energy in Kevlar[®] KM-2 Fabric : Part I : Quasi-Static Characterization of Yarn Pull-Out. *Textile Research Journal*, 74 :920–928, 2004.
- [15] Darlene Starratt, Tim Sanders, Elvis Cepus, Anoush Poursartip, and Reza Vaziri. An efficient method for continuous measurement of projectile motion in ballistic impact experiments. *International Journal of Impact Engineering*, 24 :155–170, 2000.

- [16] Sydney Chocron, K. Ranjan Samant, Arthur E. Nicholls, Eleonora Figueroa, Carl E. Weiss, James D. Walker, and Charles E. Anderson Jr. Measurement of strain in fabrics under ballistic impact using embedded nichrome wires. Part I : Technique. *International Journal of Impact Engineering*, 36 :1296–1302, 2009.
- [17] Norden E. Huang and Samuel S.P. Shen. *Hilbert-Huang Transform and Its Applications*. World Scientific, 2005.
- [18] M.B. Larsen and K.C. Jorgensen. Landmine protection of armoured personnel carrier. In *6th European LS-DYNA Users' Conference*, 2007.
- [19] Charles E. Anderson Jr. and Sydney Chocron. Experimental results and a simple theory for the early deflection-time history of a ballistic fabric. In *Shock Compression of Condensed Matter*, AIP Conference Series, 2009.
- [20] John O. Hallquist. *LS-DYNA Theoretical Manual*. Livermore Software Technology Corporation, May 1998.
- [21] Livermore Software Technology Corporation. *LS-DYNA[®] Keyword User's Manual, Volume I*, version 971 edition, May 2007.
- [22] V.B.C. Tan, C.T. Lim, and C.H. Cheong. Perforation of high-strength fabric by projectiles of different geometry. *International Journal of Impact Engineering*, 28 :207–222, 2003.
- [23] C.T. Lim, V.B.C. Tan, and C.H. Cheong. Perforation of high-strength double-ply fabric system by varying shaped projectiles. *International Journal of Impact Engineering*, 27 :577–591, 2002.
- [24] Gilbert F. Kinney and Kenneth J. Graham. *Explosive Shocks in Air*. Springer-Verlag, second edition edition, 1985.
- [25] R. Bourgois. *Constructions soumises à des sollicitations d'explosions*. Ecole Royale Militaire, Bruxelles, 1999.
- [26] *Engineering Design Handbook. Explosions in Air. Part One*. Army Material Command, Alexandria, Virginia, 1974.
- [27] Vitali F. Nesterenko. Shock (blast) mitigation by "soft" condensed matter. In *Material Research Society Symposium Proceedings Vol759*, 2003.
- [28] Ibrahim Elnasri. *Comportement des matériaux cellulaires sous impact et de panneaux sandwichs sous perforation dynamiques*. PhD thesis, Ecole Normale Supérieure de Cachan, 2011.
- [29] James D. Walker. Modelling Foam Insulation Impacts on Space Shuttle Thermal Tiles. In *21st International Symposium on Ballistics*, 2001.
- [30] A.G. Hanssen, L. Enstock, and M. Langseth. Close-range blast loading of aluminium foam panels. *International Journal of Impact Engineering*, 27 :593–618, 2002.
- [31] Q.M. Li and H. Meng. Attenuation or enhancement - a one-dimensional analysis on shock transmission in the solid phase of a cellular material. *International Journal of Impact Engineering*, 27 :1049–1065, 2002.
- [32] G. Mazor, G. Ben-Dor, O. Igra, and S. Sorek. Shock wave interaction with cellular materials. Part I : analytical investigation and governing equations. *Shock Waves*, 3 :167–179, 1994.
- [33] F. Zhu and G. Lu. A Review of Blast and Impact of Metallic and Sandwich Structures. *Electronic Journal of Structural Engineering*, Special Issue :92–101, 2007.

-
- [34] D.D. Radford. The Response of Materials and Structures Subjected to Blast Loading. In *16th Technical Dymat Meeting*, 2005.
- [35] H.N.G. Wadley. Multifunctional periodic cellular metals. *Philosophical Transactions of the Royal Society A*, 364 :31–68, 2006.
- [36] I. Elnasri, S. Patoatto, H. Zhao, H. Tsitsiris, F. Hild, and Y. Girard. Shock enhancement of cellular structures under impact loading : Part I Experiments. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, 55 :2652–2671, 2007.
- [37] Kumar P. Dharmasena, Haydn N.G. Wadley, Zhenyu Xue, and John W. Hutchinson. Mechanical response of metallic honeycomb sandwich panel structures to high-intensity dynamic loading. *International Journal of Impact Engineering*, 35 :1063–1074, 2008.
- [38] G.N. Nurick, G.S. Langdon, Y. Chi, and N. Jacob. Behaviour of sandwich panels subjected to intense air blast - Part 1 : Experiments. *Composite Structures*, 91 :433–441, 2009.
- [39] M.D. Theobald and G.N. Nurick. Experimental and numerical analysis of tube-core claddings under blast loads. *International Journal of Impact Engineering*, 37 :333–348, 2010.
- [40] J.S. Uehara, M.A. Ambroso, R.P. Ojha, and J. Durian. Low-speed impact craters in loose granular media. *Physical Review Letters*, 90(19) :194301, 2003.
- [41] S.T. Thoroddsen and Amy Q. Shen. Granular jets. *Physics of Fluids*, 13(1) :4–6, 2001.
- [42] D.J. Chapman and W.G. Proud. The dynamic compaction of sand and related porous systems. In *Shock Compression of Condensed Matter*, AIP Conference Series, pages 1403–1408, 2007.
- [43] W.G. Proud, D.J. Chapman, D.M. Williamson, K. Tsembelis, J. Addiss, A. Bragov, A. Lomunov, I.G. Cullis, P.D. Church, P. Gould, D. Porter, J.R. Cogar, and J. Borg. The dynamic compaction of sand and related porous systems. In *Shock Compression of Condensed Matter*, AIP Conference Series, pages 1403–1408, 2007.
- [44] A.M. Bragov, A.K. Lomunov, I.V. Sergeichev, K. Tsembelis, and W.G. Proud. Determination of physicomechanical properties of soft soils from medium to high strain rates. *International Journal of Impact Engineering*, 35 :967–976, 2008.
- [45] Chris Wensrich. Dissipation, dispersion, and shocks in granular media. *Powder Technology*, 126(1) :1–12, 2002.
- [46] C.M. Wensrich and R.E. Stratton. Shock waves in granular materials : Discrete and continuum comparisons. *Powder Technology*, 210(3) :288–292, 2011.
- [47] A. Levy. Shock waves interaction with granular materials. *Powder Technology*, 103(3) :212–219, 1999.
- [48] Detlef Lohse, Raymond Bergmann, René Mikkelsen, Christiaan Zeilstra, Devaraj van der Meer, Michel Versluis, Ko van der Weele, Martin van der Hoef, and Hans Kuipers. Impact on Soft Sand : Void Collapse and Jet Formation. *Physical Review Letters*, 93(19) :198003, 2004.
- [49] M.J. Forrestal and V.K. Luk. Penetration into soil targets. *International Journal of Impact Engineering*, 12(3) :427–444, 1992.

- [50] L.S. Tsimring and D. Volfson. Modeling of impact cratering in granular media. In *Powders and Grains 2005*, pages 1215–1218, 2005.
- [51] M.A. Ambroso, R.D. Kamien, and D.J. Durian. Dynamics of shallow impact cratering. *Physical Review E*, 72 :041305, 2005.
- [52] Daniel I. Goldman and Paul Umbanhowar. Scaling and dynamics of sphere and disk impact into granular media. *Physical Review E*, 77 :21308, 2008.
- [53] S. Leigh Phoenix and Pankaj K. Porwal. A new membrane model for the ballistic impact response and V_{50} performance of multi-ply fibrous systems. *International Journal of Solids and Structures*, 40 :6723–6765, 2003.
- [54] Jack C. Smith, Frank L. McCrackin, and Herbert F. Schiefer. Stress-Strain Relationships in Yarns Subjected to Rapid Impact Loading. Part V : Wave Propagation in Long Textile Yarns Impacted Transversely. *Textile Research Journal*, 28 :288–302, 1958.
- [55] Ala Tabiei and Gaurav Nilakantan. Ballistic Impact of Dry Woven Fabric Composites : A Review. *Applied Mechanics Reviews*, 61 :10801–10813, 2008.
- [56] Bryan A. Cheeseman and Travis A. Bogetti. Ballistic impact into fabric and compliant composite laminates. *Composite Structures*, 61 :161–173, 2003.
- [57] Ha-Minh Cuong. *Comportement mécanique des matériaux tissés soumis à un impact balistique : approches expérimentale, numérique et analytique*. PhD thesis, Université de Lille 1, 2011.
- [58] Anthony F. Wilde, David K. Roylance, and Joseph M. Rogers. Photographic Investigation of High-Speed Missile Impact upon Nylon Fabric. Part I : Energy Absorption and Cone Radial Velocity in Fabric. *Textile Research Journal*, 43(12) :753–761, December 1973.
- [59] Marc A. Meyers. *Dynamic Behavior of Materials*. Wiley-Interscience, 1994.
- [60] David Roylance, Anthony Wilde, and Gregory Tocci. Ballistic Impact of Textile Structures. *Textile Research Journal*, 43(1) :34–41, January 1973.
- [61] Ashok Bhatnagar. *Lightweight ballistic composites. Military and law-enforcement applications*. Woodhead Publishing, 2006.
- [62] M.A. Martinez, C. Navarro, R. Cortes, J. Rodriguez, and V. Sanchez-Galvez. Friction and wear behaviour of Kevlar fabrics. *Journal of Materials Science*, 28 :1305–1311, 1993.
- [63] John E. Krikwood, Keith M. Kirkwood, Young Sil Lee, Ronald G. Egres, Norman J. Wagner, and Eric D. Wetzal. Yarn Pull-Out as a Mechanism for Dissipating Ballistic Impact Energy in Kevlar[®] KM-2 Fabric : Part II : Predicting Ballistic Performance. *Textile Research Journal*, 74 :939–948, 2004.
- [64] V.P.W. Shim, V.B.C. Tan, and Tay T.E. Modelling deformation and damage characteristics of woven fabric under small projectile impact. *International Journal of Impact Engineering*, 16(4) :585–605, 1995.
- [65] Philip M. Cunniff. A Semiempirical Model for the Ballistic Impact Performance of Textile-Based Personnel Armor. *Textile Research Journal*, 66(1) :45–59, January 1996.
- [66] P.M. Cunniff. Decoupled Response of Textile Body Armor. In 18th *International Symposium on Ballistics*, pages 814–821, 1999.

- [67] Paul Wambua, Bart Vangrimde, Stepan Lomov, and Ignaas Verpoest. The response of natural fibre composites to ballistic impact by fragment simulating projectiles. *Composite Structures*, 77 :232–240, 2007.
- [68] Sydney Chocron, Charles E. Anderson Jr., K. Ranjan Samant, Eleonora Figueroa, Arthur E. Nicholls, and James D. Walker. Measurement of strain in fabrics under ballistic impact using embedded nichrome wires. Part II : Results and analysis. *International Journal of Impact Engineering*, 37 :69–81, 2010.
- [69] D.J. Carr. Failure mechanisms of yarns subjected to ballistic impact. *Journal of materials science letters*, 18 :585–588, 1999.
- [70] Gunther Dyckmans, Ndompetelo Nsiampa, and André Chabotier. Numerical and experimental study of the impact of small caliber projectiles on ballistic soap. In *21st International Symposium on Ballistics*, pages 251–257, 2004.
- [71] Timothy G. Trucano and Dennis E. Grady. Impact shock and penetration fragmentation in porous media. *International Journal of Impact Engineering*, 17 :861–872, 1995.
- [72] D. Starratt, G. Pageau, R. Vaziri, and A. Poursartip. An instrumented experimental study of the ballistic impact response of Kevlar[®] fabric. In *18th International Symposium on Ballistics*, pages 1208–1215, 1999.
- [73] D. Delfosse, G. Pageau, R. Bennett, and A. Poursartip. Instrumented impact testing at high velocities. *Journal of Composite Technology Research*, 15 :38–45, 1993.
- [74] Brian R. Scott, Peter Dehmer, and Timothy Schmidt. Time resolved observation of the deformation and surface strain of a textile fabric subject to ballistic impact. In *22nd International Symposium on Ballistics*, pages 743–751, 2005.
- [75] T. Vandeveld, J. Van Roey, and E. Delcourt. Assessment of flexible armour ballistic performance of personal textile armour by stereoscopic displacement and stress measurement. In *Personal Armour Systems Symposium*, 2010.
- [76] Marc Maldague. *Métrologie balistique*. Ecole Royale Militaire, Bruxelles, 2002.
- [77] S. Qian and D. Chen. *Joint-time frequency analysis*. Prentice-Hall PTR, 1996.
- [78] Norden E. Huang, Zhaohua Wu, Steven R Long, Kenneth C. Arnold, Xianyao Chen, and Karin Blank. On instantaneous frequency. *Advances in Adaptive Data Analysis*, 1(2) :177–229, 2009.
- [79] Norden E. Huang, Zheng Shen, Steven R Long, Manli C. Wu, Hsing H. Shih, Quanan Zheng, Nai-Chyuan Yen, Chi Chao Tung, and Henry H. Liu. The empirical mode decomposition and the hilbert spectrum for nonlinear and non-stationary time series analysis. *Proceedings of the Royal Society of London A*, 454 :903–995, 1998.
- [80] Tao Qian, Yan-Bo Wang, and Pei Dang. Adaptive decomposition into mono-components. *Advances in Adaptive Data Analysis*, 1(4) :703–710, 2009.
- [81] Jean-Claude Nunes and Eric Deléché. Empirical mode decomposition : Applications on signal and image processing. *Advances in Adaptive Data Analysis*, 1(1) :125–175, 2009.
- [82] M. Maldague, F. Coghe, and M. Pirlot. Evaluation of the Gauss Probability Function in case of low (high) values of perforation probability. In *Personal Armour Systems Symposium*, 2010.

- [83] M. Cheng, J.P. Dionne, C. Hedge, and A. Makris. Ballistic Performance of Personnel Armor Materials and Evaluation Methods. In *Personal Armour Systems Symposium*, 2010.
- [84] P.M. Cunniff. The probability of penetration of textile-based personnel armor. In *18th International Symposium on Ballistics*, pages 1319–1325, 1999.
- [85] STANAG 2920 PPS (Ed 2). Ballistic test method for personal armour materials and combat clothing., 2003.
- [86] MIL-STD-662F, V50 ballistic test for armor., 1997.
- [87] Ballistic protection, 2003.
- [88] M. Maldague. Evaluation of methods in order to determine V50. In *Proceedings of the 59th ARA meeting*, 2008.
- [89] P. Mermans, M. Maldague, and T. Vandeveld. Influence of the twist rate of the barrel and the computation method on the V50 determination. In *Personal Armour Systems Symposium*, 2008.
- [90] M. van Es. Change of ballistic resistance of composite armor during V50 testing. In *Personal Armour Systems Symposium*, 2010.
- [91] E.H.M. van Gorp, L.L.H. Van der Loo, and J.L.J. Van Dingenen. A model for HPPE-Based Lightweight Add-on Armor. In *14th International Symposium on Ballistics*, 1993.
- [92] J.D. Walker. Constitutive Model for Fabrics with Explicit Static Solution and Ballistic Limit. In *18th International Symposium on Ballistics*, pages 1231–1238, 1999.
- [93] James D. Walker. Ballistic Limit of Fabrics with Resin. In *19th International Symposium on Ballistics*, pages 1409–1414, 2001.
- [94] H.H. Billon and D.J. Robinson. Models for the ballistic impact of fabric armour. *International Journal of Impact Engineering*, 25 :411–422, 2001.
- [95] James Singletary, Leopoldo Carbajal, and Louis Boogh. Fragment Simulating Projectile V50 Scaling Rules. In *Personal Armour Systems Symposium*, 2008.
- [96] H. van der Werff, U. Heisserer, and S.L. Phoenix. Modelling of ballistic impact on fiber composites. In *Personal Armour Systems Symposium*, 2010.
- [97] C.J. Shih, V.F. Nesterenko, and M.A. Meyers. High-strain-rate deformation and comminution of silicon carbide. *Journal of Applied Physics*, 12(9) :4660–4671, 1998.
- [98] Niras Demex. Crushmat - a new technology for protection against weapon effects. leaflet, September 2007.
- [99] C.J. Shih, M.A. Meyers, V.F. Nesterenko, and S.J. Chen. Damage evolution in dynamic deformation of silicon carbide. *Acta Materialia*, 48 :2399–2420, 2000.
- [100] août 2011.
- [101] S.M. Walley and W.G. Proud. A comparison of the quasistatic and dynamic compressibilities of wet and dry vermiculite. In *DYMAT 2009*, pages 331–336, 2009.
- [102] Alexander M Remennikov. A review of methods for predicting bomb blast effects on buildings. *Journal of Battlefield Technology*, 6(3) :5–10, 2003.
- [103] The Departments of the Army, Air Force, and Navy and the Defense Special Weapons Agency. *Design and analysis of hardened structures to conventional weapon effects*, August 1998.

-
- [104] R.K. Niazy, C.F. Beckmann, J.M. Brady, and S. M. Smith. Performance evaluation of ensemble empirical mode decomposition. *Advances in Adaptive Data Analysis*, 1(2) :231–242, 2009.
- [105] Norden E. Huang, Man-Li C. Wu, Steven R Long, Samuel S.P. Shen, Wendongm Qu, Per Gloersen, and Kuang L. Fan. A confidence limit for the empirical mode decomposition and hilbert spectral analysis. *Proceedings of the Royal Society of London A*, 459 :2317–2345, 2003.
- [106] Zhaohua Wu and Norden E. Huang. Ensemble empirical mode decomposition : A noise-assisted data analysis method. *Advances in Adaptive Data Analysis*, 1(1) :1–41, 2009.
- [107] M.J. Mullin and B.J. O’Toole. Simulation of energy absorbing materials in blast loaded structures. In *8th Internatinoal LS-DYNA Users Conference*, 2004.
- [108] Glenn Randers-Pehrson and Kenneth A. Bannister. Airblast Loading Model for DYNA2D and DYNA3D. Technical Report ARL-TR-1310, Army Research Laboratory, 1997.
- [109] M.J. Mullin and B.J. O’Toole. A coupling of empirical explosive blast loads to ale air domains in ls-dyna[®]. In *7th European LS-DYNA Conference*, 2004.
- [110] Philip M. Cunniff. An Analysis of the System Effects iin Woven Fabrics Under Ballistic Impact. *Textile Research Journal*, 62(9) :495–509, September 1992.
- [111] V.P.W. Shim, C.T. Lim, and K.J. Foo. Dynamic mechanical properties of fabric armour. *International Journal of Impact Engineering*, 25 :1–15, 2001.
- [112] A. Shahkarami, R. Vaziri, A. Poursartip, and K. Williams. A numerical investigation of the effect of projectile mass on the energy absorption of fabric panels subjected to ballistic impact. In *20th International Symposium on Ballistics*, pages 802–809, 2002.
- [113] N.K. Naik, P. Shrirao, and B.C.K. Reddy. Ballistic impact behaviour of woven fabric composites : Parametric studies. *Materials Science and Engineering A*, 412 :104–116, 2005.
- [114] Colin Richard Cork. The Effect of Boundary Conditions on the Ballistic Performance of Textile Fabrics. In *22nd International Symposium on Ballistics*, pages 1008–1015, 2005.
- [115] M.A. Riley, K.D. Rice, G. Messin, and A.L. Forster. Influence of Armor Size on Ballistic Performance. In *Personal Armour Systems Symposium*, 2010.
- [116] C.K. Chu, Y.L. Chen, G.C. Hseu, and D.G. Hwang. The Study of Obliquity on the Ballistic Performance of Basket Fabric Composite Materials. *Journal of Composite Materials*, 41(13) :1539–1558, 2007.
- [117] Ahmet Akdemir, Can Candan, and Omer Sinan Sahin. Effects of Production Parameters and Conditioning upon Ballistic Characteristics of Para Aramid Light Armors. *Journal of Composite Materials*, 42(19) :2051–2061, 2008.
- [118] Pankaj Kumar Porwal and Stuart Leigh Phoenix. Effects of Layer Stacking Order on the V_{50} Velocity of a Two-Layered Hybrid Armor System. *Journal of Mechanics of Materials and Structures*, 3(4) :627–639, 2008.
- [119] Bülent Murat İçten and Ramazan Karakuzu. Effects of Weaving Density and Curing Pressure on Impact Behavior of Woven Composite Plates. *Journal of Reinforced Plastics and Composites*, 27(10) :1083–1092, 2008.

- [120] J.H. Meulman, H. van der Werf, S. Chabba, and A. Vunderink. Ballistic performance of Dyneema[®] at elevated temperatures, extreme for body armor. In *Personal Armour Systems Symposium*, 2010.
- [121] H. Talebi, S.V. Wong, and A.M.S. Hamouda. Finite element evaluation of projectile nose angle effects in ballistic perforation of high strength fabric. *Composite Structures*, 87 :314–320, 2009.
- [122] Y. Duan, M. Keefe, T.A. Bogetti, and B.A. Cheeseman. Modeling the role of friction during ballistic impact of a high-strength plain-weave fabric. *Composite Structures*, 68 :331–337, 2005.
- [123] Y. Duan, M. Keefe, T.A. Bogetti, and B.A. Cheeseman. Modeling friction effects on the ballistic impact behaviour of a single-ply high-strength fabric. *International Journal of Impact Engineering*, 31 :996–1012, 2005.
- [124] Y. Duan, M. Keefe, T.A. Bogetti, B.A. Cheeseman, and B. Powers. A numerical investigation of the influence of friction on energy absorption by a high-strength fabric subjected to ballistic impact. *International Journal of Impact Engineering*, 32 :1299–1312, 2006.
- [125] G.M. Zhang, R.C. Batra, and J. Zheng. Effect of frame size, frame type, and clamping pressure on the ballistic performance of soft body armor. *Composites Part B*, 39 :476–489, 2008.
- [126] J.P.F. Broos, M.J. van der Jagt Deutekom, and M.J. van de Voorde. Ballistic Protection of Fragment Vests Against IED Threat. In *Proceedings of the 24th International Symposium on Ballistics*, 2008.
- [127] H. Müllerschön, U. Franz, T. Münz, and N. Stander. The identification of rate-dependent material properties in foams using ls-opt. In *3rd European LS-DYNA Users Conference*, 2001.
- [128] Livermore Software Technology Corporation. *LS-OPT User’s Manual*, version 4.1 edition, 2010.

