HAL
open science

Caractérisation du comportement mécanique de matériaux isolants sous choc

Hamza El Yamani

To cite this version:

Hamza El Yamani. Caractérisation du comportement mécanique de matériaux isolants sous choc. Mécanique [physics.med-ph]. INSA Centre Val de Loire, 2021. Français. NNT : . tel-03843064

HAL Id: tel-03843064

https://hal.science/tel-03843064

Submitted on 7 Nov 2022

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

INSA Centre Val de Loire

ÉCOLE DOCTORALE
ÉNERGIE, MATÉRIAUX, SCIENCES DE LA TERRE ET DE L'UNIVERS

LABORATOIRE DE MÉCANIQUE GABRIEL LAMÉ

THÈSE présentée par :

Hamza EL YAMANI

soutenue le : **6 décembre 2021**

pour obtenir le grade de : **Docteur de l'INSA Centre Val de Loire**

Discipline : Mécanique

Caractérisation du comportement mécanique de matériaux isolants sous choc

THÈSE dirigée par :

Pr. Patrice BAILLY	Professeur des Universités, INSA Centre Val de Loire

Co-encadrée par :

Dr. Jean-Luc HANUS	Maître de Conférences, INSA Centre Val de Loire
Dr. Huabin ZENG	Maître de Conférences, INSA Centre Val de Loire

Rapporteurs :

Pr. Han ZHAO	Professeur des Universités, Sorbonne Université
Pr. Michel ARRIGONI	Professeur, ENSTA Bretagne

JURY :

Pr. Franck DELVARE	Professeur des Universités, Université de Caen, Président du jury
Pr. Han ZHAO	Professeur des Universités, Sorbonne Université, Rapporteur
Pr. Michel ARRIGONI	Professeur, ENSTA Bretagne, Rapporteur
Pr. Patrice BAILLY	Professeur des Universités, INSA Centre Val de Loire, Examinateur
Dr. Jean-Luc HANUS	Maître de Conférences, INSA Centre Val de Loire, Examinateur
Dr. Huabin ZENG	Maître de Conférences, INSA Centre Val de Loire, Examinateur
M. Gaëtan PROD'HOMME	Ingénieur de Recherche, INERIS, Invité
M. Benjamin LE-ROUX	Ingénieur de Recherche, INERIS, Invité

Remerciements

Ce manuscrit de thèse est le résultat de 4 années de travail sur un projet de recherche passionnant, dans le Laboratoire de Mécanique Gabriel Lamé, et qui a succédé à 5 ans d'études en école d'ingénieur, à l'INSA Centre Val de Loire. Je souhaite ici présenter mes remerciements et mes pensées aux personnes que j'ai rencontrées durant ces études, et aux personnes qui m'ont bien évidemment accueilli, encadré, soutenu, et je souhaite être le plus exhaustif possible.

Je remercie les encadrants académiques de mon projet de thèse : Patrice Bailly pour ses précieux conseils, pour ses apports théoriques et numériques très importants dans ma thèse ainsi que pour ses cours magistraux passionnants ; Jean-Luc Hanus, pour sa rigueur scientifique très aiguisé, pour son encadrement et son suivi quotidien très important tout au long de la thèse, pour son sens de l'humour et sa bonne humeur sans faille, et qui m'a fait confiance pour mener à bien cette thèse ; Huabin Zeng, pour son aide sur la prise en main du dispositif des barres de Hopkinson, pour le post-traitement des mesures et pour son apport vis-à-vis de la corrélation d'images numériques.

Je remercie les membres du jury : Franck Delvare pour avoir été président du jury, Han Zhao et Michel Arrigoni pour avoir été rapporteur de ma thèse. Merci d'avoir évalué mon travail de thèse, pour vos remarques et vos critiques constructives. Je remercie les encadrants industriels de mon projet de thèse : Gaëtan Prod'Homme et Benjamin LeRoux pour le suivi sur les points importants de la thèse, pour leurs conseils, et qui ont permis le lancement de la thèse.

Je remercie les établissements et structures d'accueil de m'avoir accepté d'effectuer ma thèse et de la soutenir : Pour l'INSA Centre Val de Loire, les directeurs Jean-Marie Castelain et Nicolas Gascoin, l'administrateur provisoire Alain Sarfati et le directeur actuel Yann Chamaillard ; Pour le Laboratoire de Mécanique Gabriel Lamé, les directeurs et directeurs adjoints Patrice Bailly, Stéphane Méo, Éric Blond, Dashnor Hoxha, Éric Florentin, ainsi que Jean-Mathieu Mencik et Sébastien Berger, responsables de l'équipe DivS ; Pour l'école doctorale EMSTU, les directeurs et directeurs adjoints, Christophe Sinturel, François Tran Van, Gaël Gautier et Thierry Dudok de Wit ; Pour l'INERIS, le directeur, Raymond Cointe et la directrice de la politique scientifique Laurence Rouil ; Pour Polytech Tours, le lieu de soutenance, le directeur Emmanuel Néron. Remerciements également au CERMEL pour la réalisation d'essais. Remerciement à la région Centre Val de Loire d'avoir participé au financement du projet de thèse.

Je remercie les amis que j'ai rencontrés à l'INSA Centre Val de Loire au campus de Bourges, durant cette expérience. Je remercie les amis qui m'ont accueilli, notamment Ludovic Blanc, Clément Touzeau, David Drouet, Nathan Grange, Axel Cablé, Kévin Gault, Maria De Stefano et Yohann Maillot. Je remercie aussi les amis qui sont arrivés en cours de route, Guillaume Dugast, Laura Guillet, Aijuan Wang, Fergal Martin-Tricot, Madiha Rashid, Gaëtan Ruscade, Antoine Gautier, Jean-Loup Sarrat, Etienne Renouard, Alice Maestracci, Abdelhakim Settar, Romain Grimault et Arnaud Clou. Les années passées en thèse n'auraient pas été les mêmes sans les moments passés ensemble. Remerciements aux collègues et amis également rencontré à Bourges, Oumaïma Ezzaamari, Duc Thu Dao, Lucio Taddeo, Pietro Tadini, Hussain Najmi, Tangi Colloc, Safaa Akridiss, Arnaud Paris, Bassem Chieb, Bainan Liu, Julien Thuillier, Ruipeng Chen, Salwa Souaf, Sara Taki, Sajad Nazari, Lifei Wang, Tingting Zhavng, Mohamed Kerkech, Mohammad Alkhatib, Mohamed Tahoun, Parmo, Nsidibe Sunday, Shehu Abdulrahman, Soleh Fajar Junjunan, Marc Lucas, Raphael Ogabi et Asih Melati.

Je remercie les amis doctorants que j'ai rencontrés à l'INSA CVL au campus de Blois, notamment Anurag Dubey, Duc Thinh Kieu, Cherif Snoun, Friday Archibong, Abdoulaye Haroun, Olawale Sanusi, Xiaolin Li, Salma Berrada et Romain Dailleau.

Je remercie les amis doctorants que j'ai rencontrés lors de séminaires et conférences, notamment Marouane El Mouss, Aravind Ayagara, Nicolas Penvern, Adeline Petit, Charles Rosères, Adrien Simon, Rémi Balthazat, Manon Bour, Rodolphe Forasacco, Dalia Al Mohamad, Camille Justeau et Jaweb Ben Messaoud.

Je remercie les amis que j'ai rencontrés pour l'organisation de la 3ème édition des Journées Jeunes Chercheurs, notamment Gaëlle Antoun, Rim Ettouri, Ludivine Afonso de Araujo, Andrea Jagodar, Fatima Ait Hellal, Cyrille Neto, Linyu Fei, Joseph Chidiac et Rihab Jemili. L'organisation a été compliquée, mais ça a été très intéressant et surtout amusant d'avoir fait ça avec vous.

Je remercie les stagiaires qui ont contribué aux travaux de ma thèse, notamment Aicha Errabity, Soumaya Ouhsousou et Hafsa Jaber. Je remercie les amis que j'ai rencontrés durant mon année en tant qu'ATER à Polytech Tours, notamment Sasidharan Natarajan, Adam Ralph Najem, Hassine Miled et Antonin Rouillon. J'ai passé une super année avec vous.

Je remercie les collègues enseignants de l'INSA CVL au campus de Bourges avec qui j'ai pu échanger, qui m'ont conseillé durant ma thèse et avec qui j'ai pu travailler les enseignements que j'ai effectués. Je remercie Eric Florentin, Benoit Magnain, Quentin Serra, Charles De Izarra, Khaled Chetehouna, Brady Manescau, Isabelle Sochet, Xavier Rocourt, Vincent Idasiak, Frédéric Kratz, Antoine Ferreira, Omar Tahri, Hélène Laurent, Adel Hafiane, Marielle Michel, Driss Boutat, David Folio, Dayan Liu, Bruno Dunas, Pascal Berthomé, Benjamin Nguyen, Cedric Eichler, Ahmad Abdallah, Martial Szpieg, Laurent Bobelin, Sabine Fritella, Hervé Duclos, Jean-Yves Bergeron, Isabelle Manchon, Vincent Maki, Vanessa Rialland et Maritza Medina.

Je remercie les collègues enseignants de l'INSA CVL au campus de Blois que j'ai rencontré durant ma thèse et même dans un cadre d'enseignement, notamment Roger Serra, Michael Caliez, Michel Gratton, Baptiste Bergeot, Vivien Denis et Jérôme Fortineau.

Je remercie le personnel administratif qui a contribué à la gestion administrative de ma thèse et de mes enseignements, mais également à la vie à l'INSA Centre Val de Loire. Je remercie Karine Cottancin, Jeannine Rebouleau, Muriel Caton, Florence Jacob, Danielle Naudin, Stéphane Perron, Gianni Nunes, Laetitia Glais, Nathalie Machu, Géraldine Roy, Marylène Vallée, Mallorie Bottex, Élodie Desclaud, Stéphanie François, Charlène Michaud, Mélanie Lelièvre, Jasmine Lorec, Nadège Lapine, Cécile Prévost, Catarina Marcos, Agnès Ribier, Julien Olivier, Emmanuelle Jiffrelot, Vincent Rossignol, Aurélie Bonnichon, Ricardo Castanheira et Jean-Pierre Albaret. Je remercie le personnel technique pour l'aide à l'entretien des dispositifs et à la mise en place des essais, notamment Emmanuel Mennesson, Ludovic Lamoot et Didier Constantin. Je remercie le personnel du service informatique notamment Alexandre Dubois et Didier Hermance.

Je remercie les ingénieurs de l'INERIS avec qui j'ai pu échanger, notamment Raphaël Candé, Etienne Catry, Xavier Trogneux et Kévin Serafin. Remerciements également à Christine Couverchel pour la gestion administrative de la thèse du côté de l'INERIS.

Je remercie le personnel administratif de l'école doctorale et du LaMé, notamment Véronica Ruhaut-Serrano, Pauline Loury et Christelle Marly-Chanteloup.

Je remercie les enseignants et collègues rencontrés durant mon année en tant qu'ATER, notamment Guenhael Lequilliec, Guillaume Altmeyer, Florian Lacroix, Arnaud Duchosal, Gaëlle Berton, Marie-Pierre Desffarges, Julie Pepin, Jordan Biglione, Benoit Rosa, Wafaa Mofid, Mathieu Venin, Florent Chalon, Matthieu Lescieux, Ambroise Schellmanns et Abdallah Tougui.

Je remercie les membres du personnel administratif et technique de Polytech Tours, notamment Lydia Bazir, Sylvie Metayer, Amelie Plumereau, Naima Benyagoub, Katia Bureau, Luc Lecroisey, Abdelhafid Bouamoud, Christophe Marcos et Emmanuel Penaud.

Je remercie les étudiants que j'ai eus en cours durant ma thèse, que ce soit à l'INSA Centre Val de Loire ou à Polytech Tours. Vos retours m'ont conforté à l'idée de continuer dans le domaine de l'enseignement.

Je remercie les amis rencontrés durant mes études d'ingénieurs et durant mon doctorat à l'INSA Centre Val de Loire. Mention spéciale aux MRI promo 2017. Vous avez été important pour ma prise de décision à poursuivre en thèse.

Je remercie les amis rencontrés au Maroc, et avec qui j'ai pu garder contact durant mes études supérieures : Mehdi Charaf, Youssef Naciri et Amine Assem.

Je remercie infiniment ma famille, mes parents et mon frère Omar pour leur soutien permanent, pour leurs conseils et pour m'avoir permis d'en arriver là où j'en suis aujourd'hui. Je remercie aussi mes cousins et cousines, oncles et tantes, ainsi que mes grands-parents, qui m'ont également soutenu pendant mes études.

Ce mémoire de thèse est dédié à toute ma famille.

"*Everything ends, and it's always sad. But everything begins again too, and that's always happy. Be Happy.*"

Doctor Who (2016)

Table des matières

Table des figures **3**

Liste des tableaux **11**

Nomenclature **13**

Introduction **15**

1 Les isolants thermiques **19**

1.1 Les isolants thermiques plastiques 21

1.1.1 Matériaux et procédés de fabrication 21

1.1.2 Comportement mécanique en compression 25

1.1.3 Modélisation du comportement mécanique 43

1.1.4 Conclusion sur les isolants thermiques plastiques 48

1.2 Les isolants thermiques minéraux 49

1.2.1 Les laines minérales et leurs procédés de fabrication 49

1.2.2 Comportement mécanique en compression 51

1.2.3 Modélisation du comportement mécanique 60

1.2.4 Conclusion sur les isolants thermiques minéraux 61

1.3 Conclusion sur le comportement mécanique des isolants thermiques 62

2 Caractérisation mécanique statique des matériaux isolants **63**

2.1 Caractérisation du comportement de la mousse de polyuréthane 65

2.1.1 Matériau d'étude et protocole expérimental 65

2.1.2 Caractérisation du comportement en quasi-statique 74

2.1.3 Résultats et discussion 85

2.1.4 Synthèse sur le comportement mécanique de la mousse 102

2.2 Caractérisation du comportement de la laine de verre 105

2.2.1 Matériau d'étude et protocole expérimental 105

2.2.2 Résultats et discussions 108

2.2.3 Synthèse sur le comportement mécanique de la laine 114

2.3 Synthèse de la réponse statique des isolants 116

3 Caractérisation mécanique dynamique des matériaux isolants 117
3.1 Caractérisation viscoélastique : l'analyse mécanique dynamique 119
3.1.1 Principe et théorie 119
3.1.2 Plan d'expérience et résultats 122
3.1.3 Synthèse sur la caractérisation viscoélastique 124
3.2 Caractérisation viscoplastique : les barres de Hopkinson 125
3.2.1 Principe et théorie 125
3.2.2 Essais réalisés et post-traitement 135
3.2.3 Résultats obtenus 149
3.2.4 Synthèse du comportement viscoplastique 166
3.3 Synthèse du comportement dynamique 167

4 Modèles de comportement matériau et système dissipatif 169
4.1 Modélisation de la compression dynamique d'un échantillon de mousse . . 171
4.1.1 Modélisation du problème 171
4.1.2 Application du modèle 1D 175
4.1.3 Synthèse de la modélisation 1D et perspectives d'amélioration . . . 182
4.2 Réponse du système de protection, approche par modèles à un degré de liberté 184
4.2.1 Modélisation du problème 184
4.2.2 Résolution théorique du problème 185
4.2.3 Résolution numérique du problème 196
4.2.4 Application et résultats obtenus 198
4.2.5 Synthèse de la modélisation à un degré de liberté 212
4.3 Synthèse sur les modélisations : matériau et système de protection 214

Conclusion 215

A Utilisation et dimensionnement du tube à choc pour la génération d'une onde de choc de type Friedlander 219
A.1 Principe et théorie 219
A.1.1 Généralités 219
A.1.2 Théorie 219
A.1.3 Vérification numérique 225
A.2 Plan d'expérience prévisionnel et synthèse 228

Bibliographie 229

Table des figures

1.1 Exemple de procédé de fabrication de mousses en continu [1] 22
1.2 Structure d'une cellule de mousse polymère. À gauche : cellule ouverte. À droite : cellule fermée [2] 23
1.3 Microstructure de mousses. À gauche : mousse à cellules ouvertes. À droite : mousse à cellules fermées [2] 23
1.4 Courbes contrainte-déformation typiques des mousses [2] 25
1.5 Observation de l'hétérogénéité des déformations par suivi de marqueur : (a) direction de croissance, (b) direction transversale [3] 27
1.6 Compression d'une mousse à cellules ouvertes et mouvement de l'air [2] . . 32
1.7 Compression d'une mousse à cellules fermées – comportement de l'air . . . 33
1.8 Paramètres viscoélastiques d'une mousse polymère selon les trois directions [4] 36
1.9 Sensibilité à la vitesse d'une mousse de polyuréthane flexible de 23 kg/m^3 (courbes 1 à 5 : essais dynamiques pour des gammes de vitesse de déformation allant de 10 à 100 s^{-1}, courbe 6 : essai statique) [5] 37
1.10 Courbes contrainte-déformation pour la mousse de polyuréthane [6] 37
1.11 Dispositif du tube à choc pour essai d'impact et courbe de comportement [7, 8, 9, 10] 38
1.12 Cartographies des déformations [7] 38
1.13 Équilibre des forces (à gauche) et courbes de comportement en statique et dynamique (à droite) [11] 39
1.14 Influence de la densité sur le comportement dynamique (mousse de polypropylène) [12] 39
1.15 Comparaison entre deux essais pour des mousses de densités différentes [13] 40
1.16 Comportement d'une mousse de polyuréthane [14] 40
1.17 Capacité d'absorption de plusieurs mousses de densités différentes en fonction de l'épaisseur de mousse [15] 41
1.18 Réponse de l'ensemble plaque-mousse face à un signal Friedlander [15] . . . 41
1.19 Modèles rhéologiques (de gauche à droite : modèle de Kelvin-Voigt, modèle de Maxwell, modèle de Bingham) 43

1.20 Modèle RPPL 45
1.21 Tomographie 3D : (a) Modèle de mousse reconstruit, (b) Tomographie d'un échantillon cylindrique, (c) Arrangement des cellules (labelling) [16] 47
1.22 Maillage de la microstructure en 2D et analyse statistique [17] 47
1.23 Production de la laine de verre [18, 19] 50
1.24 Anisotropie mécanique d'une laine de roche de 150 kg/m^3 [20] 52
1.25 Valeurs de contrainte de compression à 10% de déformation des éprouvettes de laine de roche de différentes dimensions (100 mm * 100 mm et 200 mm * 200 mm) et dépendance à la vitesse de compression [20] 53
1.26 Tableau de coefficients de relations empiriques entre des paramètres mécaniques de laines minérales 54
1.27 Essais cycliques sur des laines minérales. À gauche : comportement mécanique cyclique de la laine de roche. À droite : contrainte en fonction de la variation du volume de fibre pour la laine de verre et la laine de roche [21] 55
1.28 Mesure des déformations d'une laine de verre par corrélation d'images numériques par deux méthodes [22] 56
1.29 Images prises par microscope. De gauche à droite, de haut en bas : état initial, 3% def, 60% def, état après essai [23] 57
1.30 Mesure du module d'Young dynamique et du facteur de perte pour deux laines minérales [24] 58
1.31 Courbes des parties réelles (trait plein) et des parties imaginaires (trait en pointillée) de chaque grandeur mécanique [25] 58

2.1 Mousse de polyisocyanurate industrielle (Recticel) [26] 65
2.2 Classes de fréquence de la masse volumique de la mousse 66
2.3 Vue microscopique de la mousse - coupe transversale 67
2.4 Observations aux microscopes de la mousse : à gauche, coupe transversale, à droite, coupe dans la direction de croissance 67
2.5 Machine de traction (mode compression) 69
2.6 Exemple de maillage en corrélation d'images numériques 70
2.7 Montage utilisé pour les essais œdométriques 73
2.8 Comportement de la mousse selon toutes les directions 74
2.9 Échantillon prismatique et histogramme des niveaux de gris 77
2.10 Rosette de jauges à 45° exploitant les résultats de la CIN 77
2.11 Comportement mécanique - Déformation par corrélation d'images numériques (PIR-QS-R-5) 78
2.12 Détermination du coefficient de Poisson par CIN (PIR-QS-R-5) 79
2.13 Dérivée de la contrainte par rapport à la déformation 80
2.14 Efficacité énergétique en fonction de la déformation 81

2.15 Déformation transversale en fonction de la déformation longitudinale sur la phase plateau - Calcul par CIN (PIR-QS-R-5) 83
2.16 Module d'Young du matériau constitutif du squelette (PIR-QS-R-7) 84
2.17 Courbes de comportement des échantillons parallélépipédiques dans les deux directions 85
2.18 Courbes moyennes et enveloppes des essais 85
2.19 Incertitude liée à la corrélation d'images numériques 87
2.20 Courbes d'essais de compression confinée quasistatique 89
2.21 Comparaison entre la courbe moyenne de comportement en compression simple et les courbes en compression confinée 89
2.22 Comparaison entre la courbe moyenne de comportement en compression simple quasistatique et les courbes en compression simple à basses vitesses dans la direction de croissance 91
2.23 Comparaison entre la courbe moyenne de comportement en compression simple quasistatique et les courbes en compression simple à basses vitesses dans la direction transversale 92
2.24 Comparaison entre les courbes de comportement en compression confinée quasistatique et les courbes en compression confinée à basses vitesses . . . 93
2.25 Compression d'un échantillon de mousse dans l'eau : instant d'apparition d'un échappement d'air 95
2.26 Estimation de la contrainte effective en régime statique 95
2.27 Parallélépipède - modes de déformation : (a) sens de croissance, (b) sens transverse 96
2.28 Parallélépipède - état relâché : (a) sens de croissance, (b) sens transverse . 96
2.29 Cylindre - modes de déformation : (a) sens de croissance, (b) sens transverse 96
2.30 Cylindre - état relâché : (a) sens de croissance, (b) sens transverse 96
2.31 Corrélation d'images numériques et synchronisation - Essai dans la direction de croissance (PIR-QS-R-5) 97
2.32 Déformation par corrélation d'images numériques en fonction de la position à des instants fixes (PIR-QS-R-5) 98
2.33 Position du front de choc en fonction du temps – Calcul de la célérité du front de compaction : (a) PIR-QS-R-5, (b) PIR-QS-R-4 99
2.34 Corrélation d'images numériques et synchronisation - Essai dans la direction transversale 100
2.35 Corrélation d'images numériques et synchronisation - Essai de compression confinée à 10%/min 101
2.36 Échantillon de laine de verre étudiée 105
2.37 Mesures de la masse volumique de la laine de verre 106
2.38 Macrostructure de la laine de verre 106

2.39 Machine de traction-compression 107
2.40 Courbes de comportement de la laine de verre en quasi-statique 109
2.41 Détermination de la déformation à la densification (laine de verre) 110
2.42 Courbes de comportement de la laine de verre pour de faibles vitesses . . . 110
2.43 Comparaison entre les essais à différentes vitesses 111
2.44 Courbe moyenne de comportement de la laine de verre 112
2.45 Comparaison entre le comportement de l'air et le comportement de la laine 113
2.46 Images de la compression de la laine de verre 114

3.1 Gamme de vitesse de sollicitation [27] 118
3.2 Modèle rhéologique de Kelvin-Voigt 120
3.3 Modèle rhéologique de Kelvin-Voigt modifié 121
3.4 Balayage en amplitude : à gauche, direction de croissance (PIR-DMA-R-2), à droite, direction transversale (PIR-DMA-T-1) 122
3.5 Module complexe en fonction de la fréquence (direction de croissance) . . . 123
3.6 Facteur de perte en fonction de la fréquence 123
3.7 Module complexe en fonction de la fréquence (direction transversale) . . . 124
3.8 Barres de Hopkinson en nylon du LaMé (INSA CVL) 125
3.9 Barres de Hopkinson en configuration d'impact classique 126
3.10 Exemple de signaux issus des jauges lors d'un essai sur une mousse 126
3.11 Barres de Hopkinson d'impact direct 127
3.12 Impact entre le projectile et la barre entrante 128
3.13 Configuration utilisée pour la compression confinée aux barres de Hopkinson 136
3.14 Signaux de déformation : à gauche, signaux bruts, à droite, signaux convertis et corrigés (PIR-D-R-01) 138
3.15 Bandes réfléchissantes à l'extrémité du projectile et signal du capteur de vitesse 139
3.16 Tir à vide : superposition des ondes incidente et opposée de la réfléchie, corrigées et transportées à l'extrémité de la barre 140
3.17 Tir à vide : forces entrantes et sortantes évaluées à l'extrémité de la barre . 141
3.18 Comparaison des ondes incidentes entre un essai à vide et avec échantillon 142
3.19 Forces entrantes et sortantes sur un échantillon 142
3.20 Comparaison des forces entrantes à vide et avec échantillon 143
3.21 Force entrante corrigée et force sortante sur l'échantillon 144
3.22 Synchronisation des signaux (forces aux interfaces) avec les images de l'essai (PIR-D-R-01) 145
3.23 Exemple de champ de déplacement horizontal (Icasoft) 146
3.24 Vitesse des projectiles en fonction de la pression dans le canon à air 149

3.25 Vitesse entrante en fonction de la vitesse du projectile : À gauche, compression simple, à droite, compression confinée 150
3.26 Détermination de la contrainte plateau pour un essai 151
3.27 Synchronisation des signaux (forces aux interfaces) avec les images de l'essai (PIR-D-R-02) 153
3.28 Contrainte sortante en fonction de la déformation pour un essai en choc avec densification 154
3.29 Contrainte plateau en fonction de la vitesse de déformation 154
3.30 Déformation à la densification en fonction de la vitesse de déformation . . 155
3.31 Calcul de la contrainte effective en dynamique 156
3.32 Contrainte plateau en fonction de la vitesse de déformation pour les essais confinés 157
3.33 Comparaison entre les essais dynamiques non confinés et confinés 157
3.34 Déformation à la densification en fonction de la vitesse de déformation - Essais confinés 158
3.35 Évolution des champs de déplacement et de déformation en compression simple, v_{st_0} = 7,3 m/s (PIR-D-R-01) 159
3.36 Évolution des champs de déplacement et de déformation en compression simple à une vitesse d'impact supérieure à la vitesse critique, v_{st_0} = 33,3 m/s159
3.37 Évolution des champs de déplacement et de déformation en compression confinée, v_{st_0} = 10,1 m/s 159
3.38 Déformation d'un échantillon en compression dynamique en fonction du temps (PIR-D-R-01) 160
3.39 Position du front de compaction en fonction du temps (PIR-D-R-01) 162
3.40 Vitesse de compaction en fonction de la vitesse entrante 162
3.41 Vitesse de compaction en fonction de la vitesse entrante - Essais confinés . 163
3.42 Déformation et accélération le long de l'échantillon à un instant proche du début de l'essai 164
3.43 Contrainte calculée par CIN le long de l'échantillon à un instant proche du début de l'essai 164
3.44 Simulation viscoélastique de l'essai : (a) comparaison avec la contrainte entrante globale, (b) comparaison avec la contrainte entrante par corrélation d'images numériques 165
3.45 Contrainte calculée par corrélation d'images numériques en fonction du temps166

4.1 Problème simulé en 1D 171
4.2 Modèle rhéologique viscoélastique-viscoplastique 172
4.3 Conditions aux limites en déplacement pour les simulations 176

4.4 Évolution de la déformation dans l'échantillon à plusieurs instants de la simulation élastique 176
4.5 Déformation à plusieurs instants de la simulation élastique 177
4.6 Contrainte en fonction du temps (simulation élastique) 177
4.7 Contrainte en fonction du temps (simulation élastoplastique) 178
4.8 Contrainte en fonction du temps (simulation élasto-viscoplastique) 179
4.9 Contrainte en fonction du temps pour une simulation élastique-viscoplastique : $\sigma_p = 300$ kPa, $\dot{\varepsilon} = 260$ s^{-1} et $\eta_p = 250$ Pa.s 180
4.10 Contrainte en fonction du temps pour une simulation élastique-viscoplastique : $\sigma_p = 320$ kPa, $\dot{\varepsilon} = 380$ s^{-1} et $\eta_p = 200$ Pa.s 180
4.11 Contrainte en fonction du temps pour une simulation élastique-viscoplastique : $\sigma_p = 330$ kPa, $\dot{\varepsilon} = 520$ s^{-1} et $\eta_p = 100$ Pa.s 181
4.12 Contrainte en fonction du temps (simulation viscoélastique-viscoplastique) 182
4.13 Signal de surpression associé à l'onde de souffle issue d'une détonation . . . 184
4.14 Modélisation de la structure 185
4.15 Modélisation de la structure - Bardage seul 186
4.16 Modélisation du système : protection composée d'un bardage et d'un isolant élastique 190
4.17 Modélisation de la structure : bardage et isolant à réponse non linéaire . . 192
4.18 Mousse polyisocyanurate : comparaison modèle et essai en compression simple 194
4.19 Modèle empirique de la laine de verre 195
4.20 Loi de comportement de la laine de verre 195
4.21 Surpressions transmises à la structure (200 mbar) 198
4.22 Surpressions transmises à la structure (800 mbar) 198
4.23 Déplacement du bardage seul sans isolant pour chaque cas : à gauche, surpression incidente à 200 mbar, à droite, surpression incidente à 800 mbar 199
4.24 Surpressions transmises à la structure avec un chargement de signal Friedlander : à gauche, surpression incidente à 200 mbar, à droite, surpression incidente à 800 mbar 199
4.25 Déplacement du bardage sans isolant avec un chargement de signal Friedlander : à gauche, surpression incidente à 200 mbar, à droite, surpression incidente à 800 mbar 200
4.26 Surpressions transmises à la structure avec un matériau élastique (200 mbar) 200
4.27 Surpressions transmises avec un matériau élastique (800 mbar) 201
4.28 Déplacement du bardage avec un matériau élastique pour chaque cas : à gauche, surpression incidente à 200 mbar, à droite, surpression incidente à 800 mbar 201

4.29 Surpressions transmises avec un matériau élastique et avec un chargement de type Friedlander : à gauche, surpression incidente à 200 mbar, à droite, surpression incidente à 800 mbar 202
4.30 Déplacement du bardage avec un matériau élastique et avec un chargement de type Friedlander : à gauche, surpression incidente à 200 mbar, à droite, surpression incidente à 800 mbar 202
4.31 Chargement transmis avec la mousse de polyuréthane comme isolant (800 mbar) 203
4.32 Déplacement du bardage et déformation de la mousse de polyuréthane . . . 203
4.33 Chargement transmis avec la mousse de polyuréthane comme isolant (signal Friedlander) surpression incidente de 800 mbar 204
4.34 Déplacement du bardage (à gauche) et déformation (à droite) de la mousse de polyuréthane (signal Friedlander) 204
4.35 Chargement transmis avec la laine de verre comme isolant : à gauche, signal exponentiel de 200 mbar, à droite, signal exponentiel de 800 mbar 205
4.36 Déplacement du bardage avec la laine de verre : à gauche, signal exponentiel de 200 mbar, à droite, signal exponentiel de 800 mbar 205
4.37 Chargements transmis avec la laine de verre comme isolant pour un chargement avec signal de type Friedlander : à gauche, surpression incidente à 200 mbar, à droite, surpression incidente à 800 mbar 206
4.38 Déplacement du bardage avec la laine de verre pour chaque cas : à gauche, surpression incidente à 200 mbar, à droite, surpression incidente à 800 mbar 206
4.39 Comparaison des chargements transmis pour les deux isolants : à gauche, chargement de 200 mbar, à droite, chargement de 800 mbar 207
4.40 Comparaison des déformations des isolants : à gauche, chargement de 200 mbar, à droite, chargement de 800 mbar 207
4.41 Comparaison des chargements transmis pour deux mousses d'épaisseurs différentes : à gauche, chargement de 200 mbar, à droite, chargement de 800 mbar 208
4.42 Comparaison des chargements transmis pour deux laines d'épaisseurs différentes : à gauche, chargement de 200 mbar, à droite, chargement de 800 mbar 208
4.43 Comparaison des déplacements du bardage, pour un chargement de 200 mbar : à gauche, utilisation de la mousse, à droite, utilisation de la laine . 209
4.44 Atténuation du pic de chargement transmis pour des surpressions incidentes de 200 mbar (gauche) et 800 mbar (droite) 209
4.45 Chargement transmis avec la mousse de polyuréthane comme isolant pour une surpression incidente de 1400 mbar (signal Friedlander) 210

4.46 Chargement transmis avec la mousse de polyuréthane comme isolant pour une surpression incidente de 1600 mbar (signal Friedlander) 211
4.47 Chargement transmis avec la mousse de polyuréthane comme isolant pour une surpression incidente de 2000 mbar (signal Friedlander) 211
4.48 Configurations d'atténuation de l'onde transmise avec utilisation de la laine de verre 212

A.1 Instant initial du tube à choc 220
A.2 Instant après rupture du diaphragme et avant réflexion d'une onde 220
A.3 Diagramme de marche des ondes dans le tube à choc 223
A.4 Position de l'onde Friedlander en fonction de la surpression dans la chambre haute pression 224
A.5 Géométrie et maillage du tube à choc 225
A.6 Signaux de pressions issus des simulations (1,6 bar) 226
A.7 Signaux de pressions issus des simulations (1,8 bar et 1,3 bar) 227
A.8 Signaux de pressions issus des simulations (1,6 bar) 227

Liste des tableaux

1.1 Classification des matériaux isolants utilisés pour les bâtiments [28] 20
1.2 Propriétés physiques des mousses polymères utilisées pour les bâtiments [29] 24
1.3 Récapitulatif de différents types de mousses de polyuréthane 27
1.4 Récapitulatif de différents types de mousses de polystyrène 28
1.5 Tableau récapitulatif des dispositifs de caractérisation dynamique de mousses polymères 42
1.6 Classification de laines minérales en fonction de leur orientation [30] 50
1.7 Propriétés physiques des laines minérales utilisées pour les bâtiments [29] . 51
1.8 Tableau récapitulatif des paramètres mécaniques de laines minérales 59

2.1 Matrice d'essai pour les essais de compression simple - Mousse de polyuréthane 72
2.2 Matrice d'essai pour les essais de compression confinée - Mousse de polyuréthane 73
2.3 Essais dans la direction de croissance - Mousse de polyuréthane 74
2.4 Essais dans les directions transverses - Mousse de polyuréthane 75
2.5 Modules d'Young calculés par capteurs de la machine 76
2.6 Modules d'Young calculés par corrélation d'images numériques 78
2.7 Coefficients de Poisson 79
2.8 Module d'élasticité $E_{45°}$ 79
2.9 Module de cisaillement 80
2.10 Limite d'élasticité - Mousse de polyuréthane 81
2.11 Déformation à la densification - Mousse de polyuréthane 81
2.12 Contrainte plateau - Mousse de polyuréthane 82
2.13 Énergie de déformation - Mousse de polyuréthane 82
2.14 Tableau de synthèse des paramètres mécaniques 84
2.15 Résultats d'essais complémentaires en quasi-statique 86
2.16 Calcul de la pente théorique de la phase élastique 88
2.17 Valeurs des paramètres mécaniques déduites des essais oedométriques . . . 89
2.18 Valeurs des paramètres mécaniques déduites des essais de compression simple dans la direction de croissance aux basses vitesses 91

2.19 Valeurs des paramètres mécaniques déduites des essais de compression simple dans la direction transversale aux basses vitesses 92
2.20 Synthèse des paramètres mécaniques : essais confinés à 100%/min 93
2.21 Synthèse des paramètres mécaniques : essais confinés à 833%/min 93
2.22 Exemples de résultats de célérité de fronts de compaction 99
2.23 Bilan des essais sur la mousse de polyuréthane (direction de croissance) . . 103
2.24 Bilan des essais sur la mousse de polyuréthane (direction transversale) . . . 103
2.25 Bilan des essais sur la mousse de polyuréthane (essais confinés) 103
2.26 Synthèse des paramètres mécaniques identifiés : essais de compression quasi-statique à 10%/min sur la laine de verre 109
2.27 Synthèse des paramètres mécaniques : essais de compression à 100%/min sur la laine de verre 111
2.28 Synthèse des paramètres mécaniques : essais de compression à 667%/min sur la laine de verre 111
2.29 Sensibilité à la vitesse des paramètres mécaniques de la laine de verre aux basses vitesses 115

3.1 Matrice d'essai DMA 122
3.2 Données des barres de Hopkinson disponibles au LaMé (INSA CVL) 125
3.3 Comparaisons des paramètres des barres et de la mousse étudiée 135
3.4 Tableau d'essais de compression simple dynamique 137
3.5 Tableau d'essais de compression confinée dynamique 138
3.6 Classification des essais dynamiques aux barres de Hopkinson 151
3.7 Tableau de résultats des vitesses de déformation - Essais de compression simple 161
3.8 Tableau de résultats des vitesses de déformation - Essais de compression confinée 161

4.1 Tableau de résultats des coefficients de viscoplasticité 179
4.2 Paramètres utilisés pour le modèle de mousse 194
4.3 Paramètres obtenus pour le modèle de la laine de verre 195

A.1 Paramètres des simulations effectuées du tube à choc 226

Nomenclature

ε	Déformation
$\dot{\varepsilon}$	Vitesse de déformation
σ	Contrainte
E	Module d'Young
ρ	Masse volumique
F	Force
λ	Conductivité thermique
C	Célérité des ondes dans un milieu
u	Déplacement
v	Vitesse
a	Accélération
M	Masse
W	Énergie de déformation
t	Temps
P	Pression
V	Volume
T	Température
G	Module de cisaillement
ν	Coefficient de Poisson
ϕ	Fraction de solide contenue sur les bords des cellules
R	Densité relative
ψ	Porosité
p	Variable de Laplace
τ	Temps caractéristique
η_e	Paramètre de viscoélasticité
η_p	Paramètre de viscoplasticité
m	Masse surfacique
k	Raideur surfacique
ω	Pulsation
Z_{ac}	Impédance acoustique
Z_m	Impédance mécanique

Introduction

Contexte

La réduction des risques face aux sollicitations d'explosion liés à la malveillance ou aux accidents technologiques passe par la sécurisation des bâtiments et équipements existants comme futurs face à des sollicitations dynamiques sévères de type impact et surpression. Les bâtiments, et en particulier les constructions métalliques ou légères, s'avèrent parfois peu protecteurs voire amplificateurs de ces effets (risque d'effondrement) et nécessitent d'être renforcés. Cette mitigation des effets accidentels, pour rester économiquement viable, requiert la mise en œuvre de matériaux et de concepts spécifiques et innovants pour le dimensionnement des futures structures ou le renforcement de l'existant.

Dans le domaine de la protection face aux risques industriels ou la malveillance, la protection lourde (type bunker) est une solution difficilement envisageable dans l'industrie comme pour les bâtiments recevant du public et la recherche doit permettre d'aboutir à des solutions et moyens de protections alternatifs moins coûteux et plus adaptés pour répondre aux attentes des différents acteurs. Aujourd'hui, la protection coûteuse et restrictive pour l'architecture est donc souvent abandonnée au profit de mesures organisationnelles ou à des limites restrictives d'urbanisme.

Dans le domaine militaire, ces dernières années ont vu apparaître des solutions de protection spécifiques aux impacts et aux charges d'explosif de type matériaux cellulaires ou composites. Ce type de solution montre des facultés d'absorption et de modification des chargements intéressants pour la protection des structures. Néanmoins, ces solutions spécifiques restent complexes à produire, à dimensionner et à installer et donc coûteuses pour des applications à grande échelle.

En parallèle, les réglementations thermiques successives favorisent l'isolation de plus en plus importante des bâtiments. L'isolation implique l'usage de matériaux cellulaires de plus en plus performant et d'épaisseur de plus en plus conséquente. L'étude du potentiel dissipatif d'une isolation extérieure (de type isolant et bardage métallique par exemple), pour les constructions existantes ou futures pour atténuer les effets de l'onde sur le bâtiment est donc une piste intéressante techniquement et économiquement. Elle permet d'allier la protection face aux risques technologiques ou malveillants et la rénovation énergétique. Il existe par ailleurs aujourd'hui un intérêt particulier de certains industriels producteurs de ces matériaux isolants vis-à-vis de leur capacité à limiter les effets des ondes de choc.

Le développement d'outils de modélisation de structure ou de renforcement utilisant des

matériaux isolants nécessite une étape de caractérisation précise de leurs comportements à l'échelle du matériau. Les matériaux envisagés dans cette étude seront principalement des matériaux dissipatifs à usage initial d'isolant thermique et/ou phonique. Il s'agit donc de matériaux poreux et en particulier de matériaux fibreux (laines minérales, tissus) et de mousses cellulaires de type polymère réticulé (à porosité ouverte ou semi-ouverte). Les propriétés d'« absorption » de ces matériaux sont liées à leur nature diphasique : présence d'une phase solide, appelée squelette, saturée d'un fluide, l'air dans le cas des matériaux isolants. La caractérisation sous sollicitations fortement dynamiques (vitesse de déformation élevée) de ces matériaux spécifiques (viscoélasticité, grandes déformations, compaction, très faible impédance mécanique) demeure largement incomplète à l'heure actuelle, et les essais de caractérisation sont mal maîtrisés. De même, une modélisation assumant une réponse homogène de l'échantillon, classiquement utilisée pour ces matériaux, peut s'avérer insuffisante. Les matériaux proposés comme isolants thermiques et acoustiques, présentant une très faible densité, ne sont pas actuellement utilisés pour des effets potentiels d'atténuation de chargements mécaniques sévères. Des développements sont donc essentiels pour évaluer et dimensionner des solutions de protection aux sollicitations dynamiques utilisant ces matériaux.

Problématiques et verrous scientifiques

C'est dans ce contexte et dans l'objectif de développer des modèles et des solutions techniques pour la protection face aux risques technologiques ou malveillants de surpression que l'INSA Centre Val de Loire et l'INERIS se sont réunis autour de la thématique des *« Moyens de protection des bâtiments et réhabilitation dans et hors sites industriels »*.

Cette thèse constitue ainsi le premier maillon de ce projet. Il s'agit de caractériser expérimentalement le comportement mécanique de matériaux isolants thermiques courants avec des moyens d'essais conventionnels pour la caractérisation en régime statique et en régime dynamique. Cette caractérisation permettra de prédire le potentiel de protection face aux risques technologiques ou malveillants de surpression.

La problématique soulevée par cette thèse est la suivante :

Pour les isolants thermiques, quelle approche doit être mise en œuvre pour caractériser le comportement dynamique de ces matériaux à faible densité sous choc ? Quels outils simples d'évaluation peut-on proposer pour déterminer leur capacité de protection des bâtiments face à une sollicitation d'onde de souffle ou d'impact issue d'une explosion ?

Plan de thèse

Pour répondre au problème initial posé, la thèse se divise en 4 chapitres.

Le chapitre 1 effectue un état de l'art sur les connaissances du comportement mécanique des deux catégories d'isolants les plus utilisés en France : les isolants thermiques plastiques et les isolants thermiques minéraux. Dans ce chapitre, nous effectuons le choix de deux

matériaux d'études représentatifs et nous le justifions : une mousse de polyisocyanurate et une laine de verre.

Le chapitre 2 traite de la caractérisation des matériaux d'études en régime statique en utilisant une machine de compression universelle. La mise en place d'un suivi par imagerie et de techniques de corrélation d'images permet d'identifier plus précisément les propriétés aux faibles déformations et de vérifier si les hypothèses d'homogénéité du champ de déformation sont satisfaites. Ces travaux serviront de référence pour connaître par la suite l'influence du régime dynamique sur le comportement mécanique des matériaux d'études.

Le chapitre 3 propose une étude du comportement en régime dynamique avec deux dispositifs : le dispositif d'analyse mécanique dynamique (DMA) et le dispositif des barres de Hopkinson. Compte-tenu de la très faible impédance des échantillons testés, une attention particulière est apportée au post-traitement des signaux. Les conditions critiques d'apparition d'un front de compaction dans l'échantillon sont déterminées et les techniques d'imagerie rapide permettent alors de l'observer et de quantifier sa célérité. Au final, ces deux dispositifs différents conduisent à caractériser la viscoélasticité et la viscoplasticité de la mousse de polyisocyanurate.

Le chapitre 4 amorce un travail de modélisation du comportement des matériaux d'études en compression avec des modèles rhéologiques classiques. Cette approche permet d'apporter un éclairage complémentaire sur les conditions de mise en équilibre d'un échantillon en dynamique. Ces modèles simplifiés sont ensuite utilisés pour alimenter une modélisation à un degré de liberté de l'ensemble bardage-isolant constituant le dispositif de protection. Des développements analytiques et numériques permettent ensuite de déterminer dans quelles conditions un tel dispositif de protection est en mesure d'atténuer des chargements de surpression générés par des explosions.

Chapitre 1

Les isolants thermiques

Sommaire

1.1 Les isolants thermiques plastiques 21
1.1.1 Matériaux et procédés de fabrication 21
1.1.2 Comportement mécanique en compression 25
1.1.3 Modélisation du comportement mécanique 43
1.1.4 Conclusion sur les isolants thermiques plastiques 48
1.2 Les isolants thermiques minéraux 49
1.2.1 Les laines minérales et leurs procédés de fabrication 49
1.2.2 Comportement mécanique en compression 51
1.2.3 Modélisation du comportement mécanique 60
1.2.4 Conclusion sur les isolants thermiques minéraux 61
1.3 Conclusion sur le comportement mécanique des isolants thermiques 62

Les matériaux isolants thermiques sont des matériaux peu conducteurs de la chaleur. Ces matériaux sont utilisés pour résoudre des problématiques environnementales, notamment sur l'efficacité énergétique de bâtiments et d'équipements industriels. Pour l'isolation de bâtiments, un certain nombre de ces matériaux sont utilisés. Le tableau 1.1 propose une classification en quatre catégories des isolants thermiques utilisés pour l'isolation des bâtiments [31, 28].

Matériaux inorganiques et minéraux	Matériaux organiques dérivés de combustibles fossiles	Matériaux d'origine animale ou végétale	Matériaux innovants
Laine de roche	**Mousse de polyuréthane**	Fibre de bois	Biopolymères
Laine de verre	**Mousse de polystyrène expansé**	Liège	Nanorevêtements
Laine de laitier	**Mousse de polystyrène extrudé**	Laine de mouton	Aérogels
Verre cellulaire	**Mousse de polyisocyanurate**	Coton	Panneaux d'isolation sous vide
Verre aéré	Mousse phénolique	Chanvre	Mousse nanocellulaire
Vermiculite		Lin	Matériau à changement de phase
Argile expansée		Paille comprimée	Mousses isolantes avancées

Tableau 1.1 – Classification des matériaux isolants utilisés pour les bâtiments [28]

Parmi ces matériaux, les seuls à occuper une part significative du marché sont ceux en gras dans le tableau. Dans ce chapitre, et par extension dans ce mémoire de thèse, nous étudierons ces matériaux, pouvant se diviser en deux catégories : les isolants thermiques plastiques et les isolants thermiques minéraux. Les matériaux innovants ne seront pas étudiés, car ce sont des matériaux encore peu utilisés en isolation du fait de leur coût élevé.

1.1 Les isolants thermiques plastiques

1.1.1 Matériaux et procédés de fabrication

1.1.1.1 Généralités

Les mousses polymères sont des matériaux alvéolaires poreux fabriqués à partir de matériaux polymères. Elles font partie de la famille des matériaux cellulaires. Ces matériaux ont pour particularité vis-à-vis de leurs microstructures d'être constitués de cellules. Ce sont des matériaux diphasiques, avec une phase solide et une phase fluide qu'est l'air. Il est même possible de les qualifier de matériaux composites. Parmi les matériaux cellulaires, nous retrouvons les matériaux synthétiques, comme les mousses, que ce soit des mousses polymères ou métalliques, et les « nids-d'abeilles » (Honeycombs en anglais), et les matériaux naturels comme le bois, le liège et les os.

Les mousses de polymères sont très légères, avec une masse volumique largement inférieure à celle de l'eau. Ce sont également des matériaux qui ont une bonne résistance et une bonne capacité d'absorption d'énergie, pour une certaine gamme d'efforts. Ceci fait que ces matériaux sont utilisés dans plusieurs domaines industriels comme le bâtiment pour l'isolation thermique, le transport pour le confort et les systèmes de sécurité, ou encore dans le domaine de la défense. Précisons tout de même, en désavantage, une sensibilité au feu très importante, à l'exception des mousses de polyisocyanurate qui résistent mieux au feu, mais qui en contrepartie rejettent plus de produits toxiques lors de leur combustion.

1.1.1.2 Procédés de fabrication

Il existe plusieurs méthodes de fabrication d'une mousse, à partir de procédés physiques ou chimiques. Les procédés ne sont pas les mêmes entre la formation d'une mousse de polyuréthane ou d'une mousse de polystyrène.

La mousse de polyuréthane est fabriquée sous forme de panneaux ou en continu sur une ligne de production. La mousse de polyisocyanurate est une variante de la mousse de polyuréthane. Les mousses produites sont des mousses extrudées, rigides et à cellules fermées.

Pour la mousse de polyuréthane, il existe deux procédés principaux de fabrication [32, 33, 1] :

- Le moussage par utilisation d'un fluide supercritique : utilisé pour le moussage des mousses thermoplastiques, c'est une méthode également utilisée pour les mousses de polyuréthane, et l'utilisation d'un système d'extrusion est requise ;
- Le moussage chimique par libération d'un gaz : l'agent de moussage est soit liquide, soit solide. Pour le polyuréthane, c'est l'eau sous forme liquide qui réagit avec l'isocyanate ainsi qu'avec des additifs, permettant de dégager du dioxyde de carbone, jouant le rôle de l'agent d'expansion et permettant le moussage et la formation des cellules. Pour le polyisocyanurate, la quantité initiale d'isocyanate est plus élevée

par rapport à celle utilisée dans la fabrication du polyuréthane [1]. Deux techniques peuvent être utilisées pour le moussage chimique, ce sont la coulée et l'injection.

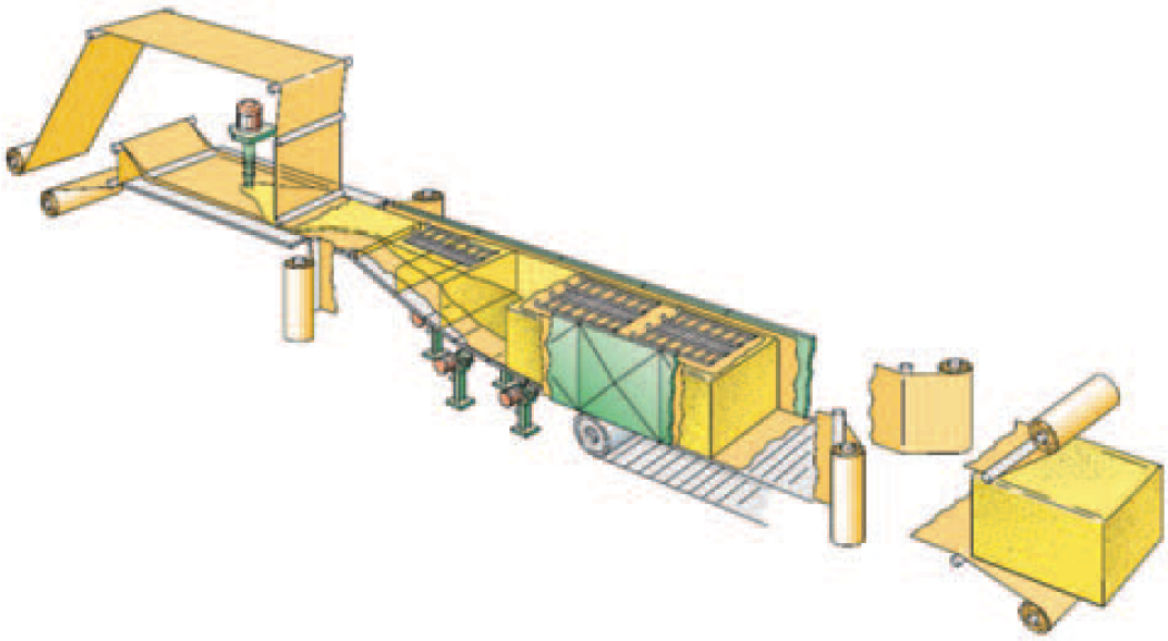


FIGURE 1.1 – Exemple de procédé de fabrication de mousses en continu [1]

Les mousses de polystyrène expansé et extrudé sont produites à partir de polystyrène, le procédé et les produits utilisés diffèrent entre les deux types. Le matériau isolant est fabriqué en longueurs continues qui sont coupées après refroidissement. La mousse de polystyrène expansé est une mousse à cellules ouvertes, alors que la mousse de polystyrène extrudée est à cellules fermées.

Le polystyrène expansé (EPS) est fabriqué à partir de petites sphères de polystyrène contenant un agent d'expansion, qui se dilate grâce à la chaleur de la vapeur d'eau. Le polystyrène extrudé (XPS) est fabriqué à partir de polystyrène fondu extrudé à travers une buse en ajoutant un gaz d'expansion.

1.1.1.3 Morphologie, microstructure et propriétés physiques

La modélisation d'une structure d'une mousse polymère a été réalisée en 1997 par Gibson et Ashby [2]. Ils proposent de modéliser une cellule de mousse en structure polyédrique, avec une distinction de deux types de structures cellulaires : les mousses à cellules ouvertes et les mousses à cellules fermées. La figure 1.2 illustre les deux types : à gauche, une cellule ouverte de mousse et à droite, une cellule fermée. Les propriétés matérielles des mousses polymères sont fortement dépendantes du type de cellules.

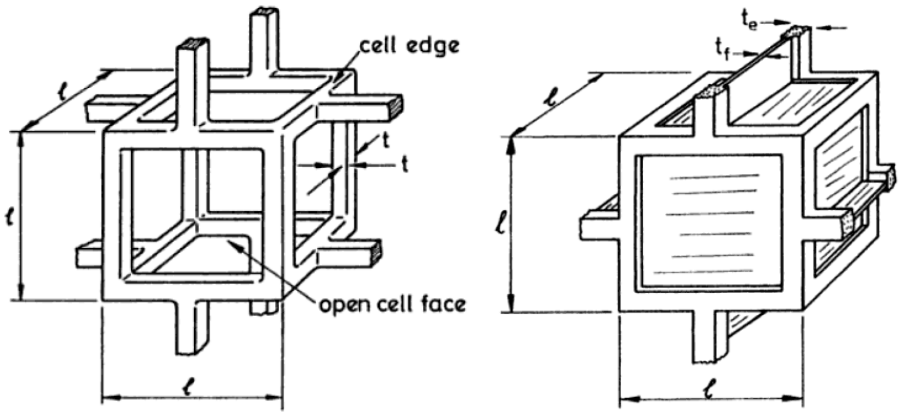


FIGURE 1.2 – Structure d'une cellule de mousse polymère. À gauche : cellule ouverte. À droite : cellule fermée [2]

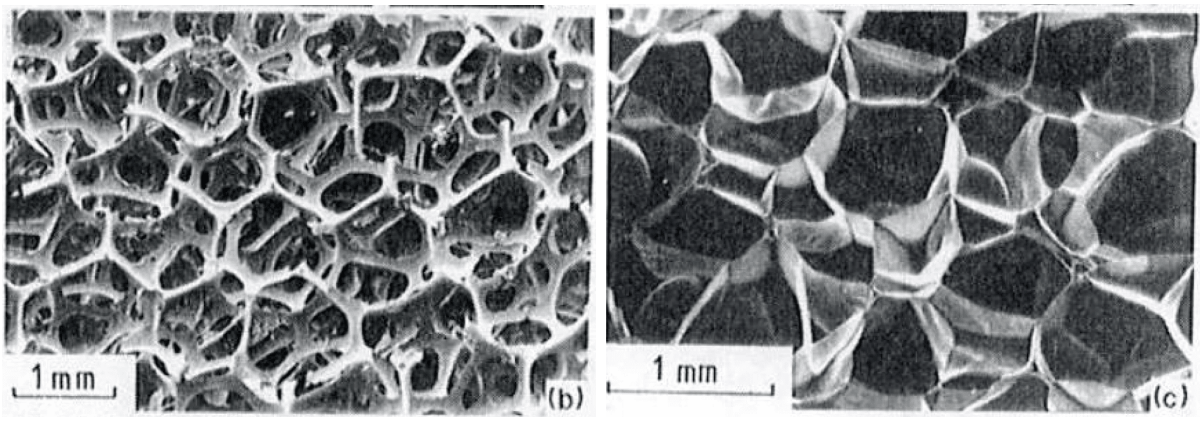


FIGURE 1.3 – Microstructure de mousses. À gauche : mousse à cellules ouvertes. À droite : mousse à cellules fermées [2]

Pour les matériaux cellulaires synthétiques, nous pouvons définir la densité relative comme étant le rapport entre la masse volumique du matériau cellulaire et la masse volumique du matériau constitutif du squelette ($R = \rho/\rho_s$). Ce rapport peut varier entre 0,005 et 0,5 en fonction du matériau originel et du procédé de fabrication.

Nous devons également définir la porosité. La porosité est égale au rapport du volume des pores sur le volume total du solide. Ce terme donne une indication du volume d'air contenu dans la mousse. Elle peut donc être déterminée en utilisant la densité relative de la mousse :

$$\psi = 1 - R = 1 - \frac{\rho}{\rho_s} \tag{1.1}$$

Avec ρ la masse volumique (kg/m^3) de la mousse et ρ_s la masse volumique du polymère d'origine. Le terme ρ/ρ_s représente le rapport entre le volume de la partie solide de la mousse et le volume total de la mousse. Lors d'un essai, c'est une grandeur variable, puisque le volume de la mousse change sans perte de masse, ou avec peu de perte de masse, et donc la masse volumique de la mousse change.

Le tableau 1.2 présente les propriétés physiques et thermiques de mousses utilisées pour l'isolation de bâtiments.

Matériau	Masse volumique (kg/m^3)	Conductivité thermique ($W.m^{-1}.K^{-1}$)	Chaleur spécifique ($kJ.kg^{-1}.K^{-1}$)	Classe de résistance au feu
Mousse de polyuréthane	15-80	0,022-0,040	1,3-1,45	E
Mousse de polyisocyanurate	30-45	0,018-0,028	1,4-1,5	B
Mousse de polystyrène expansé	15-35	0,031-0,038	1,25	E
Mousse de polystyrène extrudé	32-40	0,032-0,037	1,45-1,7	E

Tableau 1.2 – Propriétés physiques des mousses polymères utilisées pour les bâtiments [29]

Nous remarquons que les mousses de polyuréthane et de polyisocyanurate sont les mousses dont les conductivités thermiques sont les plus faibles. Comme nous l'avons aussi précisé auparavant, les mousses de polyisocyanurate sont les mousses pour lesquelles la résistance au feu est bonne, et est la meilleure parmi les matériaux présentés. Nous remarquons d'ailleurs que ces conductivités thermiques sont proches de la conductivité thermique de l'air immobile, qui est autour de 0,025 W/(m.K). En effet, le squelette de la mousse a pour rôle d'emprisonner l'air, qui a une conductivité thermique faible, donc intéressante pour l'isolation thermique [34]. Nous obtenons tout de même une conductivité encore plus faible que celle de l'air grâce aux espèces chimiques utilisées qui ont une conductivité thermique plus faible, comme le dioxyde de carbone qui a une conductivité thermique de 0,016 W/(m.K) [35].

1.1.1.4 Synthèse : Sélection de matériaux représentatifs

Parmi les isolants thermiques plastiques, notre choix s'est porté sur la mousse de polyuréthane ou la mousse de polyisocyanurate, dans un premier temps. Ce sont des matériaux assez classiques et très utilisés dans cette catégorie d'isolants thermiques, puisque ce sont les matériaux dont les propriétés sont les plus favorables et donc représentent le meilleur choix pour la rénovation thermique. Le deuxième choix porterait sur la mousse de polystyrène expansé, vu qu'il s'agit d'une mousse à cellules ouvertes contrairement à la mousse de polyuréthane.

Au final, dans le cadre de cette thèse, seule la mousse de polyuréthane sera retenue comme matériau d'étude, et plus précisément une mousse de polyisocyanurate, ce qui permet également de prendre le matériau dont la classe de résistance au feu est la meilleure, contrainte forte pour la conception de bâtiments.

1.1.2 Comportement mécanique en compression

1.1.2.1 Réponse statique macroscopique

En termes de comportement mécanique, il y a trois catégories de mousses polymères : les mousses plastiques, les mousses élastomères et les mousses fragiles. Les polymères plastiques ont un comportement mécanique irréversible après le seuil d'élasticité, alors que les élastomères ont un comportement hyperélastique, donc réversible pour de très grandes transformations. Les isolants thermiques plastiques entrent dans la première catégorie, puisque leur comportement mécanique est élastoplastique.

Lors d'un essai en compression d'une mousse, la courbe de la contrainte en fonction de la déformation (loi de comportement) présente trois parties, comme l'illustrent les courbes en figure 1.4. La première partie est une partie élastique linéaire classique, aux petites déformations. Ensuite, la deuxième partie est une phase plateau, c'est-à-dire que le polymère se déforme de plus en plus à contrainte à peu près constante. Durant cette phase, les parois des cellules sont en train de flamber localement. Enfin, la troisième partie est une zone de densification, dans laquelle la contrainte va croître. Sur cette dernière partie, les parois des cellules de la mousse s'écrasent les unes contre les autres, l'air dans les cellules a fini de s'échapper ou est présent à l'état résiduel, et au final, il ne reste que la phase solide.

Les courbes en figure 1.4 représentent chaque cas de comportement mécanique des mousses polymères.

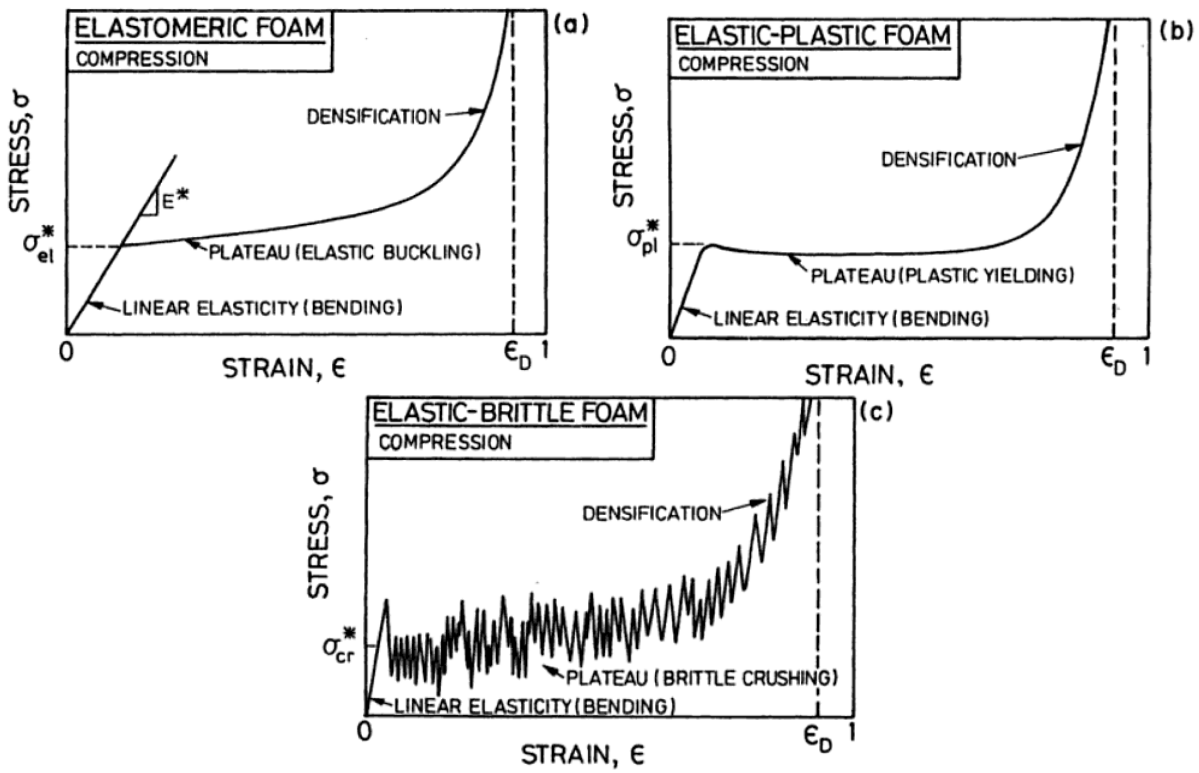


FIGURE 1.4 – Courbes contrainte-déformation typiques des mousses [2]

Pour décrire les courbes, des paramètres sont déterminés, notamment le module d'Young, la contrainte plateau et la déformation à la densification. Le module d'Young est la pente de la phase linéaire élastique. La contrainte plateau représente la contrainte en phase plateau, qui peut être calculée de plusieurs manières, comme nous le verrons par la suite au chapitre 2 (paragraphe 2.1.1). La déformation à la densification est la déformation qui sépare la phase plateau et la phase de densification.

Parmi les mousses polymères qui sont des matériaux isolants, nous avons déjà évoqué les mousses de polyuréthane et les mousses de polystyrène. La littérature montre que ces matériaux ont été étudiés du point de vue mécanique pour des sollicitations quasi-statiques et qu'il y a plusieurs types de mousses différentes, avec des caractéristiques physiques et microstructurales différentes, et par extension, des paramètres mécaniques différents.

De nombreuses mousses de polyuréthane ont déjà été testées en compression quasi-statique. Des mousses de polyuréthane de faible densité ont été étudiées pour des essais dans la direction longitudinale [5, 36, 37, 38, 39, 40] et dans les directions transversales [38]. Des essais sur des mousses de polyuréthane à haute densité ont également été effectués [6, 41, 36, 14]. Ces essais montrent que les comportements mécaniques des mousses étudiées sont similaires, c'est-à-dire que les mousses ont bien les trois phases du comportement, mais que les valeurs des paramètres varient selon la masse volumique des mousses, selon leur porosité, cellules ouvertes ou à cellules fermées et selon la présence éventuelle de renforts. De plus, les résultats montrent l'anisotropie de certaines mousses, puisque les essais ne donnent pas les mêmes valeurs de paramètres matériaux selon la direction de croissance et selon la direction transversale.

Des essais de compression simple ont été réalisés sur des mousses de polyisocyanurate, qui sont des dérivées des mousses polyuréthanes, avec des densités variées [42] et selon plusieurs directions [43].

En régime quasi-statique, des essais de traction et de flexion ont déjà été réalisés sur des mousses de polyuréthane [39, 44, 43, 45, 46]. En traction, les essais ont révélé des comportements différents dans une gamme de faibles déformations, pour des mousses de polyuréthane sans renforts et avec renforts, et pour une mousse de polyisocyanurate. En flexion, les essais ont permis d'identifier un comportement différent en flexion, ainsi que les modes de rupture de la mousse sollicitée.

Il a également été remarqué que le champ de déformation d'une mousse de polyuréthane rigide soumise à un effort de compression dans la direction de croissance est hétérogène, par observation sur la surface de la mousse et par suivi de marqueurs. Plus précisément, il a été observé que dans la direction de croissance, une bande de compaction se forme. Cette observation n'est pas la même dans la direction transversale, dont le champ de déformation serait uniforme [3].

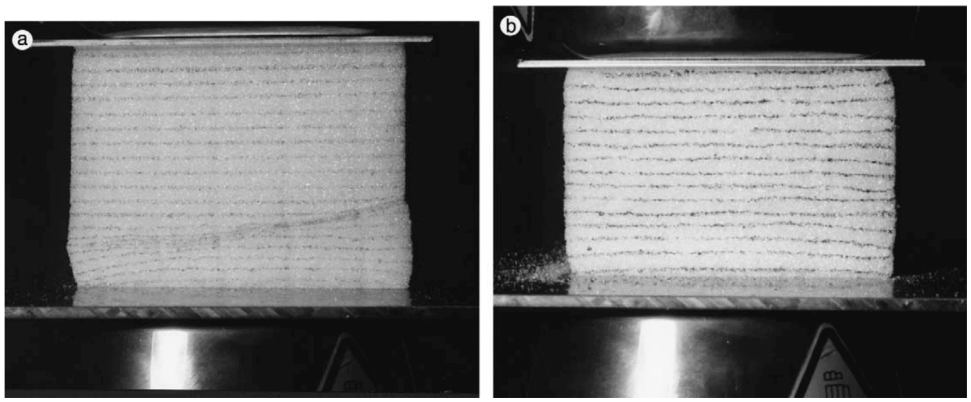


FIGURE 1.5 – Observation de l'hétérogénéité des déformations par suivi de marqueur : (a) direction de croissance, (b) direction transversale [3]

Des essais de compression confinée ont déjà été réalisés, pour des mousses de polymère PVC de densités différentes, allant de 45 à 200 kg/m^3. Il en a été conclu, après comparaison avec des essais de compression simple, que le confinement avait un effet très faible sur le comportement des mousses [47].

Le tableau 1.3 dresse un récapitulatif des principales caractéristiques déduites d'essais de compression sur différentes mousses de polyuréthane. Ce tableau ne se veut pas exhaustif, il n'est là que pour montrer qu'il existe une grande variété de mousses de polyuréthane, avec des paramètres de comportements différents.

Type de mousse	**Densité (kg/m^3)**	**Type de porosité**	**Module d'Young (MPa)**	**Contrainte plateau (kPa)**	**Déformation à la densification (%)**
Mousse de polyuréthane [40]			28	1,421.10^3	X
Mousse de polyuréthane [3]	25,6	Fermée	2,78	120	80
Mousse de polyuréthane flexible [37]	28	Ouverte	0,111	5,3	45-50
Mousse de polyuréthane [39]	30	Renforcée	0,932 ± 0,041	54 ± 12	
Mousse de polyuréthane [48, 15]	30	Fermée	11,36	323	59
Mousse de polyuréthane [38]	30,2	Fermée	3,26	120	30-40
Mousse de polyuréthane [15]	35	Ouverte	6,16	330	69%
Mousse de polyuréthane rigide [41]	40	Fermée	4,56	370	64,23
Mousse de polyuréthane [48, 15]	50	Ouverte	7,45	444	63
Mousse de polyuréthane [39]	50	Renforcée	0,943 ± 0,042	91 ± 5,2	
Mousse de polyuréthane [14]	160	Fermée	81	2,2.10^3	
Mousse de polyuréthane rigide [6]	288	Fermée	89,02	7,50.10^3	26

TABLEAU 1.3 – Récapitulatif de différents types de mousses de polyuréthane

Le comportement des mousses qui ont été étudiées est en adéquation avec le modèle idéal, c'est à dire qu'on retrouve le comportement classique avec les trois phases : linéaire élastique, plateau, densification. Les valeurs des paramètres (module d'Young, contrainte plateau, déformation à la densification) varient selon la mousse, le type d'essai, la porosité de la mousse, la masse volumique de la mousse, la vitesse de sollicitation. Ajoutons également que les mousses peuvent être anisotropes.

Concernant les mousses de polystyrène expansé, la thèse de Jean-Philippe Yvrard [49] synthétise leur comportement, en étudiant plusieurs mousses de densités différentes et en étudiant les sollicitations de compression, traction et flexion. Il propose une vérification de plusieurs formules empiriques ainsi qu'une modélisation rhéologique. Il en conclut entre autres que le comportement de ces mousses est sensible à la masse volumique, peu sensible à la vitesse de déformation et qu'il est isotrope.

Le tableau 1.4 regroupe les caractéristiques et la géométrie des échantillons utilisés dans les travaux cités dans cette partie bibliographique, ainsi que les valeurs des limites d'élasticité, des modules de Young et des déformations de densification des courbes de contrainte-déformation résultantes.

Matériaux	Masse volumique (kg/m^3)	Module d'Young (MPa)	Limite d'élasticité (MPa)	Déformation à la densification (%)
EPS [48]	13	2,7	0,153	70
EPS [50]	13,5	2,7	0,089	70
EPS [50]	28	4,8	0,191	60
EPS [51]	400	275	10,92	
XPS [52]	35	≈10	≈0,200	50-60
XPS [53]	41,2	0,037	0,729	

Tableau 1.4 – Récapitulatif de différents types de mousses de polystyrène

1.1.2.2 Analyse simplifiée de la réponse

La réponse simplifiée va se réduire à la caractérisation mécanique des mousses polymères en compression. Notons tout de même que le comportement en traction est différent du comportement en compression, puisque les mécanismes de déformation ne sont pas les mêmes. Comme nous l'avons déjà évoqué, la modélisation simplifiée du comportement mécanique d'une mousse polymère a été synthétisée en 1997 par Gibson et Ashby [2]. Ils proposent des modèles de comportement mécanique différents selon le type de cellules ouvertes ou fermée et selon le type de mousse (plastique, élastomère ou fragile). Nous présentons les modèles proposés pour les mousses plastiques et élastomères dans ce qui suit. La convention de compression est adoptée ($\varepsilon > 0$ et $\sigma > 0$ en compression).

Réponse élastique linéaire

Dans le cas où la mousse polymère est à cellules ouvertes, il est possible d'évaluer le module d'Young à partir de la mousse polymère d'origine par l'équation (1.2).

$$E = E_s \left(\frac{\rho}{\rho_s} \right)^2 \tag{1.2}$$

Avec :

- E et ρ respectivement le module d'Young (Pa) et la masse volumique (kg/m^3) ;
- E_s et ρ_s respectivement le module d'Young et la masse volumique du polymère d'origine.

Dans le cas où la mousse polymère a des cellules fermées, ou partiellement fermées, le calcul du module d'Young est le suivant :

$$\frac{E}{E_s} = \left(\phi \frac{\rho}{\rho_s} \right)^2 + (1 - \phi) \frac{\rho}{\rho_s} + \frac{P_0 (1 - 2\nu)}{E_s \left(1 - \frac{\rho}{\rho_s} \right)} \tag{1.3}$$

Avec :

- ϕ la fraction de solide contenue sur les bords des cellules. La valeur de ϕ est généralement comprise entre 0,6 et 0,8 ;
- ν le coefficient de Poisson de la mousse ;
- P_0 la pression initiale de l'air dans les cellules (Pa).

Les deux premiers termes de l'équation (1.3) sont liés à la porosité et à la géométrie de la mousse, et le troisième terme est lié à l'influence de l'air sur la structure de la mousse. Avec cette équation, en prenant $\phi = 1$ et en enlevant la contribution de l'air, nous retrouvons bien la formule du module d'Young pour les cellules ouvertes (équ. (1.2)).

Des observations empiriques ont permis de déterminer une valeur moyenne du coefficient de Poisson, qui semblerait indépendant de la densité relative :

$$\nu \approx \frac{1}{3} \tag{1.4}$$

Nous pouvons en déduire, dans le cas où la mousse est isotrope, le module de cisaillement de la mousse :

$$G = \frac{E}{2(1 + \nu)} \approx \frac{3}{8} E \tag{1.5}$$

Pour une mousse à cellules ouvertes :

$$G = \frac{3}{8} E_s \left(\frac{\rho}{\rho_s} \right)^2 \tag{1.6}$$

Pour une mousse à cellules fermées :

$$\frac{G}{E_s} = \frac{3}{8} \left(\left(\phi \frac{\rho}{\rho_s} \right)^2 + (1 - \phi) \frac{\rho}{\rho_s} \right) \tag{1.7}$$

Il n'y a pas d'influence de l'air dans cette dernière formule, puisque le cisaillement pur ne provoque pas de variation de volume, donc pas d'augmentation de la contrainte de cisaillement.

Réponse non linéaire

Selon que la mousse soit une mousse élastomère ou une mousse plastique, la contrainte d'effondrement n'est pas calculée de la même manière. Les formules de la contrainte d'effondrement élastique σ^*_{el} et de la contrainte d'effondrement plastique σ^*_{pl}, pour des mousses à cellules ouvertes, sont données par :

$$\sigma^*_{el} = 0.05 E_s \left(\frac{\rho}{\rho_s}\right)^2 \tag{1.8}$$

$$\sigma^*_{pl} = 0.3 \sigma_{ys} \left(\frac{\rho}{\rho_s}\right)^{\frac{3}{2}} \tag{1.9}$$

Avec σ_{ys} la limite d'élasticité du polymère d'origine. Une approximation peut également être utilisée qui permet de lier la limite d'élasticité au module d'Young du polymère d'origine :

$$\frac{\sigma_{ys}}{E_s} \approx \frac{1}{30} \tag{1.10}$$

Dans le cas d'une mousse polymère à cellules fermées, ou partiellement fermées, les contraintes d'effondrement sont données par :

$$\sigma^*_{el} = 0.05 E_s \left(\frac{\rho}{\rho_s}\right)^2 + (P_0 - P_{atm}) \tag{1.11}$$

$$\frac{\sigma^*_{pl}}{\sigma_{ys}} = 0.3 \left(\phi \frac{\rho}{\rho_s}\right)^{\frac{3}{2}} + 0.4\,(1-\phi)\,\frac{\rho}{\rho_s} + \frac{P_0 - P_{atm}}{\sigma_{ys}} \tag{1.12}$$

Avec :

- P_0 la pression initiale à l'intérieur des cellules ;
- P_{atm} la pression atmosphérique.

Le plateau sur les courbes de comportement confère au matériau la capacité d'absorber de l'énergie. Cependant, dans le cas où le matériau est élastoplastique, il y aura des déformations irréversibles sur le matériau.

La déformation maximale que peut atteindre la mousse est donnée de manière empirique par la formule suivante :

$$\varepsilon_{max} = 1 - 1.4 \left(\frac{\rho}{\rho_s}\right) \tag{1.13}$$

Cette déformation représente la déformation à partir de laquelle toutes les cellules sont écrasées et seul le solide est en compression. Dans ce cas-là, la pente de la courbe va tendre vers le module du solide originel.

L'énergie absorbée par déformation est définie par l'aire sous la courbe de comportement. Cette énergie est calculée théoriquement par :

$$W(\varepsilon) = \frac{1}{2} E \varepsilon_y^2 + \sigma^* (\varepsilon - \varepsilon_y) \tag{1.14}$$

Le comportement mécanique des mousses polymères est sensible à la vitesse de sollicitation. Cette dépendance vis-à-vis de la vitesse de déformation inclut également une dépendance à la température. L'influence de la vitesse de déformation et de la température sur la contrainte d'effondrement d'une mousse plastique est donnée par la formule suivante :

$$\sigma_{pl}^* (\dot{\varepsilon}, T) = \sigma_{pl0}^* \left(1 - \frac{AT}{T_g} \ln \left(\frac{\dot{\varepsilon}_0}{\dot{\varepsilon}} \right) \right) \tag{1.15}$$

Avec :

- σ_{pl0}^* est la contrainte d'effondrement plastique à 0 K ;
- A et $\dot{\varepsilon}_0$ sont des paramètres matériaux ;
- T_g la température de transition vitreuse du polymère.

Cette relation montre que la contrainte d'effondrement plastique est proportionnelle à la température à vitesse de déformation constante, mais également proportionnelle au logarithme de la vitesse de déformation à température constante.

Influence de l'air : cellules ouvertes

L'air dans la mousse a une influence sur le comportement de la mousse polymère, lors d'un essai de compression. Cette influence n'est pas la même selon que la mousse est à cellules ouvertes ou fermées.

Dans le cas des cellules ouvertes, c'est le mouvement de l'air qui influe sur la pression dans les cellules. Cette interaction est décrite par une loi de Darcy :

$$v_a = \frac{K}{\mu} \frac{dP}{dx} \tag{1.16}$$

Avec :

- v_a la vitesse de l'air (m/s) ;
- K la perméabilité de la mousse ;
- $\frac{dP}{dx}$ le gradient de pression ;
- μ la viscosité dynamique de l'air.

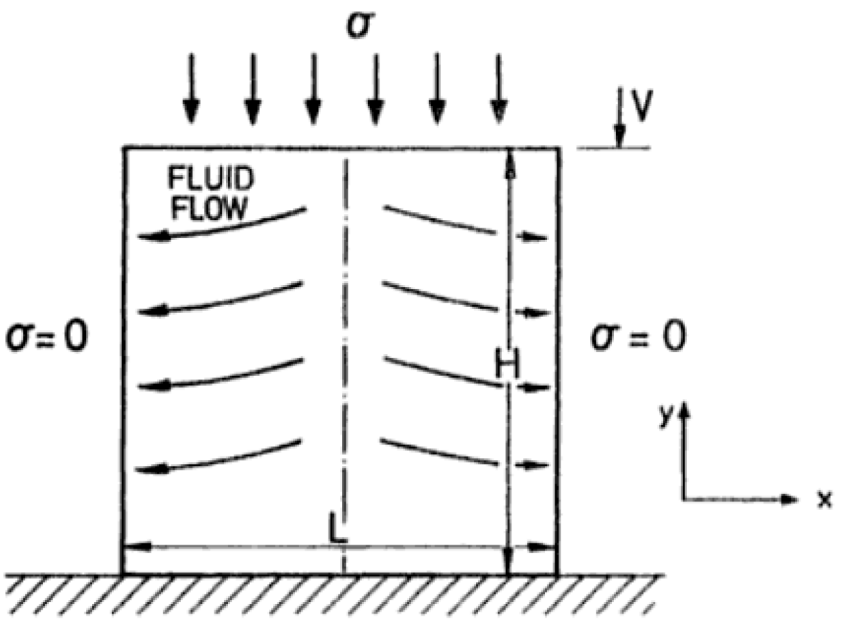


FIGURE 1.6 – Compression d'une mousse à cellules ouvertes et mouvement de l'air [2]

La perméabilité va dépendre du diamètre moyen des pores d et de la densité relative :

$$K = 0.4d^2\left(1 - \frac{\rho}{\rho_s}\right)^{\frac{3}{2}} \tag{1.17}$$

Pour un essai de compression d'une mousse de hauteur H et de dimension transversale caractéristique L, avec une vitesse de compression de v_{co}, la vitesse q à travers l'une des deux faces verticales est donnée par :

$$q = \frac{v_{co}L}{2H} = \frac{\dot{\varepsilon}L}{2} \tag{1.18}$$

Le flux moyen au travers de n'importe quelle face sera égal à la moitié du flux déterminé précédemment, car l'air s'échappe à partir du centre de l'échantillon. Donc :

$$v_a = \frac{\dot{\varepsilon}L}{4} = -\frac{K}{\mu}\frac{dP}{dx} \tag{1.19}$$

De plus, le gradient de pression est simplifié, puisque sur une même section de l'échantillon, la contrainte est constante :

$$\frac{dP}{dx} \approx -\frac{\sigma_a}{L} \tag{1.20}$$

D'où :

$$\frac{\dot{\varepsilon}L}{4} = \frac{0.4d^2}{\mu}\left(1 - \frac{\rho}{\rho_s}\right)^{\frac{3}{2}}\frac{\sigma_a}{L} \tag{1.21}$$

Le diamètre moyen d est proportionnel à la longueur d'un bord de cellule. Cependant, lors d'un essai, ce diamètre va se rétrécir :

$$d \propto l(1-\varepsilon)^{\frac{1}{2}} \tag{1.22}$$

Donc, la contrainte additive σ_a dans la mousse générée par la pression de l'air est :

$$\sigma_a = C\frac{\mu\dot{\varepsilon}}{1-\varepsilon}\left(\frac{L}{l}\right)^2\left(1-\frac{\rho}{\rho_s}\right)^{-\frac{3}{2}} \tag{1.23}$$

Avec C une constante. Une dernière approximation à appliquer serait que la porosité $1-\rho/\rho_s$ est proche de 1, puisque les mousses ont généralement une densité relative très faible.

$$\sigma_a = C\frac{\mu\dot{\varepsilon}}{1-\varepsilon}\left(\frac{L}{l}\right)^2 \tag{1.24}$$

Influence de l'air : cellules fermées

Dans le cas de la mousse à cellules fermées, sur laquelle nous allons porter une attention particulière, l'air va rester bloqué à l'intérieur de la mousse, et la pression de l'air augmentera lors d'une compression. Ce paragraphe présente une extension des travaux de Gibson et Ashby [2], valable pour les grandes déformations et sans a priori sur la mousse. Pour ce calcul, en statique, nous supposerons une transformation isotherme. La loi des gaz parfaits pour une transformation isotherme (équivalente à la loi de Boyle-Mariotte) appliquée pour l'air donne :

$$PV = cste \tag{1.25}$$

Entre un état initial (P_0, V_{air0}) et un état déformé (P, V_{air}) :

$$PV_{air} = P_0 V_{air0} \tag{1.26}$$

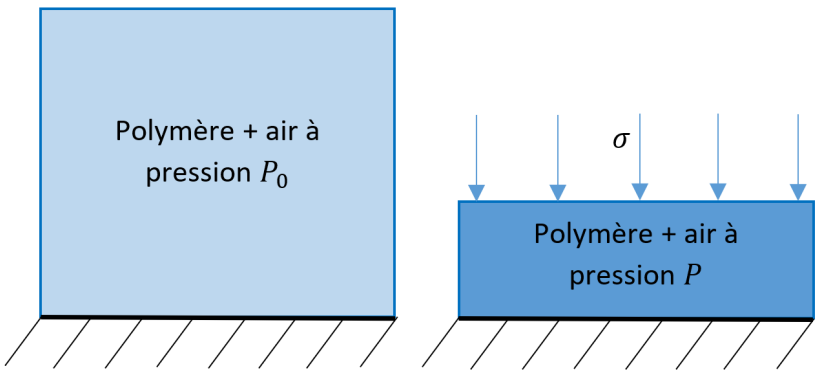


FIGURE 1.7 – Compression d'une mousse à cellules fermées – comportement de l'air

La contrainte est égale à la différence entre la pression à l'état déformé et la pression à l'état initial (égale à la pression atmosphérique). Nous devons déterminer l'expression du rapport V_{air}/V_{air0} en fonction de paramètres matériaux et de la déformation de la mousse. Le rapport entre le volume de la mousse à l'état déformé V_f et le volume de la mousse à l'état initial V_0 est donné par :

$$\frac{V_f}{V_0} = (1-\varepsilon)(1+\nu\varepsilon)^2 \tag{1.27}$$

La conservation de la masse de la mousse durant l'essai donne :

$$\frac{V_f}{V_0} = \frac{\rho_0}{\rho_f} = (1-\varepsilon)(1+\nu\varepsilon)^2 \tag{1.28}$$

Pour tout état, la masse de la mousse est égale à la somme de la masse du squelette et de la masse de l'air. Ce constat permet d'écrire, en tenant compte, pour simplifier l'expression, du fait que la masse volumique de l'air est négligeable :

$$V_{air} = V\frac{\rho-\rho_s}{\rho_{air}-\rho_s} \approx V\frac{\rho_s-\rho}{\rho_s} = V\left(1-\frac{\rho}{\rho_s}\right) \tag{1.29}$$

En utilisant l'équation (1.29) à l'état déformé et l'équation (1.27), nous avons :

$$V_{air} = V_0(1-\varepsilon)(1+\nu\varepsilon)^2\left(1-\frac{\rho_f}{\rho_s}\right) \tag{1.30}$$

Or d'après l'équation (1.29) à l'état initial, nous avons :

$$V_0 = \frac{V_{air0}}{1-\frac{\rho_0}{\rho_{0s}}} \tag{1.31}$$

Nous supposons que la masse volumique du polymère originel ne change pas, en considérant que la déformation du squelette avant densification est structurelle ($\rho_{0s} \approx \rho_s$). Donc :

$$V_{air} = \frac{V_{air0}}{\left(1-\frac{\rho_0}{\rho_s}\right)}(1-\varepsilon)(1+\nu\varepsilon)^2\left(1-\frac{\rho_f}{\rho_s}\right) \tag{1.32}$$

En utilisant l'équation (1.28) de conservation de la masse :

$$\frac{V_{air}}{V_{air0}} = \frac{1}{\left(1-\frac{\rho_0}{\rho_s}\right)}(1-\varepsilon)(1+\nu\varepsilon)^2\left(1-\frac{\rho_0}{\rho_s(1-\varepsilon)(1+\nu\varepsilon)^2}\right) \tag{1.33}$$

$$\frac{V_{air}}{V_{air0}} = \frac{(1-\varepsilon)(1+\nu\varepsilon)^2-\frac{\rho_0}{\rho_s}}{1-\frac{\rho_0}{\rho_s}} \tag{1.34}$$

La contrainte est calculée avec la différence de pression entre l'état déformé et l'état initial :

$$\sigma_a = \Delta P = P - P_0 = P_0 \left(\frac{V_{air0}}{V_{air}} - 1 \right) \tag{1.35}$$

$$\boxed{\sigma_a = P_0 \left(\frac{1 - \frac{\rho_0}{\rho_s}}{(1-\varepsilon)(1+\nu\varepsilon)^2 - \frac{\rho_0}{\rho_s}} - 1 \right) = P_0 \left(\frac{1 - (1-\varepsilon)(1+\nu\varepsilon)^2}{(1-\varepsilon)(1+\nu\varepsilon)^2 - \frac{\rho_0}{\rho_s}} \right)} \tag{1.36}$$

L'expression de cette contribution peut se simplifier dans de nombreux cas de figure. Le premier cas de figure sera en phase élastique, c'est-à-dire dans l'hypothèse des petites perturbations. Le second cas sera pour un coefficient de Poisson nul pour de grandes déformations.

Le premier cas de figure donne :

$$(1-\varepsilon)(1+\nu\varepsilon)^2 \approx 1 - (1-2\nu)\varepsilon \tag{1.37}$$

Donc :

$$\boxed{\sigma_a = P_0 \left(\frac{(1-2\nu)\varepsilon}{1 - (1-2\nu)\varepsilon - \frac{\rho_0}{\rho_s}} \right)} \tag{1.38}$$

La contribution sur le module d'Young (équ. (1.39)) est donnée par la dérivée de la contrainte par rapport à la déformation, pour une déformation qui tend vers 0.

$$\frac{\partial \sigma_a}{\partial \varepsilon}(\varepsilon = 0) = \frac{P_0 (1-2\nu)}{\left(1 - \frac{\rho_0}{\rho_s}\right)} \tag{1.39}$$

Le deuxième cas de figure donne :

$$\boxed{\sigma_a = P_0 \left(\frac{\varepsilon}{1 - \frac{\rho_0}{\rho_s} - \varepsilon} \right)} \tag{1.40}$$

Après avoir fait ces calculs, il est possible de définir la contrainte effective (contrainte sur le squelette de la mousse) comme étant la différence entre la contrainte de compression de la mousse et la contrainte additive de l'air :

$$\sigma' = \sigma - \sigma_a \tag{1.41}$$

1.1.2.3 Réponse dynamique

Nous avons vu précédemment l'influence de la vitesse de déformation sur le comportement des mousses polymères. La réponse dynamique présentera bien les mêmes phases de comportement, mais les valeurs des paramètres permettant de décrire les courbes de comportement ne seront pas les mêmes qu'en statique.

Réponse viscoélastique - DMA et essais vibratoires

Des essais dynamiques ont déjà été réalisés sur plusieurs mousses polymères, pour déterminer les caractéristiques dynamiques vibratoires et viscoélastiques [54, 4]. Ces essais ont permis de déterminer les paramètres dynamiques, notamment les fréquences propres, les facteurs de qualités, mais également des propriétés élastiques dynamiques comme les modules d'Young et les coefficients de Poisson, pour une mousse de densité 39,5 kg/m^3 à comportement mécanique isotrope transverse (fig. 1.8).

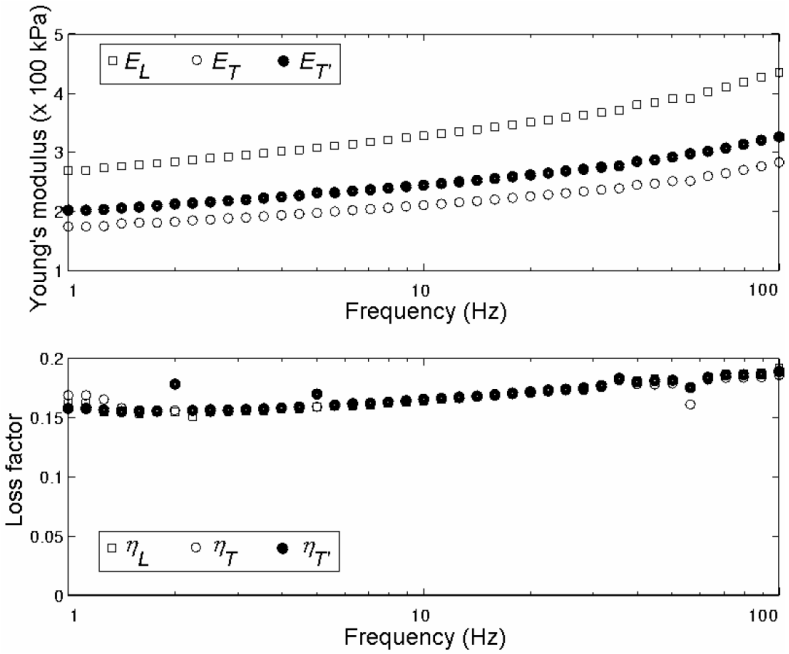


FIGURE 1.8 – Paramètres viscoélastiques d'une mousse polymère selon les trois directions [4]

Nous remarquons sur ces figures que les modules d'Young augmentent en fonction de la fréquence de sollicitation. Le facteur de perte augmente également au cours du temps, ce qui montre la viscoélasticité de la mousse.

Réponse non linéaire - Essais d'impact direct

Des essais dynamiques avec des dispositifs d'impact direct ont déjà été effectués sur des mousses de polyuréthane flexibles à cellules ouvertes, en utilisant une tour de chute [5]. Les résultats obtenus pour une mousse de polyuréthane flexible de densité 23 kg/m^3 sont

donnés par le graphe en figure 1.9. La sensibilité liée à la vitesse de déformation est visible pour cette mousse.

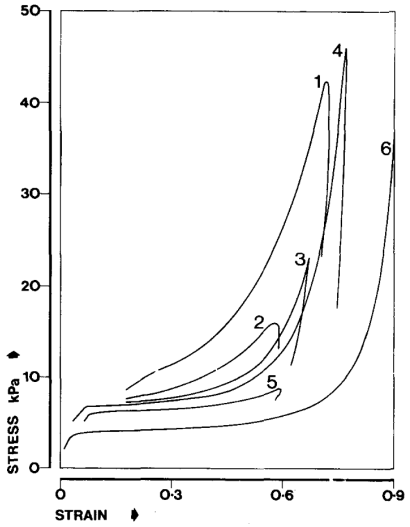


FIGURE 1.9 – Sensibilité à la vitesse d'une mousse de polyuréthane flexible de 23 kg/m^3 (courbes 1 à 5 : essais dynamiques pour des gammes de vitesse de déformation allant de 10 à 100 s^{-1}, courbe 6 : essai statique) [5]

Les mesures de la contrainte et de la déformation dans l'échantillon ont été effectuées à partir d'un accéléromètre, permettant de mesurer les deux grandeurs avec un seul signal. Cependant, l'étude de l'équilibre des forces dans l'échantillon ou encore l'étude de l'homogénéité des déformations dans l'échantillon n'ont pas été effectuées.

D'autres essais sur une mousse de polyuréthane rigide à cellules fermées de densité 288 kg/m^3 révèlent la différence entre le comportement statique et dynamique [6]. La figure 1.10 illustre bien cette influence. Comme pour l'exemple précédent, nous notons que l'équilibre des forces ainsi que l'hétérogénéité des déformations n'ont pas été étudiés.

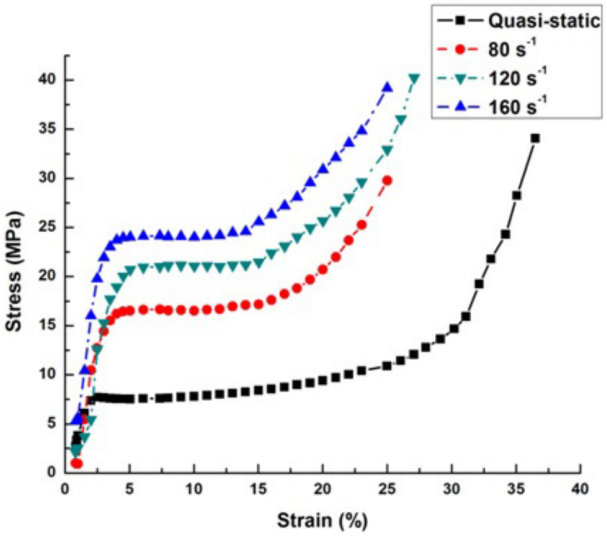


FIGURE 1.10 – Courbes contrainte-déformation pour la mousse de polyuréthane [6]

Voici un exemple de tube à choc utilisé pour un essai d'impact afin de caractériser plusieurs

mousses à cellules fermées et de haute densité, dont une mousse de polyuréthane rigide de densité 560 kg/m^3 [7, 8, 9, 10]. Pour ce dispositif d'impact direct, un tube à choc génère une onde de choc qui projette un solide sur l'échantillon à tester.

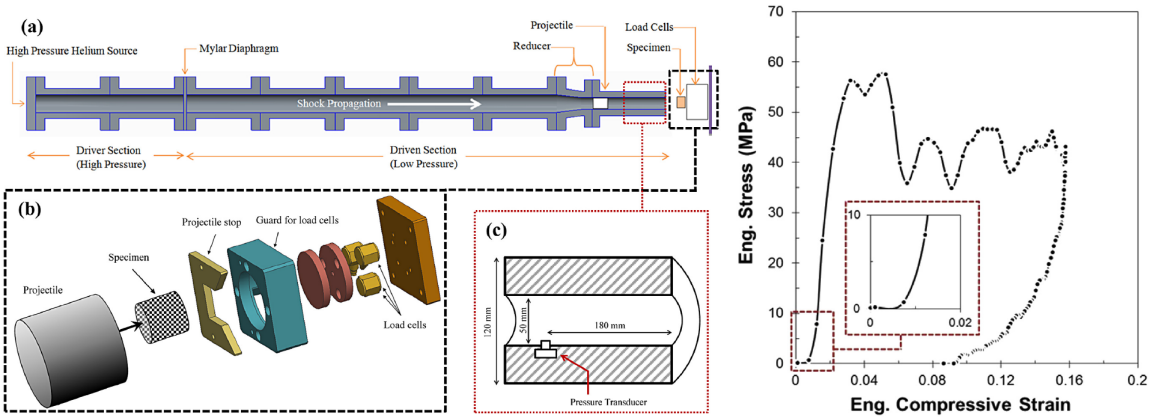


FIGURE 1.11 – Dispositif du tube à choc pour essai d'impact et courbe de comportement [7, 8, 9, 10]

Sur ce même type d'essai, une caméra rapide a été utilisée pour obtenir des images afin de permettre un traitement par corrélation d'images numériques, technique permettant de déterminer le champ de déplacement et le champ de déformation. Il est également possible de déterminer le champ de contrainte à partir de l'équation de conservation de la quantité de mouvement par discrétisation, ce qui permet également de justifier l'équilibre des forces dans l'échantillon.

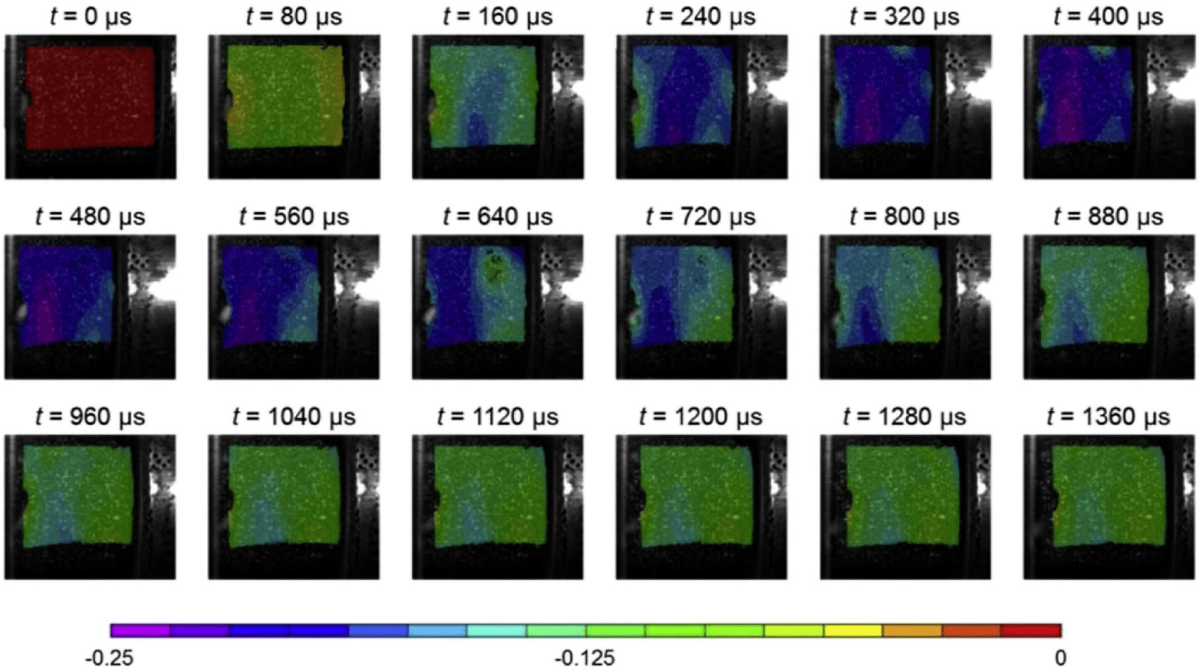


FIGURE 1.12 – Cartographies des déformations [7]

Les images de la figure 1.12 révèlent une hétérogénéité des déformations dans l'échantillon et confirment que le support de techniques d'imagerie et d'analyse par corrélation d'images

numériques pour accéder à la répartition spatiale des champs est indispensable pour ce type d'essais.

Réponse non linéaire - Barres de Hopkinson

La courbe en figure 1.13 compare les comportements d'une mousse polymère de densité 70 kg/m^3 en dynamique, testée en utilisant le dispositif des barres de Hopkinson (vitesse d'impact de 18 m/s) et en quasi-statique (0,005 s^{-1}). Dans le cas du comportement dynamique, le plateau est plus élevé que pour le cas quasi-statique [11].

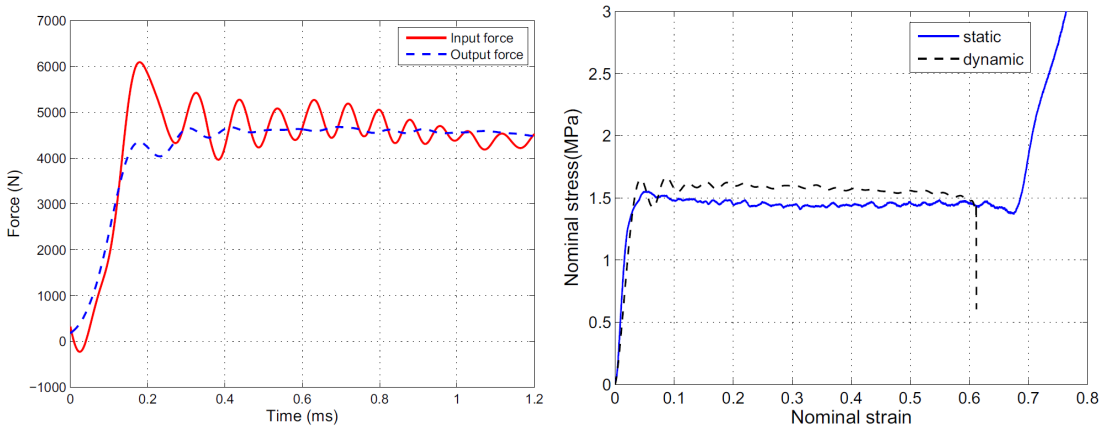


FIGURE 1.13 – Équilibre des forces (à gauche) et courbes de comportement en statique et dynamique (à droite) [11]

Nous remarquons que la mesure précise de la force entrante est compliquée due aux oscillations des signaux mesurées. Cela reste suffisant pour montrer l'équilibre de l'échantillon et de mesurer la contrainte en fonction de la déformation. L'influence de la vitesse reste tout de même faible pour cette mousse.

Le comportement dynamique de mousses de polypropylène de plusieurs densités différentes a également été étudié [12, 13]. Une série d'essais dynamiques sur ces mousses à vitesse de sollicitation constante (200 s^{-1}) ont permis de mettre en évidence l'influence de la masse volumique en dynamique, comme illustré par la figure 1.14.

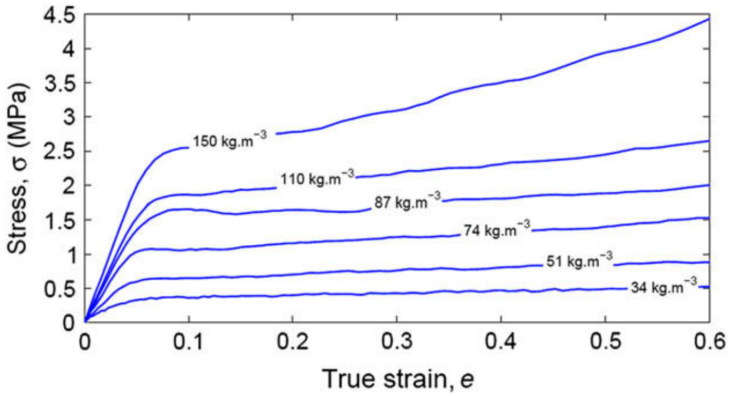


FIGURE 1.14 – Influence de la densité sur le comportement dynamique (mousse de polypropylène) [12]

Il a au passage été montré, sur ces mousses de polypropylène, que l'équilibre des forces est plus difficile à vérifier pour des mousses de très faibles densités, par rapport à des mousses de densité plus élevée (fig. 1.15).

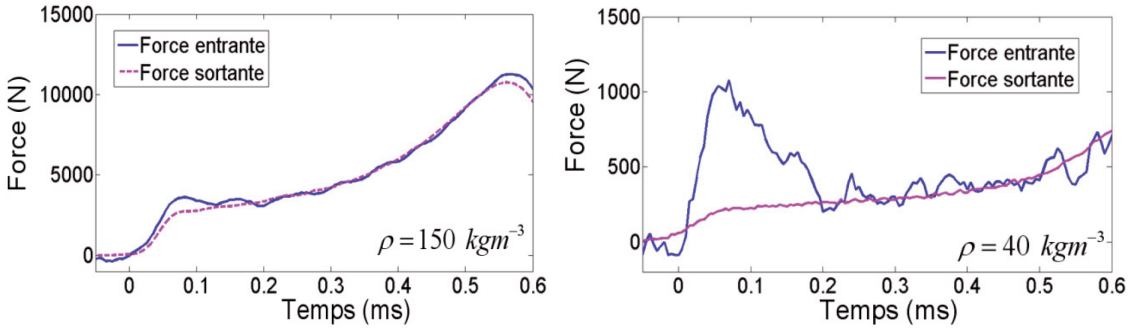


FIGURE 1.15 – Comparaison entre deux essais pour des mousses de densités différentes [13]

D'une manière générale, la caractérisation dynamique de mousses à très faible densité, même en utilisant un dispositif de barres de Hopkinson viscoélastiques, est difficile à réaliser. En raison de leur faible densité et de leur faible rigidité, ces matériaux présentent en effet une faible impédance acoustique [13, 55, 56]. De plus, comme nous avons pu le voir en statique, une attention particulière doit être portée à ces matériaux pour lesquels la déformation de l'échantillon n'est pas uniforme dû à l'effondrement progressif des cellules durant la compression. Cet effet est observé également en dynamique [57].

Des essais aux barres de Hopkinson ont été réalisés sur des mousses de polyuréthane [44, 14]. La figure 1.16 montre le comportement d'une mousse de polyuréthane de densité 160 kg/m^3 pour plusieurs vitesses de sollicitation.

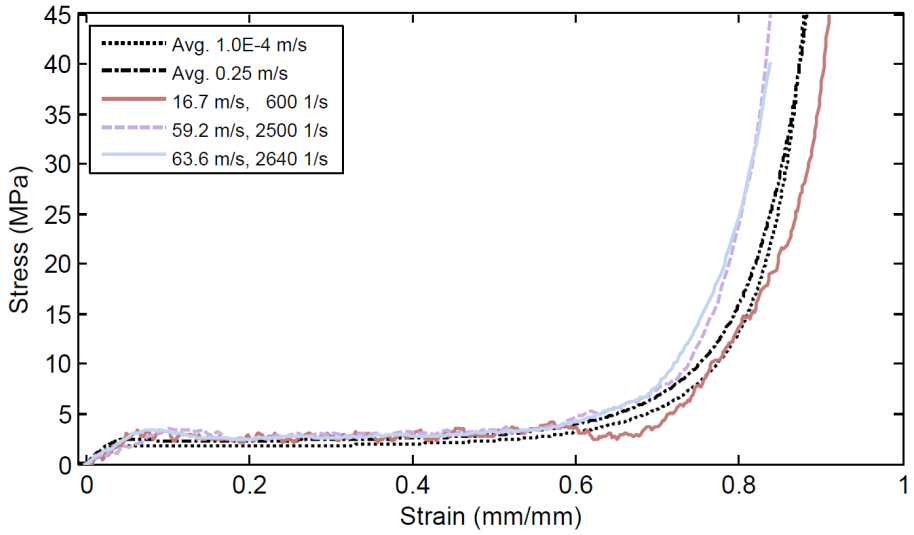


FIGURE 1.16 – Comportement d'une mousse de polyuréthane [14]

La vitesse de déformation a bien une influence sur les propriétés mécaniques du matériau en compression, notamment sur la valeur de la contrainte plateau, qui augmente avec la vitesse de déformation.

Réponse non linéaire - Interaction onde-matériau

Des essais de choc sur un ensemble plaque métallique-mousse ont été effectués pour caractériser l'absorption d'énergie de plusieurs mousses de polyuréthane [15]. Un tube à explosion a été utilisé pour générer un signal de pression issu d'une explosion, dont la surpression était de 7 MPa et avec une durée de phase positive autour de 1,5 ms. La capacité d'absorption d'énergie a été caractérisée pour chacune des mousses en fonction de l'épaisseur de mousse. La capacité d'absorption est définie par le rapport de l'énergie absorbée par déformation de la mousse et de l'énergie cinétique de la plaque. La figure 1.17 montre cette influence de l'épaisseur sur la capacité d'absorption d'énergie.

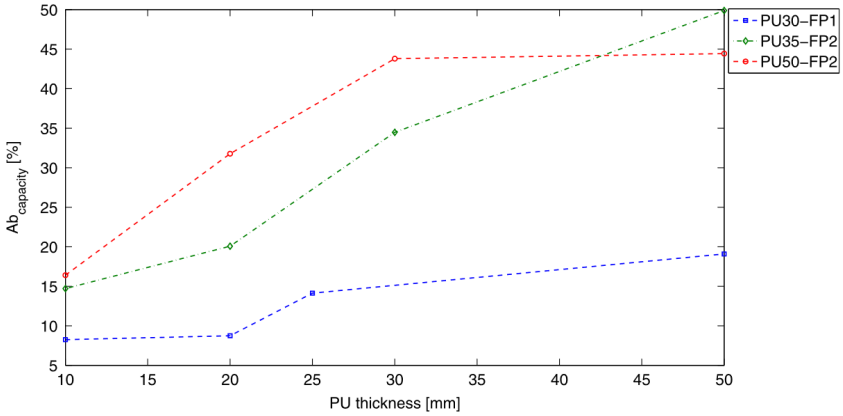


FIGURE 1.17 – Capacité d'absorption de plusieurs mousses de densités différentes en fonction de l'épaisseur de mousse [15]

L'influence de la plaque utilisée est également étudiée, et la réponse au signal de surpression de type Friedlander montre cette influence pour une mousse particulière, en figure 1.18. Il a été remarqué que, dans certains cas, la pression maximale transmise sur la structure demeure inférieure à la pression sans mousse de protection. Une autre observation est que l'impulsion obtenue avec élément de protection demeure proche de l'impulsion sans élément de protection, avec des écarts allant de 5% jusqu'à 10% environ, ce qui peut montrer que l'impulsion est conservée.

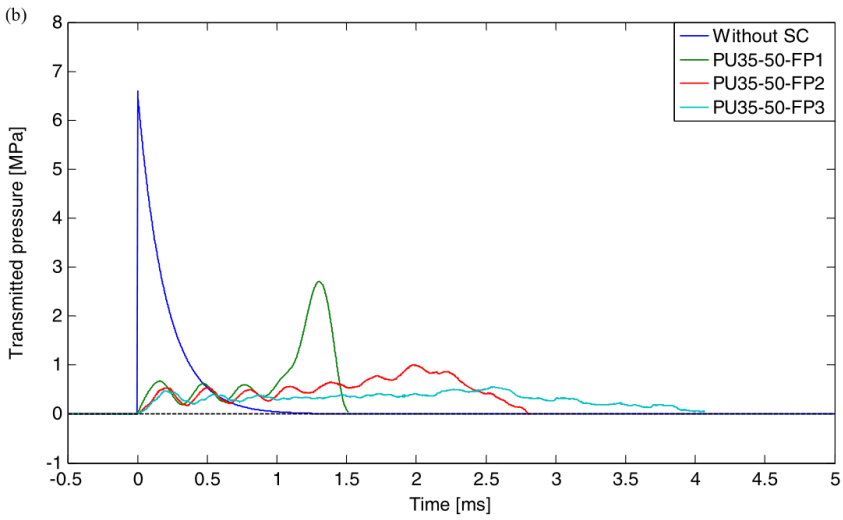


FIGURE 1.18 – Réponse de l'ensemble plaque-mousse face à un signal Friedlander [15]

Synthèse des essais dynamiques

En résumé, le tableau 1.5 fournit un récapitulatif des différents dispositifs utilisés, les références bibliographiques associées ainsi que certains post-traitement réalisés. Si ce tableau n'est pas nécessairement exhaustif, il permet toutefois de remarquer que le dispositif des barres de Hopkinson a été beaucoup utilisé pour la caractérisation de mousses polymères.

Dispositif	Références	Suivi par imagerie rapide	Équilibre des efforts vérifié	Front de choc observé
DMA et essais vibratoires	[54, 4, 58, 59, 60, 61]			
Tour de chute	[5, 62, 6, 63, 64]			
Essais d'impact	[65, 66, 67, 7, 41, 68]	[7, 68]	[7]	[68]
Barres de Hopkinson	[69, 12, 11, 55, 56, 57, 62, 70, 44, 14, 71, 13, 72, 73, 74]	[12, 11, 55, 56, 57, 62, 44, 14, 72, 74]	[69, 12, 11, 55, 56, 70, 44, 71, 13, 72, 74]	[11, 57, 72]
Tube à choc, tube à explosion	[48, 15]	[48, 15]	[15]	
Essai d'explosion (explosif placé à l'intérieur du matériau)	[36]			

Tableau 1.5 – Tableau récapitulatif des dispositifs de caractérisation dynamique de mousses polymères

Même si certaines études ont déjà mis en évidence l'influence de la vitesse sur la réponse mécanique de mousses de polymères, la caractérisation des mousses à très faibles densités demeure très peu développée et incomplète.

1.1.2.4 Influence de l'air en dynamique

L'influence de l'air dans une mousse à cellules fermées en dynamique est évaluée en supposant une transformation adiabatique. La loi de Laplace, valable pour un gaz parfait subissant une transformation adiabatique, est donnée par l'équation (1.42).

$$PV^{\gamma} = cste \tag{1.42}$$

Entre un état initial (P_0, V_{air0}) et un état déformé (P, V_{air}) :

$$PV_{air}^{\gamma} = P_0 {V_{air0}}^{\gamma} \tag{1.43}$$

Donc, la contrainte additive sera :

$$\sigma_a = \Delta P = P - P_0 = P_0 \left(\left(\frac{V_{air0}}{V_{air}} \right)^{\gamma} - 1 \right) \tag{1.44}$$

Le ratio V_{air}/V_{air0} a déjà été déterminé en statique, donc :

$$\sigma_a = P_0 \left(\left(\frac{1 - \frac{\rho_0}{\rho_s}}{(1-\varepsilon)(1+\nu\varepsilon)^2 - \frac{\rho_0}{\rho_s}} \right)^{\gamma} - 1 \right) \tag{1.45}$$

Pour un coefficient de Poisson tendant vers 0, nous avons l'expression suivante :

$$\boxed{\sigma_a = P_0 \left(\left(\frac{1 - \frac{\rho_0}{\rho_s}}{1 - \varepsilon - \frac{\rho_0}{\rho_s}} \right)^{\gamma} - 1 \right)} \tag{1.46}$$

1.1.3 Modélisation du comportement mécanique

1.1.3.1 Réponse statique : modèle micromécanique de Gibson et Ashby

Le modèle de cellule de Gibson et Ashby a déjà été décrit précédemment dans les grandes lignes en 1.1.2 [2]. Il se base sur la description des déformations d'une cellule polyédrique à partir des équations de la mécanique et en particulier de la théorie des poutres. Ce modèle peut être couplé avec la modélisation de l'interaction des cellules entre elles, par exemple en utilisant la méthode des éléments discrets [75]. Pour rappel, le modèle prend en compte les trois phases de comportement : phase linéaire élastique, phase durant laquelle les arêtes des parois des cellules sont en flexion élastique ; phase de plateau, phase durant laquelle les arêtes flambent, et durant laquelle des rotules plastiques se forment ; phase de densification, phase de rupture et de mise en contact des arrêtes des cellules entre elles, jusqu'à retrouver la raideur du matériau constitutif du squelette.

1.1.3.2 Sensibilité à la vitesse : modèles rhéologiques

L'utilisation de modèles rhéologiques, initialement développés pour rendre compte des effets du fluage et de la relaxation, est un moyen de modéliser la sensibilité à la vitesse de la réponse mécanique de matériaux. L'association de plusieurs modèles peut permettre de décrire les réponses viscoélastiques et viscoplastiques des mousses polymères [76, 77, 78].

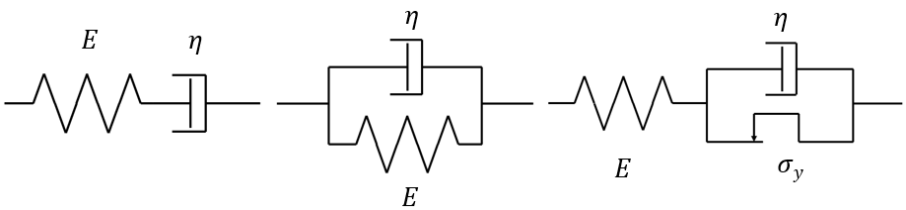


FIGURE 1.19 – Modèles rhéologiques (de gauche à droite : modèle de Kelvin-Voigt, modèle de Maxwell, modèle de Bingham)

1.1.3.3 Grandes déformations : modèles hyperélastiques

Les modèles hyperélastiques sont des modèles permettant de décrire le comportement de matériaux pouvant subir de grandes transformations, souvent avec de la sensibilité à la vitesse de déformation. Certains de ces modèles peuvent être utilisé pour la modélisation du comportement de mousses élastomères. Pour ces modèles, le potentiel thermodynamique est donné, permettant de décrire le comportement avec plusieurs paramètres en entrée.

Les modèles les plus utilisés pour les mousses sont :

- Modèle de Blatz-Ko ;
- Modèles d'Ogden [79, 80, 81] ;
- Modèle de Mooney-Rivlin [80, 81] ;
- Modèle Néo-hookéen [80, 81].

Ces modèles étant hyperélastiques, ils ne sont pas adaptés aux cas des mousses plastiques puisque le comportement reste élastique, donc sans déformation irréversible. Par exemple, le potentiel thermodynamique du modèle de Blatz-Ko, valable pour des mousses de polyuréthane élastomères compressibles [82], est donnée par l'équation (1.47).

$$W\left(\underline{\underline{C}}\right) = \frac{1}{2}G\left(\frac{I_2\left(\underline{\underline{C}}\right)}{I_3\left(\underline{\underline{C}}\right)} + 2\sqrt{I_3\left(\underline{\underline{C}}\right)} - 5\right) \tag{1.47}$$

Avec :

- $\underline{\underline{C}}$ le tenseur de déformation de Cauchy-Green : $\underline{\underline{C}} = 2\underline{\underline{E}} + \underline{\underline{I}}$, avec $\underline{\underline{E}}$ le tenseur de Green-Lagrange ;
- I_2 et I_3 sont les invariants du tenseur $\underline{\underline{C}}$;
- G est le module de cisaillement.

1.1.3.4 Formation d'une onde de choc : modèles RPPL et dérivés

Pour un matériau cellulaire, lors de hautes vitesses d'impact, une onde de choc se forme et se propage au sein du matériau [83]. La formation d'une onde de choc s'explique par l'allure de la courbe contrainte-déformation d'un matériau cellulaire en compression (fig. 1.4). La courbe est globalement concave ce qui conduit à une augmentation progressive de la célérité des ondes consécutives à l'écrasement des cellules et à la densification du matériau. Une forte élévation de la contrainte derrière le front de choc est alors observée. Un modèle très simple permet de reproduire la formation du choc et de prédire l'intensité du saut de contrainte : c'est le modèle RPPL (Rigid Perfectly Plastic Locking). La courbe de comportement et le schéma de propagation du front de compaction sont donnés par la figure 1.20.

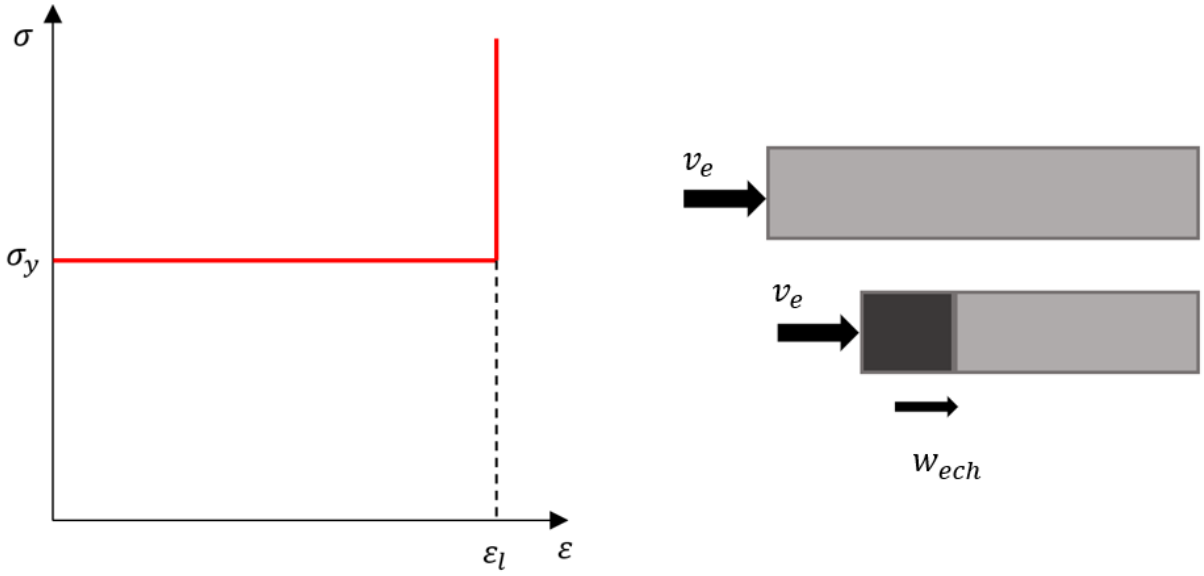


FIGURE 1.20 – Modèle RPPL

L'échantillon peut être à deux états : un état non déformé et un état densifié ou verrouillé dans lequel, la masse volumique évolue. Ce modèle donne la différence de contrainte en fonction de la vitesse de compaction w_{ech} ou de la vitesse en entrée v_e :

$$\sigma - \sigma_y = \frac{\rho v_e^2}{\varepsilon_l} = \rho w_{ech}^2 \varepsilon_l \tag{1.48}$$

Sachant que :

$$v_e = \varepsilon_l w_{ech} \tag{1.49}$$

Cette loi néglige la phase élastique et ne nécessite que deux paramètres, la contrainte seuil σ_y et la déformation de verrouillage ε_l. D'autres modèles dérivant de celui-ci existent et prennent en compte la phase initiale élastique, l'écrouissage et/ou la densification progressive. Le modèle R-LH-P-L permet de modéliser un comportement rigide sans phase élastique, mais avec une phase d'écrouissage, pour des matériaux cellulaires [84]. Les modèles E-PP-R et E-P-R sont des modèles prenant en compte la phase élastique, le premier sans écrouissage et le second avec écrouissage. Ces modèles ont notamment été utilisés pour des mousses métalliques [85]. Enfin, les modèles E-PP-H et E-PLH sont des modèles à phase élastique, et avec une phase de densification. Le premier considère une phase plastique parfaite [86], et le second une loi de puissance pour les phases plateau et de densification [87]. Dans ce dernier cas, la loi puissance de Ludwik a été utilisé :

$$\sigma - \sigma_y = K_l \varepsilon^n \tag{1.50}$$

Avec K_l et n des paramètres qui peuvent être identifiées en utilisant les courbes expérimentales.

Remarque : Il existe un autre modèle permettant de décrire la formation d'une onde de choc dans un milieu, s'appelant le modèle chasse-neige (snow-plow en anglais). Ce modèle est plutôt adapté pour la description de la propagation d'onde de choc dans les fluides et les plasmas [88, 89].

1.1.3.5 Approche hydrodynamique : modèles P-α

Les modèles P-α sont des modèles continus décrivant la compaction de matériaux cellulaires [90]. Cette description se base sur l'utilisation d'une loi d'état valable sur le matériau originel (matériau dense), sur le matériau alvéolaire, en prenant en compte le paramètre α_d, nommé la distension. La distension est définie par le rapport entre la masse volumique du solide originel et la masse volumique de la mousse. Elle peut être reliée à la porosité ψ :

$$\alpha_d\left(\rho, \rho_s\right) = \frac{\rho_s}{\rho} = \frac{1}{1-\psi} = \frac{1}{R} \tag{1.51}$$

Si la loi d'état du matériau constitutif du squelette de la mousse est de la forme suivante (par exemple, la loi de Mie–Grüneisen) :

$$P_s = f\left(V_s, e_{is}\right) \tag{1.52}$$

avec P_s, V_s et e_{is} respectivement la pression, le volume et l'énergie interne, la loi suivante est valable pour la mousse :

$$P = f\left(\frac{V}{\alpha_d}, e_i\right) \tag{1.53}$$

Ceci repose sur le fait que le squelette a le même comportement que le matériau originel ($P = P_s$ et $e_i = e_{is}$) et sur le fait que la masse se conserve ($\alpha_d = V/V_s$).

Deux modèles existent. Le premier indique que la distension ne dépend que de la pression appliquée :

$$\alpha_d = g\left(P\right) \tag{1.54}$$

La fonction $g\left(P\right)$ est déterminée expérimentalement.

Le deuxième intègre une influence de la variation de la distension en fonction du temps.

$$\tau_\alpha \frac{d\alpha_d}{dt} + \alpha_d = g'\left(P\right) \tag{1.55}$$

La fonction $g'\left(P\right)$ et le temps caractéristique τ_α sont déterminés expérimentalement.

1.1.3.6 Modèles basés sur la microstructure

Nous avons vu qu'une mousse peut être modélisée par un système diphasique constitué du squelette de polyuréthane et de l'air. Une manière de modéliser numériquement le comportement mécanique serait de modéliser géométriquement le squelette, et de lui associer le comportement mécanique du polyuréthane solide. Un moyen d'effectuer cette modélisation est d'utiliser des résultats d'analyse tomographique, pour obtenir une représentation 3D de la mousse. L'étude du volume élémentaire représentatif est alors nécessaire pour optimiser le temps de calcul et assurer la représentativité du point de vue matériau [16, 17].

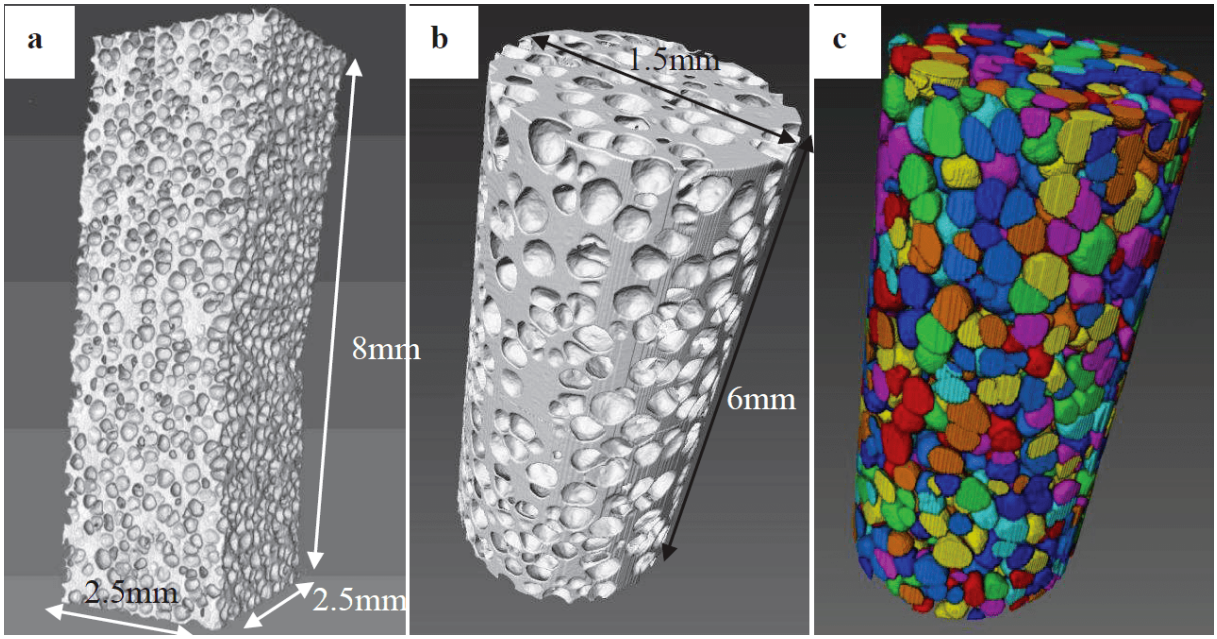
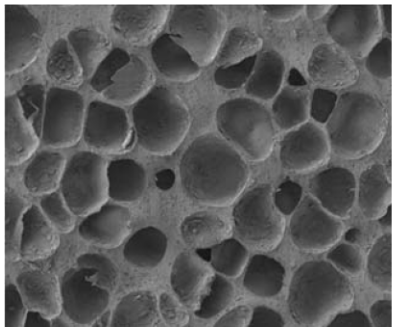
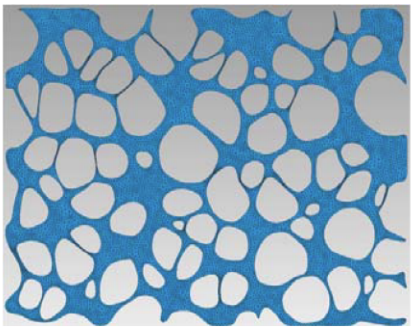


FIGURE 1.21 – Tomographie 3D : (a) Modèle de mousse reconstruit, (b) Tomographie d'un échantillon cylindrique, (c) Arrangement des cellules (labelling) [16]

Une autre méthode similaire serait de modéliser la géométrie d'une mousse à partir de données géométriques statistiques moyennes. Pour ce faire, l'utilisation de la tomographie ou de microscopes optiques serait toujours nécessaire. Des études sur la microstructure ont ansi permis d'estimer les valeurs moyenne des longueurs d'arêtes et des surfaces caractéristiques des cellules d'une mousse de polyuréthane. Grâce à ces études statistiques, il a été possible, en prenant ces données en entrée, de générer un squelette basée sur ces statistiques [16, 17].





Scale	Macroscopic	1-2mm
Porosity	57.0%	56.8%
Average cells area	0.012 ± 0.009 mm²	0.0124 ± 0.0083 mm²

FIGURE 1.22 – Maillage de la microstructure en 2D et analyse statistique [17]

1.1.4 Conclusion sur les isolants thermiques plastiques

Les mousses polymères ont été beaucoup étudiées, et les variables physiques d'influence sur leur comportement mécanique ont été déterminées. L'ouvrage de Gibson et Ashby sur les matériaux cellulaires effectue une large synthèse de leur comportement, presque exclusivement pour des sollicitations statique.

Concernant la caractérisation expérimentale, en statique, le comportement mécanique des mousses polymères a été largement étudié et les principaux mécanismes de déformation ont été observés. En dynamique, les moyens d'essais sont complexes, et les mesures doivent être plus précises pour permettre d'accéder à une information physique fiable. L'utilisation de la corrélation d'images numériques en dynamique est importante pour compléter les mesures par capteurs. Pour les mousses plastiques, qu'il s'agisse d'essais statiques ou d'essais dynamiques, une difficulté supplémentaire apparaît quant à l'identification du comportement du matériau en raison de la non-satisfaction des hypothèses d'homogénéité des champs de déformation ou de contrainte dans l'échantillon.

L'aspect atténuation des ondes de choc par des mousses polymères demeure très peu développé même si quelques études ont déjà permis d'évaluer des capacités d'absorption d'énergie de mousses polymères sous impact [15, 36].

Il reste donc très intéressant de continuer les recherches sur la caractérisation des mousses polymères de très faible densité afin de savoir si l'utilisation des isolants thermiques plastiques est pertinente pour la protection de bâtiments industriels face à un scénario d'explosion industriel.

1.2 Les isolants thermiques minéraux

1.2.1 Les laines minérales et leurs procédés de fabrication

1.2.1.1 Généralités

Les laines minérales sont des matériaux poreux constitués d'un réseau de fibres. Ils font partie des matériaux isolants inorganiques. Ce sont également des matériaux diphasiques avec le réseau de fibres en phase solide et l'air en phase fluide. Parmi les laines minérales, nous retrouvons surtout la laine de verre et la laine de roche, mais également la laine de laitier. Ces matériaux sont produits sous forme de rouleaux et de plaques. Les laines minérales sont également très légères. Elles sont essentiellement utilisées pour l'isolation thermique et acoustique de bâtiments. La laine de verre est fabriquée à partir de verre recyclé et de sable. C'est un matériau intéressant, car en plus d'être un isolant thermique et acoustique, la laine de verre protège des incendies. La laine de roche est fabriquée à partir de roches volcaniques (Basalte, Dolomite...) [18, 19].

1.2.1.2 Procédés de fabrication

Il existe plusieurs méthodes de production des fibres de laine minérale. Les principales étapes du processus sont les suivantes [91] :

- Introduction des matières premières et des sources d'énergie pour chauffer ces dernières ;
- Fusion des matières premières ;
- Fibrage et collecte des fibres ;
- Formation du matelas ;
- Étapes de finition : application de liant, durcissement, découpage, emballage...

Comme précisé auparavant, la laine de verre est obtenue à partir de la fusion de sable et de verre recyclé à une température de 1300°C. La masse fondue passe dans une filière, et par la suite dans des assiettes de fibrage en continu. Elle ressort sous forme de fibres sur qui sont pulvérisées par un polymère qui servira de liant pour former un matelas [92]. Ce dernier passe ensuite à l'étuve de polymérisation pour obtenir le produit fini. Les étapes finales sont la découpe et l'emballage de la laine.

Le procédé de fabrication de la laine de roche est similaire à la production de la laine de verre, mais présente quelques différences. Les différences se situent au cours du processus de fusion (la température est un peu plus élevée, autour de 1500°C) et de fibrage. Ce qui est également différent est que la laine de roche contient des résidus de roche infibrés qui rendent les produits plus lourds [92].

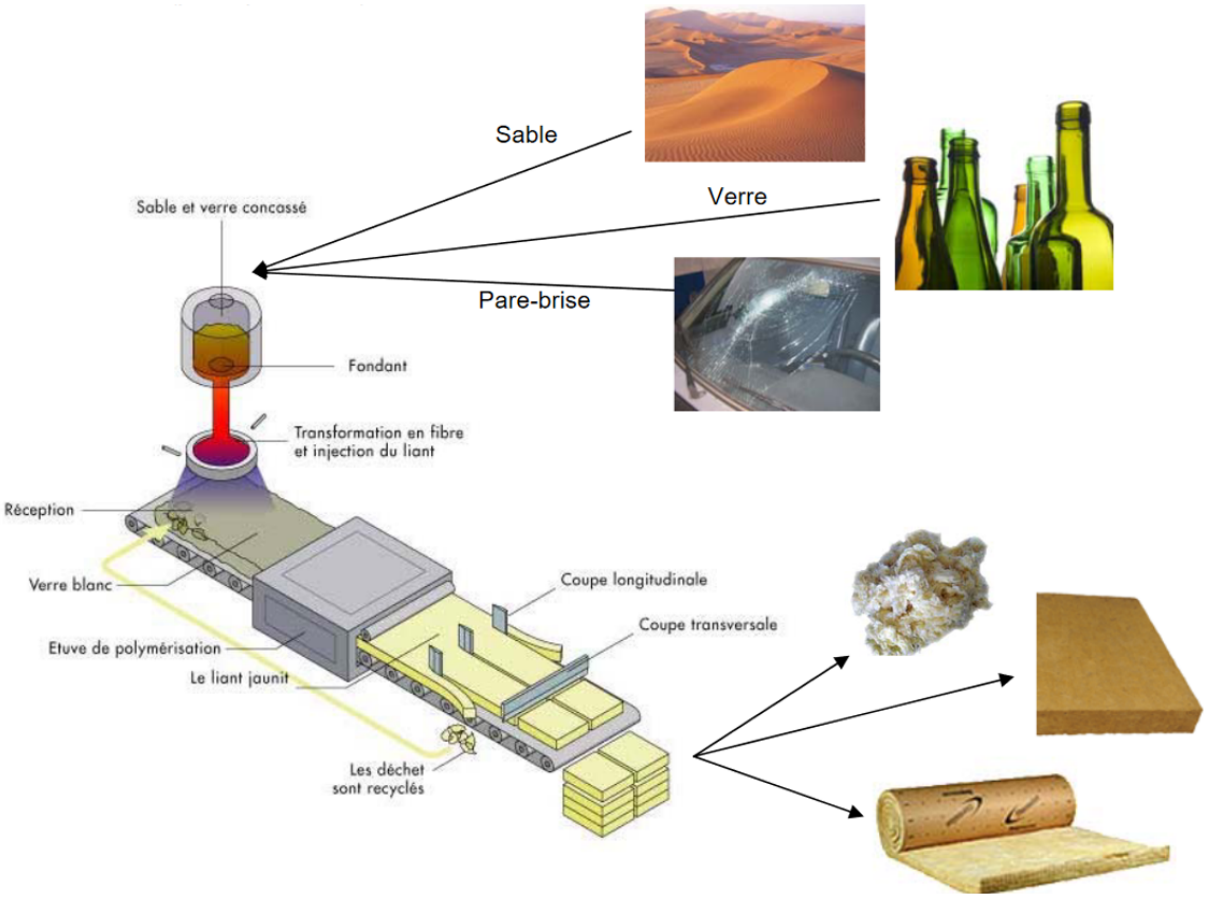


FIGURE 1.23 – Production de la laine de verre [18, 19]

1.2.1.3 Structure et propriétés physiques

Les laines minérales peuvent être classées en fonction de l'orientation des fibres dans la direction perpendiculaire au panneau isolant. L'utilisation d'un paramètre lié à l'orientation permet de classifier ces macrostructures [30, 93]. Ce paramètre est noté S_{L-C} et permet de déterminer l'orientation des fibres dans le matériau, comme nous pouvons le voir sur le tableau 1.6.

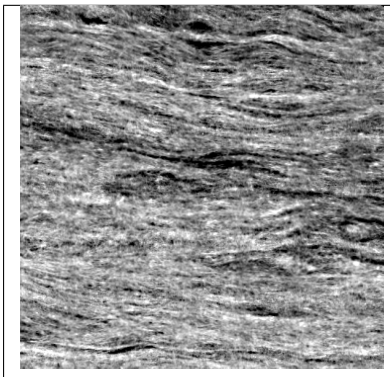
		
Orientation horizontale	Orientation aléatoire/chaotique	Orientation verticale
$S_{L-C} \leq 0.75$	$0.76 \leq S_{L-C} \leq 1.09$	$S_{L-C} \geq 1.10$

TABLEAU 1.6 – Classification de laines minérales en fonction de leur orientation [30]

Nous pouvons également définir, de la même manière que pour les mousses polymères, la porosité. Elle peut donc être déterminée en utilisant la densité relative de la mousse :

$$\psi = 1 - \frac{\rho}{\rho_m} \tag{1.56}$$

Avec ρ la masse volumique (kg/m^3) de la laine et ρ_m la masse volumique de la matière première (verre ou roche). Le terme ρ/ρ_m représente le rapport entre le volume de la partie solide de la laine et le volume total de la laine.

Le tableau 1.7 présente les propriétés physiques et thermiques de laines minérales utilisées pour l'isolation de bâtiments.

Matériau	Masse volumique (kg/m^3)	Conductivité thermique (W.m^{-1}.K^{-1})	Chaleur spécifique (kJ.kg^{-1}.K^{-1})	Classe de résistance au feu
Laine de verre	15-75	0.031-0.037	0.9-1.0	A1-A2
Laine de roche	40-200	0.033-0.040	0.8-1.0	A1-A2-B

Tableau 1.7 – Propriétés physiques des laines minérales utilisées pour les bâtiments [29]

Nous remarquons que les conductivités thermiques des laines sont un peu plus élevées par rapport à celles des mousses polymères, mais elles restent assez proches, et notamment, elles sont toujours proches de la conductivité thermique de l'air immobile.

1.2.1.4 Synthèse : Sélection de matériaux représentatifs

Parmi les isolants thermiques minéraux, notre choix s'est porté sur la laine de verre. C'est le matériau le plus utilisé parmi les isolants thermiques. Le deuxième choix aurait porté sur la laine de roche, mais nous nous focaliserons uniquement sur la laine de verre.

1.2.2 Comportement mécanique en compression

1.2.2.1 Réponse statique macroscopique

Le comportement en compression a surtout été étudié en élasticité. Il a été remarqué tout d'abord que le comportement de certaines laines minérales en statique est isotrope transverse, avec des coefficients de Poisson nuls [94, 25]. La loi de comportement de ces matériaux serait par exemple :

$$\begin{pmatrix} \sigma_{xx} \\ \sigma_{yy} \\ \sigma_{zz} \\ \sigma_{yz} \\ \sigma_{xz} \\ \sigma_{xy} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & E_1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & E_3 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & G & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & G & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{1}{2}E_1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \varepsilon_{xx} \\ \varepsilon_{yy} \\ \varepsilon_{zz} \\ 2\varepsilon_{yz} \\ 2\varepsilon_{xz} \\ 2\varepsilon_{xy} \end{pmatrix} \tag{1.57}$$

Cette loi n'est pas générale, puisque ce constat n'a été fait que pour quelques laines, et le lien avec l'orientation des fibres n'a pas été établi sur ces études. Des mesures de ces paramètres élastiques, modules d'Young et modules de cisaillement, de manière expérimentale ont été effectuées pour deux types de laines minérales [94] et confirme bien des valeurs de modules d'Young différentes entre E_1 et E_3.

D'autres éléments justifient l'anisotropie, notamment d'un point de vue acoustique, puisque des mesures de l'impédance acoustique ont été réalisées [95]. Ces essais consistaient à émettre des ondes sonores sur une laine minérale, et en faisant varier la position de la source pour connaître le changement de l'impédance selon la direction d'arrivée de la source sonore. Il a été à nouveau noté des différences d'impédances significatives entre la valeur d'impédance suivant l'épaisseur et les valeurs dans le plan des panneaux.

Au-delà de la phase élastique linéaire, la compression de la laine minérale est non linéaire, où la contrainte va peu croître par rapport à la phase élastique. Le paramètre mesuré généralement est la contrainte à 10% de déformation $\sigma_{10\%}$, paramètre mécanique proposé par la norme EN 826 [96]. Une étude de détermination expérimentale de la contrainte à 10% de déformation a été conduite sur une laine de roche de densité 150 kg/m^3 [20], en effectuant des essais selon plusieurs directions, et en faisant varier la géométrie de l'échantillon et la vitesse de compression selon la direction de l'épaisseur du panneau de la laine. Les résultats ont montré que, à 10% de déformation, le comportement mécanique de la laine n'est plus linéaire, et que le comportement est anisotrope, y compris en phase non linéaire (fig. 1.24).

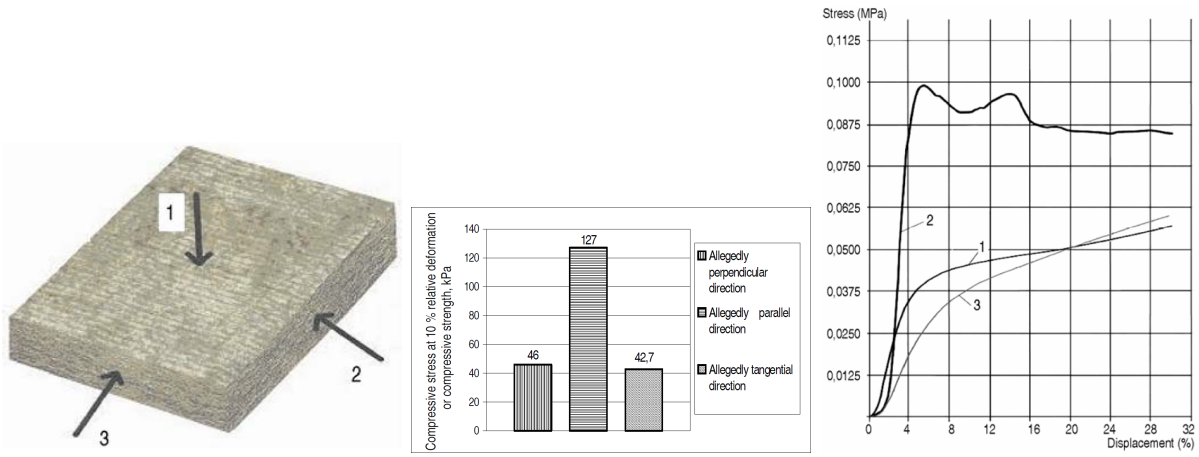


FIGURE 1.24 – Anisotropie mécanique d'une laine de roche de 150 kg/m^3 [20]

Pour ces mêmes travaux, l'influence de la vitesse de compression à de basses vitesses est illustrée en figure 1.25. Pour chaque géométrie d'échantillon, des relations empiriques

ont été établies par régression linéaire de la contrainte $\sigma_{10\%}$ en fonction du temps de compression.

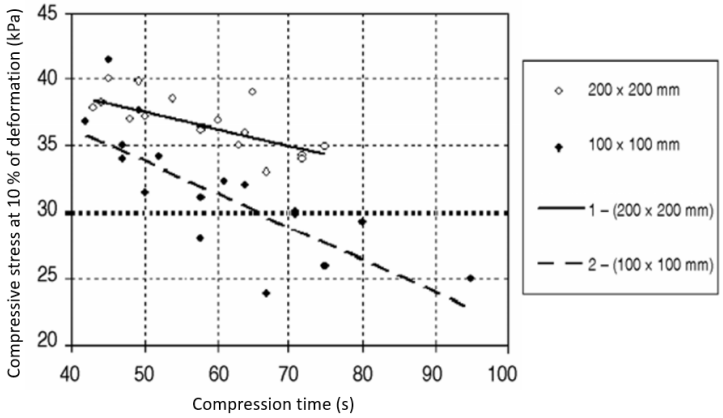


FIGURE 1.25 – Valeurs de contrainte de compression à 10% de déformation des éprouvettes de laine de roche de différentes dimensions (100 mm * 100 mm et 200 mm * 200 mm) et dépendance à la vitesse de compression [20]

Ce dernier graphique montre l'augmentation de la contrainte $\sigma_{10\%}$ avec la vitesse de sollicitation, mais montre également la dépendance de $\sigma_{10\%}$, même faible, aux dimensions géométriques. Ce dernier résultat illustre la difficulté de caractériser de manière précise le comportement mécanique des laines minérales.

D'autres laines de roche ont été étudiées, avec des densités différentes allant de 100 kg/m^3 à 150 kg/m^3. Ces laines ont la particularité de présenter une partie très dense et une partie peu dense. Pour chaque matériau, la détermination expérimentale de la contrainte à 10% de déformation a été faite pour le matériau entier, pour la partie très dense et pour la partie peu dense. Des relations empiriques ont été déduites reliant la contrainte $\sigma_{10\%}$ à la masse volumique pour chacun des trois cas : partie très dense, partie peu dense, laine entière [97].

D'autres travaux plus poussés sur des laines de densités 33 à 200 kg/m^3 ont permis de déterminer des relations empiriques pour plusieurs paramètres physiques des laines minérales [30, 98]. Notamment, la contrainte critique de compression σ_e, correspondant à la limite d'élasticité en compression [96], peut s'exprimer par la relation suivante :

$$\sigma_e = -140.66 + 0.55\rho_m + 8.06\%M + 82.35S_{L-C} \tag{1.58}$$

Avec :

- ρ_m la masse volumique de la laine ;
- $\%M$ le pourcentage de matière du liant dans la laine ;
- S_{L-C} le paramètre déterminant l'orientation des fibres.

Cette relation empirique a un coefficient de détermination d'environ 0,9 vis-à-vis de la régression linéaire, et l'écart-type de la valeur de σ_e est de 7,22 kPa. D'autres relations empiriques ont été proposées pour les paramètres $\sigma_{10\%}$ et la force à 5 mm de rétrécissement F_5 :

$$\sigma_{10\%} = -51.325 + 0.672\rho_m + 3.826\%M + 0.0498\rho_{m/ld} \tag{1.59}$$

$$F_5 = -360.87 + 7.41\rho_m + 0.023H + 0.12\rho_{m/hd} \tag{1.60}$$

Avec :

- $\rho_{m/ld}$ la masse volumique de la partie peu dense de la laine ;
- $\rho_{m/hd}$ la masse volumique de la partie très dense de la laine ;
- H la hauteur de la laine.

Des études sur le comportement mécanique en compression dans la direction de croissance ont été conduites sur des laines minérales de masses volumiques comprises entre 90 et 170 kg/m^3. Dans ces études, d'autres lois empiriques liant le module d'Young, la contrainte de compression à 10%, la contrainte limite en compression, la déformation limite en compression et la masse volumique ont été présentées [99].

Correlative parameter and the number of regression equation	$\sigma_{10\%} = b_0 + b_1 \cdot \rho$ (7)[a]	$\sigma_{cr} = b_0 + b_1 \cdot \sigma_{10\%}$ (8)	$E = b_0 + b_1 \cdot \sigma_{10\%}$ (9)
Number of tests	87	84	84
Parameters of Eqs. (7)–(9)			
Coefficient b_0	−39.3	4.4	142
Coefficient b_1	0.79	0.52	12.4
Standard deviation S_r (kPa)	5.2	3.7	126.4
Determination coefficient R^2_{yx}	0.949	0.923	0.854
$\delta = t_\alpha \cdot S_r$[b] (kPa)	6.7	4.8	163

FIGURE 1.26 – Tableau de coefficients de relations empiriques entre des paramètres mécaniques de laines minérales

Sur le tableau 1.26, les relations sont linéaires. Cependant, la relation déterminée entre le module d'Young et la déformation limite de compression est exponentielle :

$$\varepsilon_{cr} = 3.06\exp\left(\frac{259.5}{E}\right) \tag{1.61}$$

Cette étude a été étendue pour des sollicitations de traction et cisaillement sur des laines [100]. De plus, des essais de fluages sur une longue période ont été réalisés, et la réponse en déformation a été mesurée et montre une croissance de la déformation en fonction du temps. La contrainte appliquée est de $0.35\sigma_{10\%}$. La période étudiée est de 122 jours [99]. Une autre étude effectue une prédiction sur l'évolution de la déformation après 10 ans [101].

Pour toutes les études précédentes, la masse volumique était supérieure à 90 kg/m^3 et la déformation était comprise entre 0% et 30% de déformation nominale.

Une autre étude rapporte toutefois des essais de compression sur des laines de verre et laines de roche de plus faible masse volumique, respectivement de 15 et 34 kg/m^3 [21]. Parmi ces essais, des essais de compression cycliques ont été réalisés, dont la déformation atteinte est supérieure à 30% de déformation. La figure 1.27 présente les résultats de ces essais. Ces courbes semblent mettre en évidence une phase linéaire lors du premier cycle

de la laine de roche, et montrent une phase de densification à haute déformation pour les deux laines étudiées. On notera que ces résultats d'essais ne mettent pas en évidence de phase élastique pour la laine de verre.

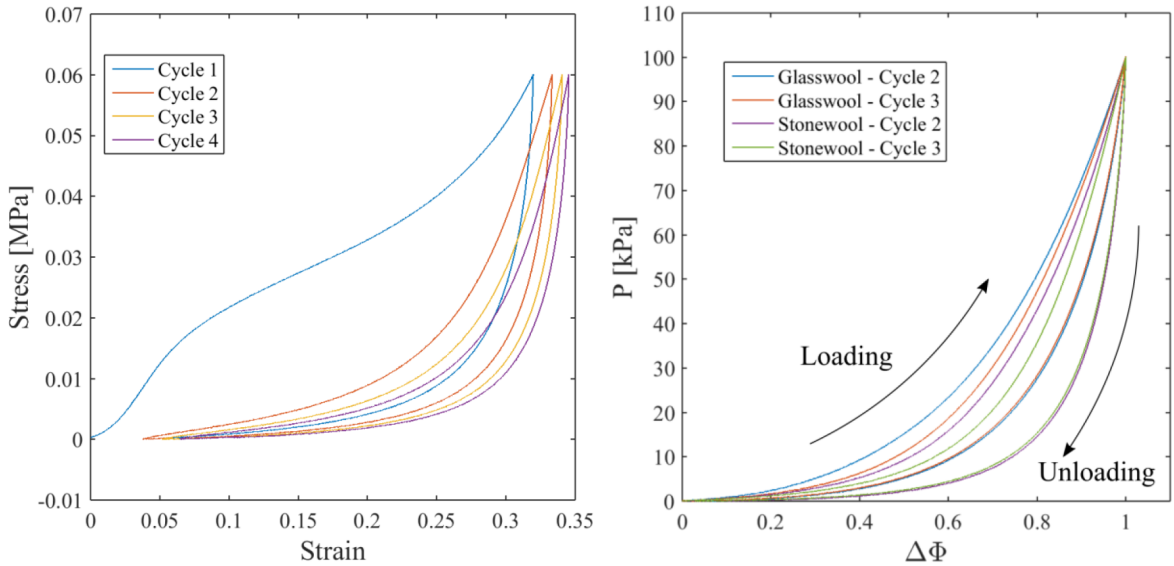


FIGURE 1.27 – Essais cycliques sur des laines minérales. À gauche : comportement mécanique cyclique de la laine de roche. À droite : contrainte en fonction de la variation du volume de fibre pour la laine de verre et la laine de roche [21]

Sur cette même étude [21], des prédictions numériques du comportement élastique isotrope transverse de laines ont été mises en œuvre par homogénéisation numérique sur un volume élémentaire représentatif des matériaux étudiés, en prenant comme données en entrée des observations géométriques de la microstructure et des caractéristiques mécaniques des fibres. Le modèle repose sur une représentation de la laine de verre comme un assemblage de poutres et des connexions représentatives de l'effet du liant. Les paramètres élastiques ont donc pu être identifiés numériquement.

En résumé, il y a eu des études en statique permettant de caractériser le matériau, mais la variabilité des observations n'a pas permis de développer des modèles théoriques simples propres aux laines minérales, contrairement aux matériaux cellulaires pour lesquels le modèle Gibson et Ashby permet de décrire par des équations simples leur comportement mécanique.

1.2.2.2 Analyse des déformations

L'analyse des mécanismes de déformations des laines permet une meilleure compréhension du comportement mécanique. L'utilisation de caméras et de microscopes est utile pour accomplir cet objectif. C'est ainsi que la méthode optique de corrélation d'images a été utilisée pour mesurer le champ de déformation à la surface d'une laine de roche [102], et de laines de verre [22, 103]. Il a été montré que le champ de déformation est hétérogène (fig. 1.28). Cette figure met en évidence une localisation de la déformation sous forme de bandes quasiment horizontales à la surface du matériau.

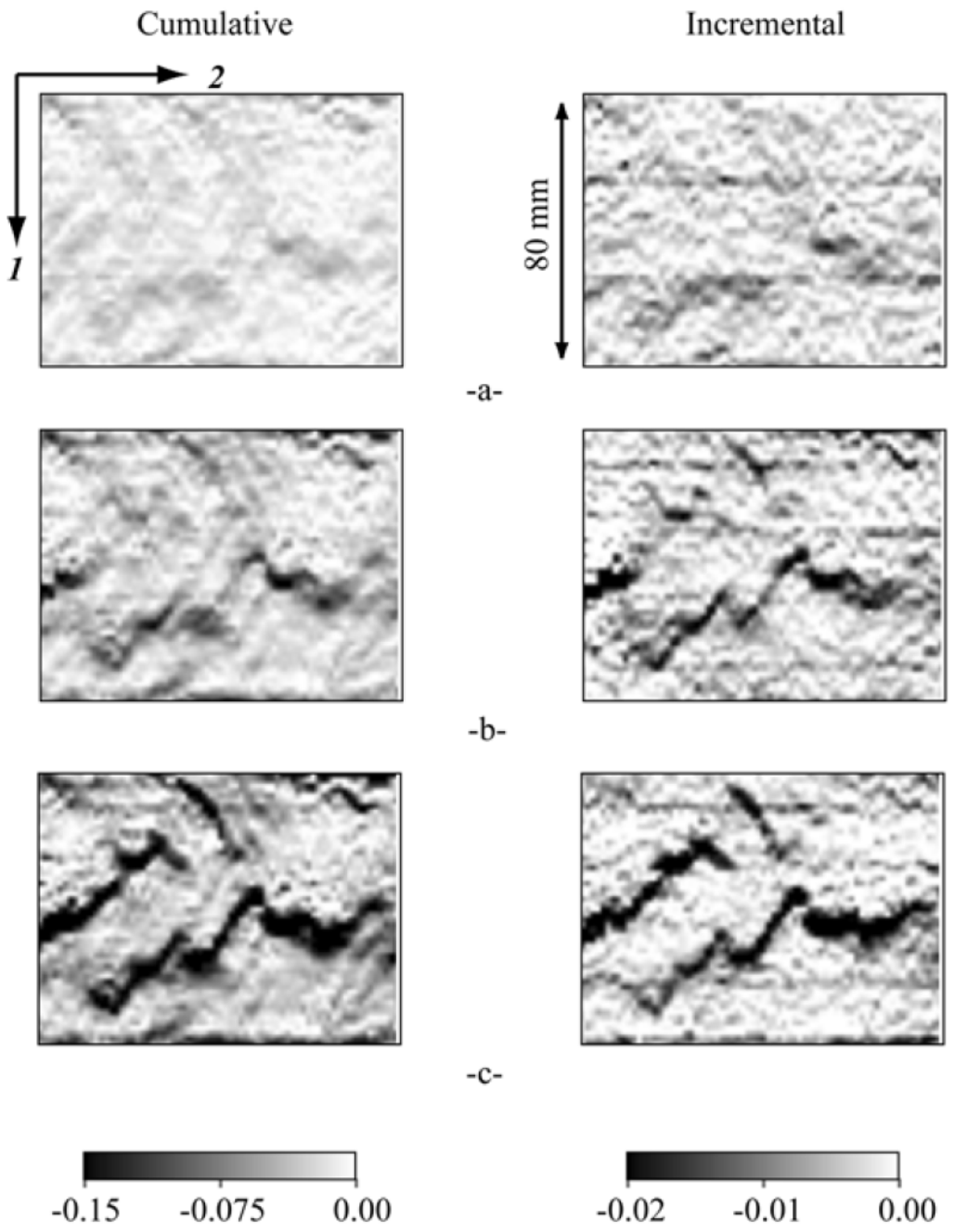


FIGURE 1.28 – Mesure des déformations d'une laine de verre par corrélation d'images numériques par deux méthodes [22]

Cette méthode a également permis d'identifier des paramètres d'élasticité au moyen d'un recalage par éléments finis [103].

La corrélation d'images numériques en 3D a également été utilisée sur des essais sur une laine de roche, pour mieux comprendre les mécanismes de déformation et pour également valider l'approche 2D d'identification des paramètres [104].

Des observations par microscope ont été réalisées sur des échantillons de laine de roche lors d'un essai de compression. La figure 1.29 montre quelques images à l'échelle microscopique d'un échantillon en compression [23].

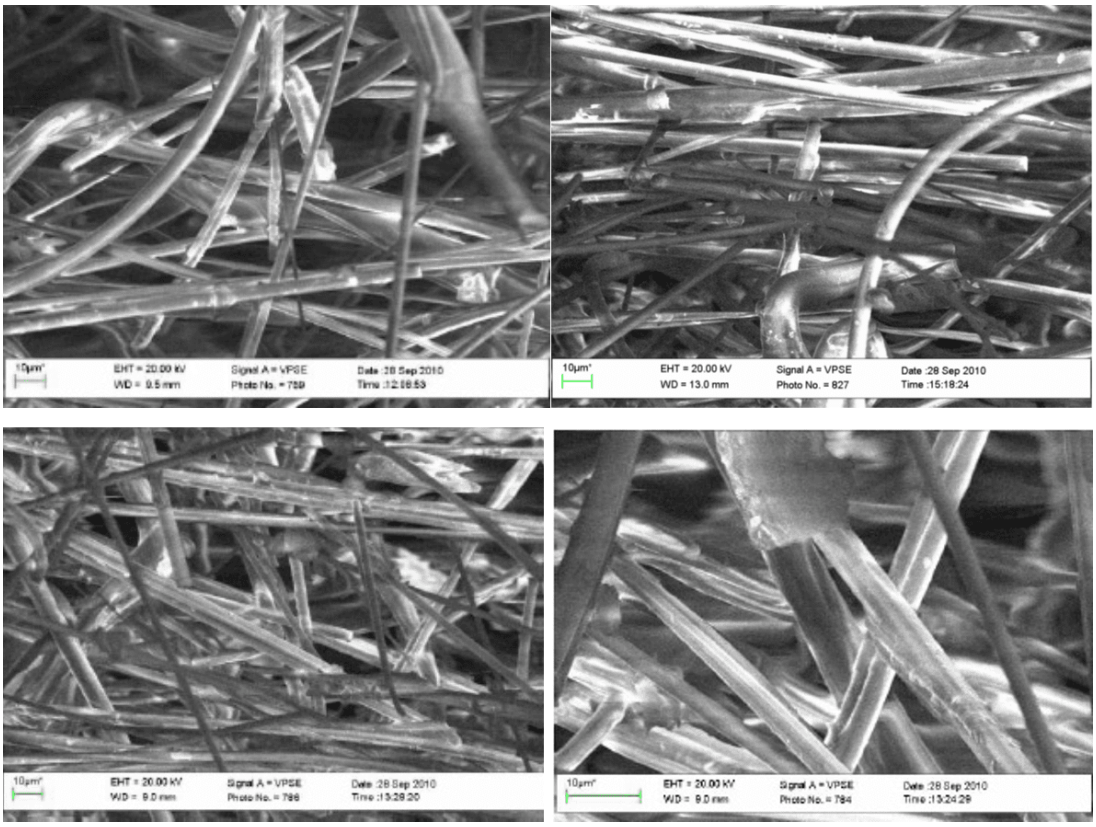


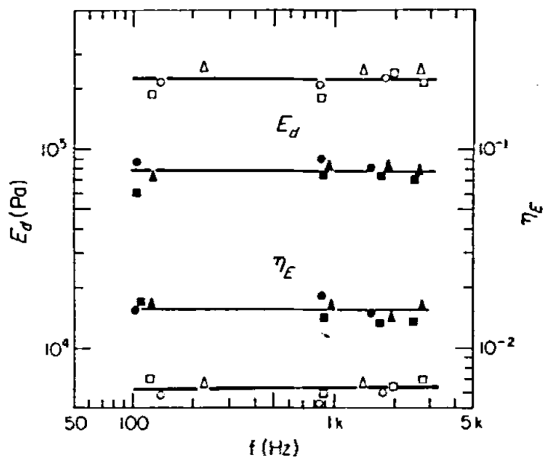
FIGURE 1.29 – Images prises par microscope. De gauche à droite, de haut en bas : état initial, 3% def, 60% def, état après essai [23]

Ces images montrent la complexité du mouvement des fibres dans le matériau. D'autres observations par microscope ont été réalisées qui montrent également l'aspect chaotique de l'orientation des fibres [105].

1.2.2.3 Réponse en régime dynamique

La réponse en régime dynamique n'a été, à notre connaissance, étudiée que de manière fréquentielle, par analyse dynamique mécanique (DMA). Nous n'avons pas pu trouver dans la littérature d'études d'essais mécaniques d'impact sur des laines minérales. Nous expliquons cette absence de données par la très grande difficulté à mesurer des contraintes dans une laine minérale puisqu'il s'agit de matériaux à faible rigidité et avec des impédances acoustiques très faibles.

Des premières études sur la dépendance fréquentielle des paramètres mécaniques et acoustiques ont été réalisées sur des laines minérales de densités comprises entre 70 et 140 kg/m^3, notamment des laines de verre, sur un intervalle de fréquence entre 100 et 3000 Hz [24, 106]. Les paramètres mesurés sont le module d'Young dynamique, le facteur de perte (ou amortissement) et la fréquence de résonance.



Material	Specimen	ρ (kg/m³)	ℓ (mm)	M/m	M/S (kg/m²)
Mineral	○	139·5	22·7	3·58	11·30
wool	□	141·0	21·0	4·58	13·50
(Isolyth)	△	134·0	16·0	3·42	7·34
Glass	●	71·8	20·1	6·16	8·87
wool	■	70·7	18·3	4·89	6·33
(Telwolle)	▲	70·6	18·0	4·57	5·81

FIGURE 1.30 – Mesure du module d'Young dynamique et du facteur de perte pour deux laines minérales [24]

Pour cette série d'essais, il a été remarqué que dans la gamme de fréquences étudiée, les grandeurs mécaniques mesurées sont constantes. Il a donc été possible de déterminer un module d'Young dynamique et un facteur de perte constant. Une autre étude similaire a également été réalisée sur une laine de roche de densité 21 kg/m^3, dont les conclusions sont également l'obtention d'un module d'Young constant dans la gamme de fréquences de 1 à 100 Hz, et d'un facteur de perte constant de 4 à 100 Hz [4].

D'autres études ont suivi avec une étude de l'influence de la fréquence sur les paramètres élastiques de laines minérales, pour des basses fréquences [94, 25]. Les courbes en figure 1.31 montrent les parties réelles et imaginaires des modules d'Young et le module de cisaillement d'une laine de verre d'isolation classique de densité 30 kg/m^3. Nous notons que s'il y a eu des tentatives de mesures du coefficient de Poisson en fonction de la fréquence, ces dernières n'ont pas été concluantes [25].

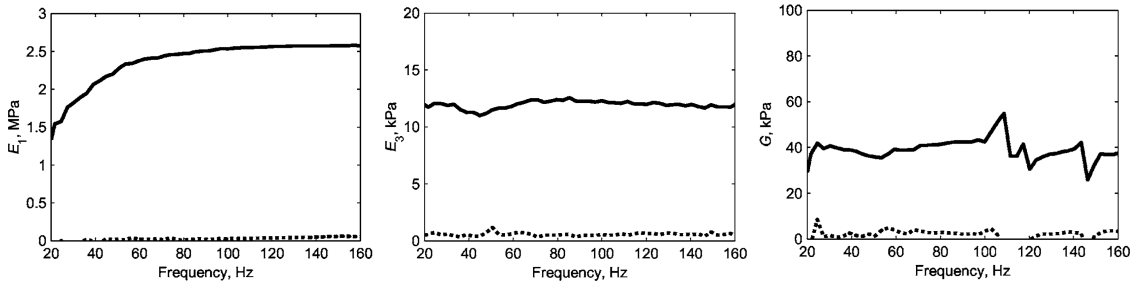


FIGURE 1.31 – Courbes des parties réelles (trait plein) et des parties imaginaires (trait en pointillée) de chaque grandeur mécanique [25]

Le comportement de la laine étant isotrope transverse, seules deux directions sont étudiées : la direction perpendiculaire à la direction du convoyeur (épaisseur du matelas), et la direction parallèle à la direction du convoyeur. Le module E_1 correspond au module dans la direction parallèle, et le module E_3 correspond au module dans la direction perpendiculaire. Ici, seul le module d'Young E_1 n'est pas constant en fonction de la fréquence, mais augmente progressivement, jusqu'à se stabiliser après 60 Hz environ. Les autres grandeurs oscillent autour d'une valeur moyenne.

Plusieurs thèses de doctorat, sur le comportement mécanique et vibro-acoustique de matériaux poro-visco-élastiques, ont été conduites avec pour objectif de développer des techniques de caractérisation mécanique fiable [59, 60]. Elles présentent des méthodes de caractérisation fréquentielle de matériaux poreux, dont des laines minérales de faibles densités (masse volumique inférieure à 50 kg/m^3). Les paramètres mécaniques élastiques ont été déterminés, mais également des paramètres acoustiques, comme la porosité, la tortuosité, la résistivité au passage de l'air [59]. Une méthode dynamique inverse a été développée pour analyser des matériaux poreux à haute fréquence, à l'aide d'une structure en poutre, mais n'a pas pu être appliquée avec succès aux laines, les mesures s'avérant trop bruitées [60].

Des travaux sur des laines minérales en fatigue sous conditions climatiques particulières ont été réalisés pour décrire le vieillissement de ces matériaux. Les échantillons ont été exposés à une température de 70°C et 95% d'humidité pendant 7 jours, et ont été soumis à des cycles de chargement. Des échantillons témoins ont également été testés en fatigue. Il a été montré une diminution de la résistance mécanique de laines soumises à des conditions climatiques extrêmes [30].

Les études sur la caractérisation mécanique des laines minérales apparaissent peu nombreuses, et mettent généralement en évidence des difficulté pour évaluer la réponse dynamique de laines minérales, notamment pour identifier certains paramètres, comme le coefficient de Poisson. C'est ainsi que ce dernier est presque systématiquement supposé égal à 0 dans la littérature, faute d'avoir pu être mesuré.

1.2.2.4 Bilan des paramètres

Le tableau 1.8 dresse un récapitulatif des caractéristiques des laines minérales étudiées en statique ou en dynamique et des grandeurs mécaniques qui ont pu être évaluées.

Matériau	**Type d'essai**	**Densité (kg/m^3)**	$\sigma_{10\%}$ **(kPa)**	**Modules d'Young (kPa)**
Laine de verre [94]	Statique	14	-	$E_1 = 0{,}225$; $E_2 = 17{,}2$
Laine de verre [94]	Statique	11	-	$E_1 = 0{,}135$; $E_2 = 10{,}3$
Laine de verre [107]	Statique	14	-	$E_x = 2{,}0$; $E_y = 120$, $E_z = 150$
Laine de verre [107]	Statique	30	-	$E_x = 16{,}0$; $E_y = 390$; $E_z = 270$
Laine de roche [20]	Statique	150	56,2	≈ 850
Laine de roche [97]	Statique	143	55	-
Laine de roche [97]	Statique	124	48	-
Laine de roche [97]	Statique	117	32	-
Laine de roche [97]	Statique	100	30	-
Laine de verre [24]	Dynamique	80	-	18,6
Laine de verre [24]	Dynamique	70	-	78,4
Laine de verre [25]	Dynamique	30	-	$E_1 = 1{,}5.10^3$; $E_3 = 12$

Tableau 1.8 – Tableau récapitulatif des paramètres mécaniques de laines minérales

1.2.3 Modélisation du comportement mécanique

1.2.3.1 Modèle de Johnson-Champoux-Allard

Le modèle de Johnson-Champoux-Allard [108, 109] est un modèle acoustique permettant de décrire les effets visqueux et thermiques au sein d'un matériau poreux diphasique. Ce modèle est utilisé pour modéliser le comportement face aux vibrations des isolants thermiques et acoustiques dans l'aéronautique [59]. Pour décrire ces phénomènes, des paramètres géométriques sont nécessaires :

- La porosité du matériau ψ ;
- La masse volumique du matériau ρ ;
- La résistivité face à l'air χ, qui est un paramètre caractérisant la capacité à ne pas faire passer l'air. C'est un paramètre calculé par le rapport entre le gradient spatial de pression et la vitesse de l'air ;
- La tortuosité α_{to}, qui est égale à la longueur moyenne relative parcourue par l'air au travers du matériau poreux ;
- Les longueurs caractéristiques visqueuse et thermique.

Ce modèle permet de prédire la masse volumique complexe et le module d'élasticité isostatique complexe, en fonction des paramètres précédents, d'autres paramètres liés à l'air (fluide) et de la pulsation (ou de la fréquence).

1.2.3.2 Modèle de Biot

Le modèle de Biot est un modèle mécanique pour décrire le comportement d'un matériau poro-visco-élastique [110]. Ce modèle est développé sous l'hypothèse des petites perturbations, pour un matériau dont le squelette serait élastique. Plusieurs formulations de ce modèle existent [60] :

- Formulation en déplacement : le matériau est repéré par le déplacement du solide et le déplacement du fluide. La contrainte due au fluide dans toutes les directions est égale à la porosité multipliée par la pression. Connaissant la loi de comportement du squelette (loi de Hooke), et en utilisant l'équation de conservation de la quantité de mouvement, nous obtenons deux équations vectorielles dont les inconnues sont les déplacements ;
- Formulation mixte déplacement-pression : le matériau est décrit par la vitesse de la phase solide et la pression de la phase fluide sur les pores ;
- Formulation à squelette immobile : la phase solide est supposée immobile, seul le mouvement du fluide est décrit.

Il convient de noter que le modèle de Biot sera différent pour un matériau présentant une isotropie transverse. L'utilisation de la loi de Hooke dans ces conditions modifie les équations et fait intervenir l'ensemble des paramètres d'élasticité.

Un dérivé du modèle de Biot est le modèle simplifié de limp, largement utilisé pour décrire le comportement de laines minérales [59]. Il suppose que la rigidité du matériau

est négligeable par rapport à celle de l'air.

1.2.3.3 Modèles de Van Wyk

Le modèle de Van Wyk est une loi de puissance permettant de décrire le comportement d'un réseau de fibres aléatoires [111]. Elle relie la contrainte à la porosité durant un essai, pour de petites perturbations.

$$\sigma = K_w E_f \left(\psi_d^3 - \psi^3\right) \tag{1.62}$$

Avec E_f le module d'Young des fibres et ψ_d la porosité après déformation, qui s'exprime par :

$$\psi_d = \frac{\psi}{1-\varepsilon} \tag{1.63}$$

Le modèle de Van Wyk peut se généraliser pour des puissances n quelconques [112] :

$$\sigma = K_w E_f \left(\psi_d^n - \psi^n\right) \tag{1.64}$$

Cette loi a déjà été utilisée pour modéliser le comportement d'une laine de verre et d'une laine de roche [21]. Plusieurs valeurs des paramètres K_w et n ont été déterminés par régression sur les courbes de deuxième cyclage et troisième cyclage pour chaque matériau.

1.2.4 Conclusion sur les isolants thermiques minéraux

Le comportement mécanique des isolants thermiques minéraux a été étudié, que ce soit en régime statique ou en régime dynamique par analyse vibratoire, et ils ont pu être classifiés parmi les matériaux visco-poro-élastique. Cependant, il n'existe pas d'étude expérimentale concluante pour identifier leur réponse face à une sollicitation dynamique de type impact ou choc. La raison pour laquelle il n'y a pas d'étude est que ce sont des matériaux de faibles densités, et de très faibles rigidités. La mesure des efforts lors de ces types d'essais est très difficile.

Le comportement mécanique des laines minérales a tout de même été identifié, et semble assez similaire au comportement des mousses polymères, avec les trois phases de comportement. Cette caractéristique semble propre aux matériaux poreux. L'utilisation du dispositif d'analyse mécanique dynamique a permis d'identifier les paramètres viscoélastiques des laines minérales.

1.3 Conclusion sur le comportement mécanique des isolants thermiques

Au cours de ce chapitre, nous avons effectué une synthèse bibliographique sur les isolants thermiques classiques, et plus spécifiquement sur leur comportement mécanique. Les études en régime statique sont nombreuses, et l'étude en régime dynamique du comportement de ces matériaux est un sujet de travail en cours.

Les isolants thermiques qui ont été passés en revue sont des matériaux poreux diphasiques. Ils sont composés d'une phase solide appelée squelette et une phase fluide qui est l'air. Leur comportement mécanique est composé de trois phases, une phase élastique linéaire, une phase plateau et une phase de densification. Le comportement est différent en fonction de la masse volumique et de la géométrie de la microstructure, et il est influencé par la vitesse de déformation et la température. Nous avons noté l'hétérogénéité des déformations de ces matériaux, et la difficulté de mesurer les efforts pour des sollicitations dynamiques de type impact.

Nous avons sélectionné deux matériaux d'études : une mousse de polyuréthane et une laine de verre. Ces deux matériaux sont issus de l'industrie et ont été étudiés sans fabrication en laboratoire. Leur caractérisation en régime statique est nécessaire afin d'avoir une référence. Ce sera le sujet du chapitre 2.

Chapitre 2

Caractérisation mécanique statique des matériaux isolants

Sommaire

2.1 Caractérisation du comportement de la mousse de polyuréthane 65

2.1.1 Matériau d'étude et protocole expérimental 65

2.1.2 Caractérisation du comportement en quasi-statique 74

2.1.3 Résultats et discussion 85

2.1.4 Synthèse sur le comportement mécanique de la mousse 102

2.2 Caractérisation du comportement de la laine de verre 105

2.2.1 Matériau d'étude et protocole expérimental 105

2.2.2 Résultats et discussions 108

2.2.3 Synthèse sur le comportement mécanique de la laine 114

2.3 Synthèse de la réponse statique des isolants 116

L'objet de ce chapitre est d'étudier le comportement mécanique en compression quasi-statique des isolants thermiques choisis au précédent chapitre. Les matériaux étudiés seront une mousse de polyuréthane produite par l'entreprise Recticel, et une laine de verre produite par l'entreprise URSA.

L'étude de la réponse en compression simple de la mousse suivant les différentes directions permettra de déterminer les paramètres mécaniques du comportement isotrope transverse de la mousse. Cependant, dans le cadre d'une utilisation comme dispositif d'atténuation des effets d'une onde de souffle, la mousse alvéolaire, élément constitutif d'un panneau, sera comprimée dans la direction de l'épaisseur du panneau, également appelée direction de croissance dans le cas des mousses polymères, suivant un mode de déformation uniaxiale (panneau). En conséquence, des essais de compression œdométrique sont également à réaliser, ce qui permettra, de plus, de déterminer l'effet de l'emprisonnement de l'air dans les cellules de la mousse.

L'étude de la réponse en compression simple de la laine ne se fera que suivant la direction de l'épaisseur du panneau de la laine, correspondant à la direction perpendiculaire à la stratification initiale pour la laine étudiée. Nous verrons également par la suite qu'il n'y aura que des essais de compression simple.

2.1 Caractérisation du comportement de la mousse de polyuréthane

2.1.1 Matériau d'étude et protocole expérimental

2.1.1.1 Généralités sur le matériau d'étude

La mousse de polyuréthane étudiée est une mousse de polyisocyanurate (PIR), produite par l'entreprise Recticel. Cette mousse est commercialisée sous forme de panneaux isolants d'épaisseur 6 cm (fig. 2.1). Du point de vue morphologique, il s'agit d'une mousse polymère rigide à cellules fermées et d'une très faible densité ayant une masse volumique de 30 kg/m^3.

Sa conductivité thermique est de 0,022 W/(m.K), ce qui donne une résistance thermique surfacique de 2,73 m^2.K.W^{-1}, en tenant compte du fait que l'épaisseur du panneau est de 6 cm. C'est donc un isolant thermique classique de haute qualité [113]. La notice technique indique également que le matériau a une résistance à la compression supérieure à 120 kPa [26].

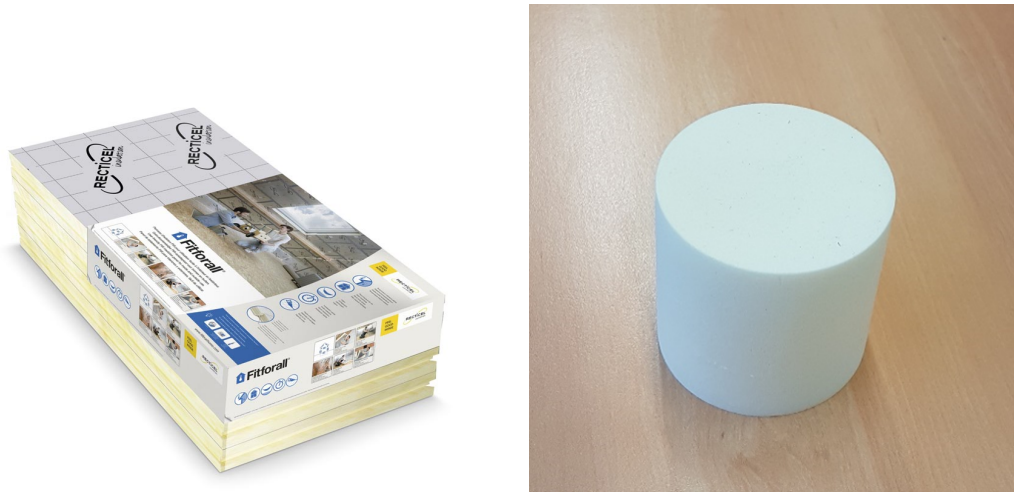


FIGURE 2.1 – Mousse de polyisocyanurate industrielle (Recticel) [26]

Pour la détermination du comportement mécanique en compression, la norme EN826 [96] fixe la méthodologie à appliquer pour effectuer des tests et le traitement des résultats. Les échantillons doivent être de section carrée de côté 50, 100, 150, 200 ou 300 mm, avec la hauteur originale du produit, qui ne doit pas être en dessous de 20 mm, sinon la précision de l'essai est réduite. Le côté de l'échantillon ne doit pas être inférieur à la hauteur de l'échantillon. La vitesse de compression de l'échantillon doit être égale au dixième de la hauteur de l'échantillon par minute (10% de déformation par minute). L'essai doit s'arrêter après que l'échantillon s'est déformé de 10%, c'est-à-dire une minute après le début de l'essai. Pour valider la répétabilité des essais, la norme suggère de faire le même essai avec aux moins 5 échantillons. Concernant le parallélisme entre les deux faces de l'échantillon, nous considérons une tolérance de 0,5% du côté de l'échantillon ou de 0,5 mm. Nous nous référons également à la norme ASTM C165 [114].

2.1.1.2 Caractéristiques physiques

Nous souhaitons d'abord vérifier la valeur de la masse volumique expérimentalement. Pour cela, nous avons pesé plusieurs échantillons et avons mesuré leurs dimensions géométriques. La masse volumique est calculée avec le rapport entre la masse mesurée et le volume de l'échantillon. Les résultats de ces mesures sont retranscrits sur la figure 2.2. Une vingtaine de mesures ont été réalisées pour obtenir ce graphique.

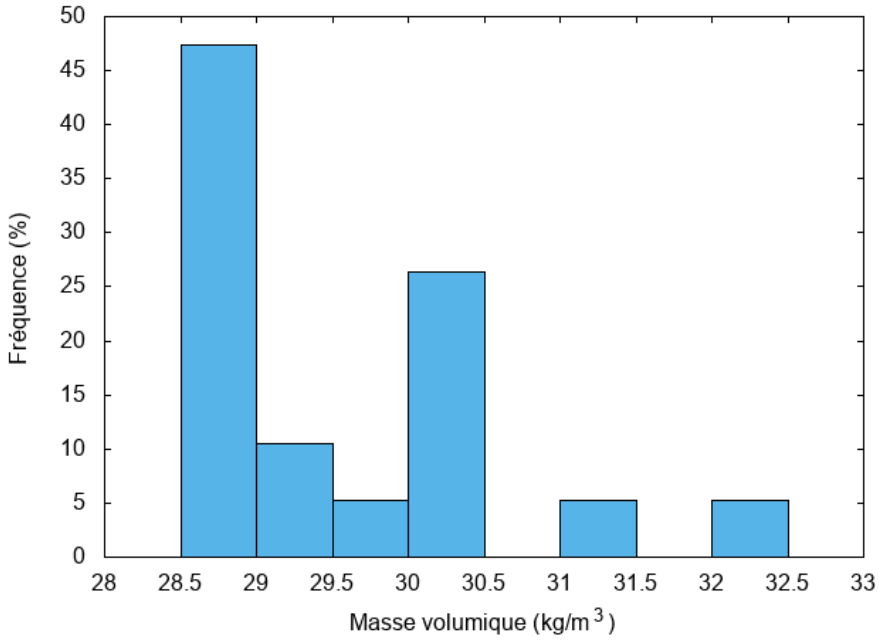


FIGURE 2.2 – Classes de fréquence de la masse volumique de la mousse

Au bilan, la moyenne des résultats obtenus des essais donne une masse volumique moyenne de 29,55 kg/m^3 et un écart-type sans biais de 0,97 kg/m^3, résultat cohérent avec la notice technique du fournisseur qui précise une masse volumique de 30 kg/m^3 avec une variabilité de 2 kg/m^3 [26].

Nous pouvons calculer l'incertitude pour chaque mesure de masse volumique par la méthode de la différentielle logarithmique (équ. (2.1)), ce qui donne des incertitudes très faibles, de l'ordre de 0,1% (l'incertitude maximale étant de 0,3%). Nous remarquons que cette incertitude est bien inférieure à la dispersion des mesures. Ceci s'explique par la microstructure aléatoire et les défauts sur les échantillons.

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} = \frac{\Delta m}{m} + \frac{\Delta V}{V} \tag{2.1}$$

En supposant une masse volumique pour le polyuréthane non alvéolaire de 1200 kg/m^3 [2], la densité relative de la mousse (équ. (1.1)) est de 0,025 ce qui permet donc de la classer dans la catégorie des mousses de très faible densité. Ceci implique que la porosité φ est autour de 97,5% (équ. (1.1)) et que la déformation maximale ε_{max} pour écraser toutes les cellules est de 96,5% (équ. (1.13)).

L'étude de la microstructure du matériau est importante pour la compréhension du comportement mécanique du matériau. Des observations au microscope optique ont été réalisées sur des coupes transversales (fig. 2.3 et fig. 2.4) et sur des coupes dans la direction de croissance (fig. 2.4). Pour la figure 2.3, nous avons utilisé un microscope et un objectif Mitutoyo avec un grossissement x20 et une caméra Moticam 2300. Pour la figure 2.4, nous avons utilisé un microscope Keyence VHX-5000 avec un objectif VH-Z500T de grossissement x500.

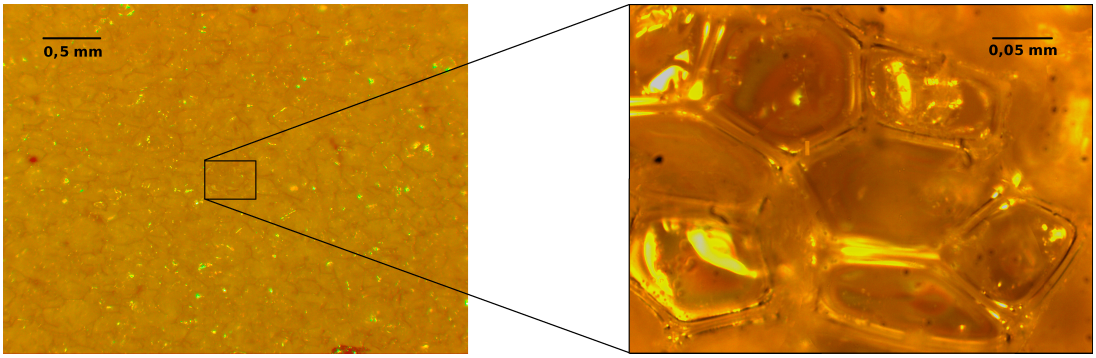


FIGURE 2.3 – Vue microscopique de la mousse - coupe transversale

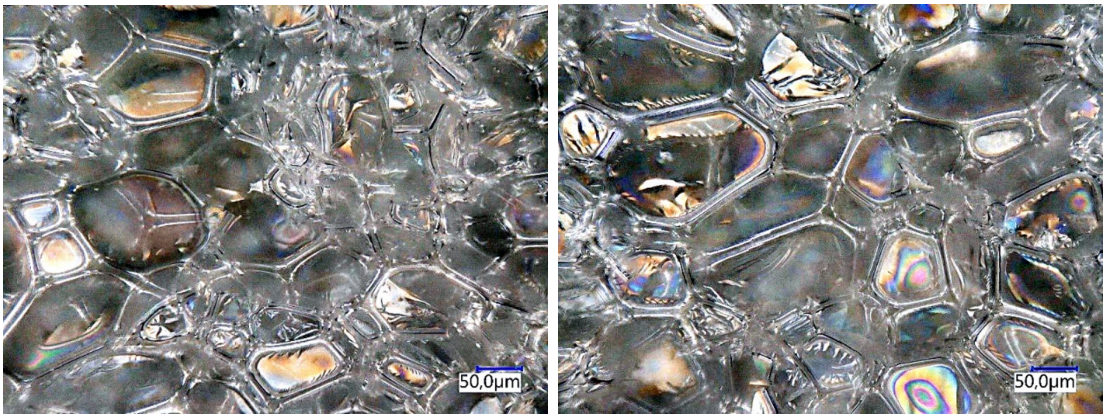


FIGURE 2.4 – Observations aux microscopes de la mousse : à gauche, coupe transversale, à droite, coupe dans la direction de croissance

Sur la figure 2.4, nous pouvons remarquer la différence des dimensions des cellules selon les deux directions. Ceci nous permet d'ores et déjà d'anticiper l'anisotropie du comportement mécanique de la mousse. La cellule a une dimension plus élevée selon la direction de croissance par rapport à la direction transversale. Ce constat dans la morphologie de la microstructure, ajouté au fait que le procédé de fabrication est par extrusion, nous permet de dire que le comportement est anisotrope. En effet, les mousses synthétiques ont un comportement généralement plus rigide dans la direction de croissance que dans la direction transversal, car les parois plus longues observées dans la direction de croissance se plient pourtant moins facilement en raison d'une plus grande raideur de rotation aux extrémités [2, 115]. Nous verrons par la suite que le comportement est en réalité isotrope transverse, ce qui signifie que le comportement est similaire entre les deux directions transversales.

2.1.1.3 Paramètres à déterminer

Compte tenu du fait que le comportement sera anisotrope, les principaux paramètres à déduire, en phase élastique, sont les paramètres indépendants suivants :

- Les modules d'Young dans toutes les directions du matériau qui, de manière pratique, seront déterminés au point d'inflexion de la réponse contrainte déformation sur la partie quasi linéaire ;
- Les coefficients de Poisson, mesurés avec la pente de la courbe de la déformation transversale en fonction de la déformation longitudinale sur la phase élastique ;
- Le module de cisaillement, déduit indirectement d'essais de compressions en supposant un comportement isotrope transverse

En phase non linéaire (phase plateau et phase de densification), les paramètres à déterminer pour toutes les directions sont les suivants [116] :

- La limite d'élasticité σ_y et la déformation à la limite d'élasticité ε_y : obtenues en utilisant la dérivée de la courbe de comportement ;
- La déformation à la densification ε_d, valeur calculée en maximisant l'efficacité énergétique lors de l'essai, définie par :

$$\eta\left(\varepsilon\right)=\frac{\int_{\varepsilon_y}^{\varepsilon}\sigma\left(\epsilon\right)d\epsilon}{\sigma\left(\varepsilon\right)} \tag{2.2}$$

- La contrainte plateau σ_p, valeur moyenne sur la phase plateau :

$$\sigma_p=\frac{\int_{\varepsilon_y}^{\varepsilon_d}\sigma\left(\varepsilon\right)d\varepsilon}{\varepsilon_d-\varepsilon_y} \tag{2.3}$$

- L'énergie absorbée W, définie comme énergie de déformation avant densification :

$$W=\int_0^{\varepsilon_d}\sigma\left(\varepsilon\right)d\varepsilon \tag{2.4}$$

- Le « coefficient de Poisson plastique apparent » : mesuré avec la courbe de la déformation transversale en fonction de la déformation longitudinale sur la phase plateau.

Ces paramètres seront déterminés selon toutes les directions. En complément de l'identification de ces paramètres, nous étudierons les mécanismes de déformation de la mousse. Concernant la contrainte en phase plateau, une autre méthode consiste simplement à mesurer la contrainte pour une déformation fixe, en fonction de la forme de la courbe. Dans la norme EN826 par exemple, il est proposé de mesurer la contrainte à 10% de déformation [96].

2.1.1.4 Protocole d'essai en compression simple

Le dispositif utilisé est une machine de traction-compression universelle électromécanique MTS, munie du logiciel « Testworks » qui permet de piloter automatiquement la machine.

Nous utilisons ce dispositif en tant que machine de compression. La machine est munie de deux capteurs, un capteur de déplacement et un capteur d'effort modulable.

FIGURE 2.5 – Machine de traction (mode compression)

Le logiciel permet de programmer le déroulé des essais, notamment la vitesse de sollicitation, la déformation à ne pas dépasser, la limitation du capteur d'effort de la machine. La procédure pour un essai statique de compression simple a été programmée. Nous utilisons deux plaques, préalablement lubrifiées par un lubrifiant sec au PTFE (Polytétrafluoroéthylène), entre lesquelles l'échantillon est disposé, également lubrifié sur la face supérieure et la face inférieure. La presse se déplace vers le bas à vitesse constante, puis remonte lorsque la limite de déformation imposée est atteinte. Si la limite du capteur de force est atteinte, la presse s'arrête immédiatement, par sécurité. Les paramètres de cette procédure sont la vitesse de déplacement, la déformation limite, les dimensions de l'échantillon, la fréquence d'acquisition des données. Deux capteurs d'efforts ont été utilisés : un capteur de 5kN et un capteur de 100 kN. Il est plus judicieux d'utiliser le capteur 5kN puisqu'il sera plus précis pour la mesure de l'effort appliquée à la mousse. Lorsque nous aurons besoin de dépasser la limite d'effort de 5 kN, nous utiliserons le capteur de 100 kN. Ce sera le cas lorsque nous allons faire un essai jusqu'à 100% de déformation. Les résultats sont directement issus des capteurs qui mesurent le déplacement et la force. À partir des mesures, nous pouvons en déduire les grandeurs de contrainte et déformation.

Avec cette machine, il est possible d'effectuer les essais à 10% de déformation par minute. En effet, les échantillons auront une hauteur de 6 cm, épaisseur du panneau, conformément à la norme EN 826 [96], et les essais à 10% de déformation par minute ($1{,}67.10^{-3}$ s^{-1}) impliquent une vitesse de déplacement de 6 mm/min, largement dans la gamme de vitesse de déplacement de la traverse. Nous effectuerons également des essais à des vitesses plus élevées, jusqu'à la vitesse de déplacement maximale de la machine de 500 mm/min.

Des essais de 100%/min sont possibles (vitesse de sollicitation à 60 mm/min, vitesse de déformation à (1,67.10^{-2} s^{-1})), cependant, les essais à 1000%/min et au-delà ne seront pas possibles. Nous effectuerons donc des essais à la vitesse limite de 500 mm/min (833 %/min, 1,4.10^{-1} s^{-1}).

Pour les essais statiques, nous utilisons une caméra à haute résolution (Prosilica GX 6600 29 Mpixels) munie d'un objectif télécentrique, permettant de filmer un essai de compression, afin d'obtenir des mesures de champ par corrélation d'images numériques. Pour des essais à des vitesses plus élevées, l'utilisation d'une caméra rapide (Photron SA5) sera requise pour augmenter la fréquence d'acquisition, et donc avoir suffisamment d'images pour la corrélation, au détriment de la résolution des images.

La corrélation d'images numériques est une méthode optique permettant d'évaluer le champ de déplacement d'un matériau sollicité à partir d'images numériques obtenues grâce à une caméra. Le principe est de déterminer le champ de déplacement d'un matériau déformé qui, appliqué à l'image du matériau à l'état initial, donne l'image du matériau déformée.

Une image est en réalité une matrice au sens mathématique, dont les composantes sont les pixels. Chaque pixel contient une valeur caractérisant son intensité appelée niveau de gris (pour des images « en noir et blanc »). Nous définissons la partie de l'image qui englobe la partie qui nous intéresse (en anglais « Region Of Interest », ROI). Cette région est sélectionnée en entrée. Le calcul du champ de déplacement se fait sur une imagette (en anglais « Zone Of Interest », ZOI), qui représente un groupement de pixels en forme de carré (fig. 2.6). C'est l'une des données en entrée qui fixe la précision du calcul. Plus le nombre de pixels dans une imagette est faible, moins le calcul sera précis dans cette imagette.

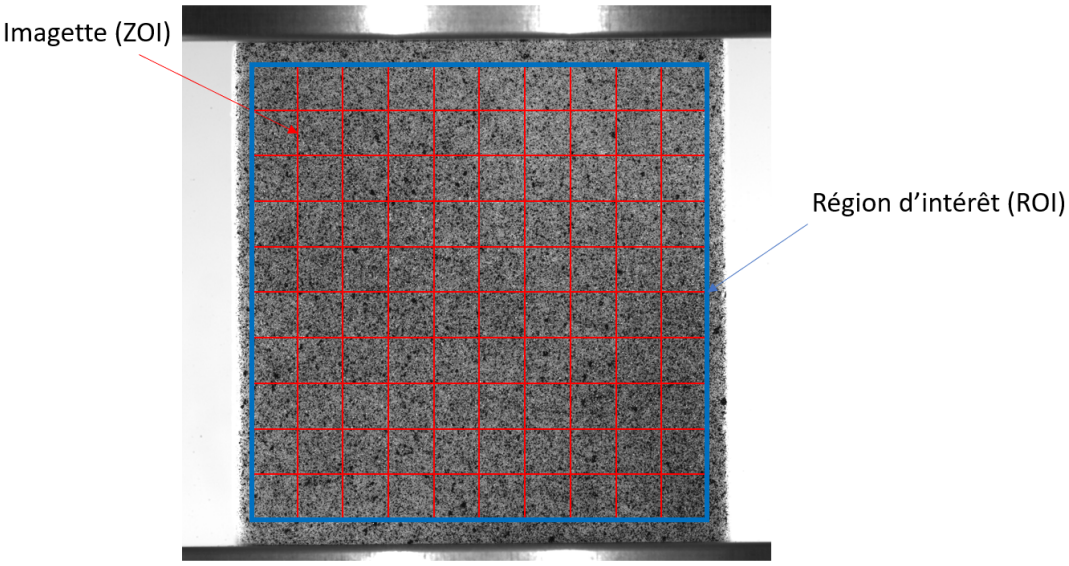


FIGURE 2.6 – Exemple de maillage en corrélation d'images numériques

Le calcul du champ de déplacement entre une image initiale de fonction $g_i(\vec{x})$ et une image déformée de fonction $g_d(\vec{x})$ est réalisé en cherchant le champ de déplacement $\vec{u}(\vec{x})$

permettant de minimiser une fonction définie sur chaque imagette Ω (équ. (2.5)).

$$\eta_{\Omega}^{2}(\vec{u}) = \iint_{\Omega} \left(g_i(\vec{x}) - g_d(\vec{x}+\vec{u})\right)^2 d\Omega \tag{2.5}$$

Pour un essai mécanique filmé, il y a une succession d'images à traiter par corrélation d'images numériques. Il existe deux méthodes pour traiter ces images : La première méthode dite séquentielle consiste à prendre une image de référence et de la comparer avec toutes les images déformées ; la deuxième méthode dite incrémentale consiste à comparer l'image 1 déformée avec l'image de référence, puis comparer l'image 2 avec l'image 1, et ainsi de suite. La première méthode est surtout utilisée dans l'hypothèse des petites perturbations, c'est-à-dire pour de faibles déformations du solide, alors que la deuxième méthode est utilisée pour de grandes transformations.

Même si la mousse possède une texture aléatoire marquée, pour éviter des problèmes de reflets sur les membranes des cellules, un mouchetis aléatoire de peintures mates, blanches et noires, est projeté sur la surface des échantillons.

Avant de commencer un essai, une image du mouchetis de l'échantillon est prise afin de vérifier si le mouchetis est de bonne qualité. Pour cela, l'histogramme du niveau de gris permet de déterminer la qualité du mouchetis.

L'intérêt de l'utilisation de la corrélation d'images numériques est d'effectuer une mesure de champ de déplacement sur toute la surface de l'échantillon et d'en déduire le champ de déformation, afin d'obtenir une information supplémentaire sur le comportement et entre autres sur la localisation de la déformation lors d'un essai.

Le logiciel de corrélation d'images numériques qui sera utilisé pour les essais statiques est le logiciel Icasoft [117, 118], développé par le LaMCoS, laboratoire de l'INSA de Lyon. Ce logiciel adopte une approche locale du calcul du champ de déplacement, c'est-à-dire que le calcul du déplacement $\vec{u}$ pour une imagette est indépendant du calcul de ce champ sur les autres imagettes.

Le programme est composé de plusieurs phases :

- Prétraitement, qui permet de choisir les paramètres de corrélation en entrée ;
- Traitement par l'algorithme de corrélation d'images, dont le temps de calcul dépend des données en entrée ;
- Post-traitement, qui permet d'afficher les grandeurs mécaniques calculées.

Après traitement, les variables en sorties sont le champ de déplacement dans le plan, les mesures de déformations de Green-Lagrange (déformation nominale) et de Hencky (déformation vraie).

Le logiciel fournit les fichiers résultats, un fichier par image déformée traitée par corrélation. Par programmation, il est possible de récupérer les données et de les ordonner sous forme de variables. Ceci passe par un traitement plus poussé des données. Le post-traitement permet d'afficher les résultats sous forme de cartographies et de courbes. L'algorithme développé est simple puisque le principe du post-traitement est d'afficher les résultats. Cependant, comme il peut y avoir plusieurs dizaines de fichiers dont les ré-

sultats sont à afficher, le numéro de l'image dont nous souhaitons les résultats doit être donné en entrée, et toutes les variables pour l'image associée seront affichées sous forme de cartographie ou sous forme de courbes.

C'est un logiciel compilé qui permet d'effectuer de la corrélation sur des images haute résolution, d'où son utilisation au détriment de l'utilisation d'un autre logiciel à disposition, Correli_{Q4} [119].

Les échantillons sont extraits d'un panneau de polyuréthane dans les trois directions. Les échantillons testés sont cylindriques et ont tous une hauteur et un diamètre égaux à 59,5 mm (6 cm environ). Une géométrie cylindrique est retenue pour les échantillons, car elle sera nécessaire pour les essais œdométriques.

Pour une caractérisation mécanique précise, des échantillons parallélépipédiques ont été découpés satisfaisant la norme EN826 [96]. Nous avons tenu à conserver un élancement de 1, puisque si l'élancement est supérieur à 1, il y aurait un effet de flambement dû à la structure et si l'élancement est inférieur à 1, nous aurions des effets de bords au niveau des faces en compression.

La matrice d'essais est établie en prenant en compte des paramètres suivants : géométrie de l'échantillon, direction de sollicitation, vitesse de sollicitation. La matrice est donnée sur le tableau 2.1.

	Échantillon cylindrique				Échantillon parallélépipédique	
Vitesse de déformation	10%/min ($1{,}67.10^{-3}$ s^{-1})	17%/min ($2{,}78.10^{-3}$ s^{-1})	100%/min ($1{,}67.10^{-2}$ s^{-1})	833%/min ($1{,}4.10^{-1}$ s^{-1})	10%/min ($1{,}67.10^{-3}$ s^{-1})	100%/min ($1{,}67.10^{-2}$ s^{-1})
Direction de croissance	2	3	2	2	2	1
Direction transversale	2	4	2	2	2	0
Direction 45°	0	0	0	0	2	0

Tableau 2.1 – Matrice d'essai pour les essais de compression simple - Mousse de polyuréthane

Nous ne nous intéressons pas à l'influence de la température sur le comportement, nous effectuerons donc des essais à température ambiante, entre 20°C et 25°C, et l'intervalle de déformation est de 0 et 90 % de déformation pour la majorité des essais.

2.1.1.5 Description du dispositif d'essais en compression confinée

Nous utilisons toujours la machine de compression MTS, mais au lieu d'utiliser les plateaux de compression, nous utilisons des cylindres pleins en aluminium de même diamètre que le diamètre des échantillons (6 cm environ), et nous utilisons des bagues de confinement en PMMA (polyméthacrylate de méthyle) d'épaisseur 5 mm, dans lesquelles nous plaçons l'échantillon prêt à être testé. Nous utilisons le PMMA pour les bagues de confinement puisque c'est un matériau de rigidité très élevée par rapport à la mousse, et qu'il a une

excellente transparence. Pour limiter les frottements, la surface latérale de l'échantillon et la surface interne de la bague de confinement sont lubrifiées avec un lubrifiant sec au PTFE. Pour s'assurer que la mesure de l'effort ne soit pas perturbée par les forces de frottement, la bague de confinement est allongée et rendue solidaire de la traverse. La photo et le schéma du dispositif sont donnés sur la figure 2.7.

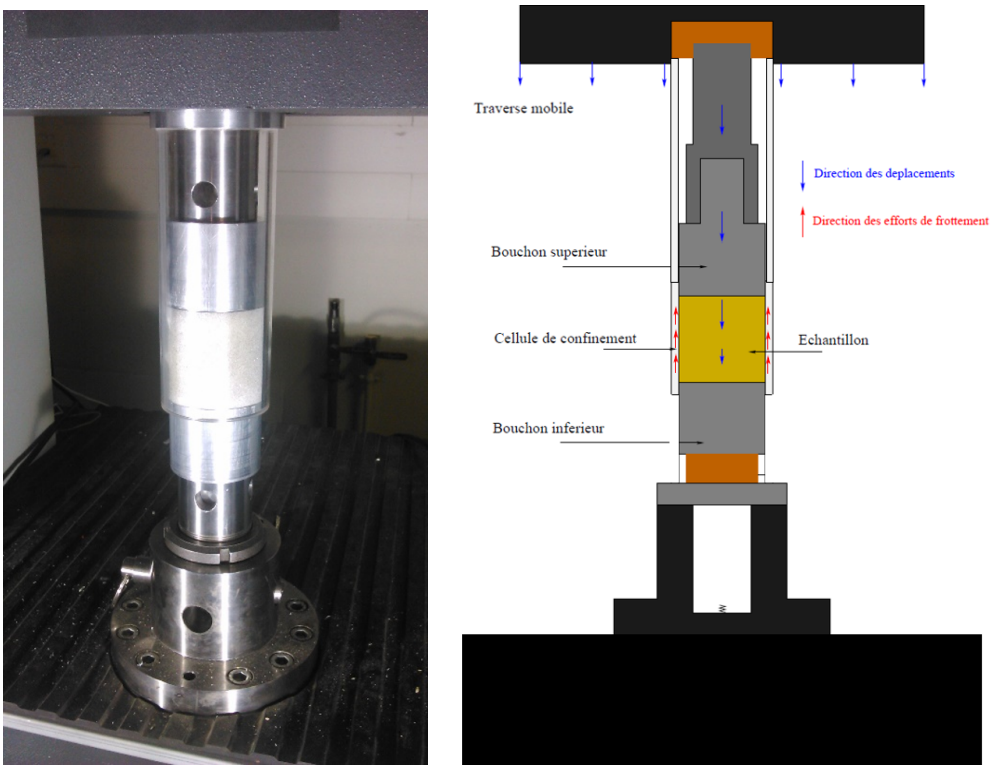


FIGURE 2.7 – Montage utilisé pour les essais œdométriques

La matrice d'essais est plus simple à établir, puisque le seul paramètre à faire varier est la vitesse de déformation imposée. Nous gardons la géométrie cylindrique pour l'intégralité des essais, et nous n'effectuerons pas d'essais selon d'autres directions. La matrice est donnée sur le tableau 2.2. Les échantillons testés sont des échantillons cylindriques dans la direction de croissance uniquement, de 60 mm de hauteur et de 60 mm de diamètre.

	Échantillon cylindrique		
Vitesse de déformation	10%/min ($1{,}67.10^{-3}$ s^{-1})	100%/min ($1{,}67.10^{-2}$ s^{-1})	833%/min ($1{,}4.10^{-1}$ s^{-1})
Direction de croissance	5	3	3

TABLEAU 2.2 – Matrice d'essai pour les essais de compression confinée - Mousse de polyuréthane

Nous ne nous intéressons pas à l'influence de la température sur le comportement en compression confinée, nous effectuerons donc des essais à température ambiante, entre 20°C et 23°C, et l'intervalle de déformation est de 0 et 90 % de déformation pour la majorité des essais.

2.1.2 Caractérisation du comportement en quasi-statique

2.1.2.1 Premières observations

Les résultats obtenus issus des échantillons définis dans le tableau 2.1 qui ont été comprimés dans les trois directions, à la vitesse de déformation de 17%/min ($\dot{\varepsilon} = 2{,}83.10^{-3}$ s^{-1}), sont donnés sur la figure 2.8. Ces résultats sont présentés sous la forme d'une loi de comportement contrainte-déformation. Nous calculons la contrainte nominale par le rapport entre la force mesurée par le capteur et la section de l'échantillon et nous calculons la déformation nominale par le rapport entre le rétrécissement absolu et la hauteur initiale de l'échantillon. Ces grandeurs seront utilisées par la suite sur les calculs de paramètres.

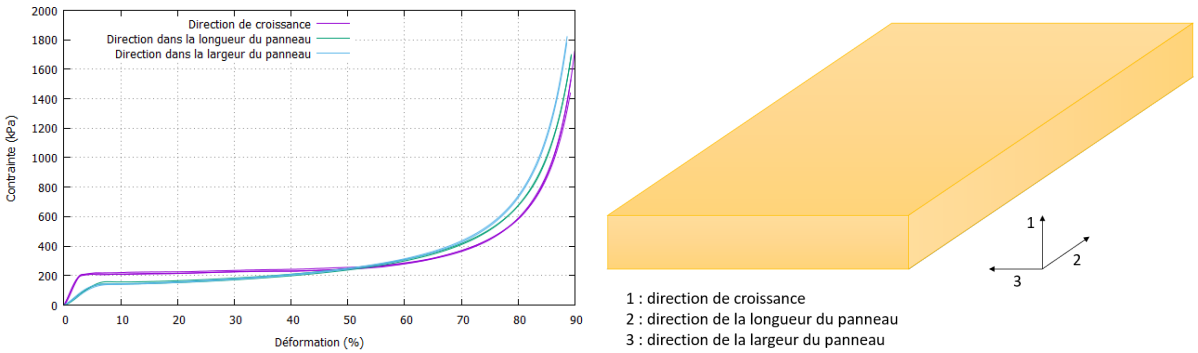


FIGURE 2.8 – Comportement de la mousse selon toutes les directions

Les courbes sont similaires en ce qui concerne le type de comportement et la tendance : nous retrouvons bien les trois phases de comportement d'une mousse. Cependant, nous notons tout de même quelques différences entre les différents échantillons. La pente de la phase élastique (module d'Young apparent) est plus faible pour les essais selon les directions transversales par rapport à l'essai selon la direction de croissance. La contrainte plateau est légèrement plus faible selon les directions transversales. Les calculs des paramètres pour ces essais donnent les tableaux 2.3 et 2.4.

Paramètre	PIR-QS-R-1	PIR-QS-R-2	PIR-QS-R-3
Module d'Young (MPa)	9,54	9,17	9,63
Limite d'élasticité (kPa)	205,92	198,38	202,89
Déformation à la limite d'élasticité (%)	3,29	2,99	2,86
Contrainte plateau (kPa)	240,76	230,49	229,98
Déformation à la densification (%)	62,17	62,14	61,47
Énergie de déformation (kJ/m^3)	145,51	139,77	137,97

TABLEAU 2.3 – Essais dans la direction de croissance - Mousse de polyuréthane

	Direction de la longueur du panneau		Direction de la largeur du panneau	
Paramètre	PIR-QS-T-1	PIR-QS-T-2	PIR-QS-T-3	PIR-QS-T-4
Module d'Young (MPa)	3,42	3,36	3,58	3,03
Limite d'élasticité (kPa)	157,62	142,49	142,35	138,34
Déformation à la limite d'élasticité (%)	7,16	6,86	6,76	7,40
Contrainte plateau (kPa)	211,64	196,86	204,06	202,10
Déformation à la densification (%)	63,76	62,35	61,94	62,98
Énergie de déformation (kJ/m^3)	125,97	115,03	118,48	118,44

TABLEAU 2.4 – Essais dans les directions transverses - Mousse de polyuréthane

Ces résultats confirment le comportement mécanique isotrope transverse attendu pour cette mousse de polyisocyanurate.

2.1.2.2 Paramètres élastiques

Les essais exploratoires ont permis de savoir que le comportement mécanique de la mousse est isotrope transverse. La loi de comportement en élasticité linéaire isotrope transverse est donnée par l'expression matricielle suivante :

$$\begin{pmatrix} \varepsilon_{xx} \\ \varepsilon_{yy} \\ \varepsilon_{zz} \\ 2\varepsilon_{yz} \\ 2\varepsilon_{xz} \\ 2\varepsilon_{xy} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{1}{E_L} & -\frac{\nu_{LT}}{E_L} & -\frac{\nu_{LT}}{E_L} & 0 & 0 & 0 \\ -\frac{\nu_{LT}}{E_L} & \frac{1}{E_T} & -\frac{\nu_{TT}}{E_T} & 0 & 0 & 0 \\ -\frac{\nu_{LT}}{E_L} & -\frac{\nu_{TT}}{E_T} & \frac{1}{E_T} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \frac{2(1+\nu_{TT})}{E_T} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{1}{G_{LT}} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{1}{G_{LT}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \sigma_{xx} \\ \sigma_{yy} \\ \sigma_{zz} \\ \sigma_{yz} \\ \sigma_{xz} \\ \sigma_{xy} \end{pmatrix} \tag{2.6}$$

Le comportement en élasticité linéaire isotrope transverse est donc caractérisé par 5 paramètres indépendants : les modules d'Young E_L et E_T, les coefficients de Poisson ν_{LT} et ν_{TT}, et le module de cisaillement G_{LT}.

Pour un essai de compression simple dans la direction de croissance, la matrice des contraintes est donnée par l'équation :

$$\underline{\underline{\sigma}} = \begin{pmatrix} \sigma_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \tag{2.7}$$

Dans ce cas, seule la composante de contrainte σ_{xx} est non nulle. Le calcul des déformations par la loi d'état donne :

$$\underline{\underline{\varepsilon}} = \begin{pmatrix} \frac{\sigma_{xx}}{E_L} & 0 & 0 \\ 0 & -\frac{\nu_{LT}\sigma_{xx}}{E_L} & 0 \\ 0 & 0 & -\frac{\nu_{LT}\sigma_{xx}}{E_L} \end{pmatrix} \tag{2.8}$$

Ceci permet de déduire la méthodologie de détermination de deux paramètres : E_L et ν_{LT}.

Dans une direction transversale, la matrice des contraintes est donnée par :

$$\underline{\underline{\sigma}} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \tag{2.9}$$

Dans ce cas, seule la composante de contrainte σ_{yy} est non nulle. Le calcul des déformations par la loi d'état donne :

$$\underline{\underline{\varepsilon}} = \begin{pmatrix} -\frac{\nu_{LT}\sigma_{yy}}{E_L} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{\sigma_{yy}}{E_T} & 0 \\ 0 & 0 & -\frac{\nu_{TT}\sigma_{yy}}{E_T} \end{pmatrix} \tag{2.10}$$

Ceci permet de déduire la méthodologie de détermination de deux autres paramètres : E_T et ν_{TT}, en faisant bien attention à la mesure de ν_{TT}, pour laquelle il faut mesurer la déformation selon l'autre direction transversale et non pas la direction de croissance.

Le module d'Young dans chaque direction sera déterminé par deux méthodes :

- La première méthode consiste à calculer le module d'Young en utilisant les données des capteurs ;
- La seconde méthode consiste à utiliser la corrélation d'images numériques, permettant de calculer la déformation d'une manière différente et d'utiliser le capteur d'effort pour le calcul des contraintes. Pour la mesure de la déformation par corrélation d'images numériques, la mesure d'une jauge numérique sera utilisée.

Nous effectuons deux essais dans la direction de croissance et nous obtenons les résultats suivants issus de la première méthode :

Direction de croissance E_L (MPa)		Direction transversale E_T (MPa)	
PIR-QS-R-4	PIR-QS-R-5	PIR-QS-T-5	PIR-QS-T-6
8,56	8,72	3,51	3,53

Tableau 2.5 – Modules d'Young calculés par capteurs de la machine

Pour la direction de croissance, la moyenne est de 8,64 MPa, et l'écart-type de 0,08. Pour la direction transversale, la moyenne est de 3,52 MPa, et l'écart-type de 0,01.

La deuxième méthode consiste à utiliser la corrélation d'images numériques sur les essais avec le logiciel Icasoft. Avec les jauges numériques proposées par le logiciel, nous pouvons relever la déformation longitudinale de l'échantillon, notamment sur la phase élastique de l'essai (fig. 2.10). En utilisant des échantillons parallélépipédiques, nous pouvons également relever la déformation transversale lors d'un essai. La figure 2.9 présente un échantillon parallélépipédique recouvert d'un mouchetis, et le graphique du niveau de gris, qui se rapproche d'une gaussienne.

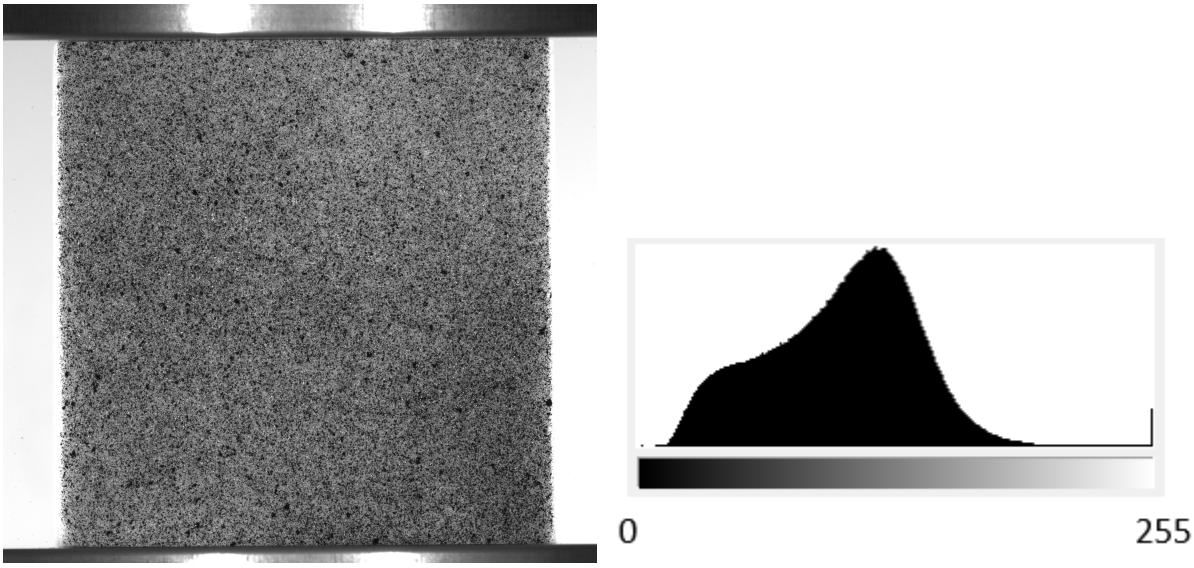


FIGURE 2.9 – Échantillon prismatique et histogramme des niveaux de gris

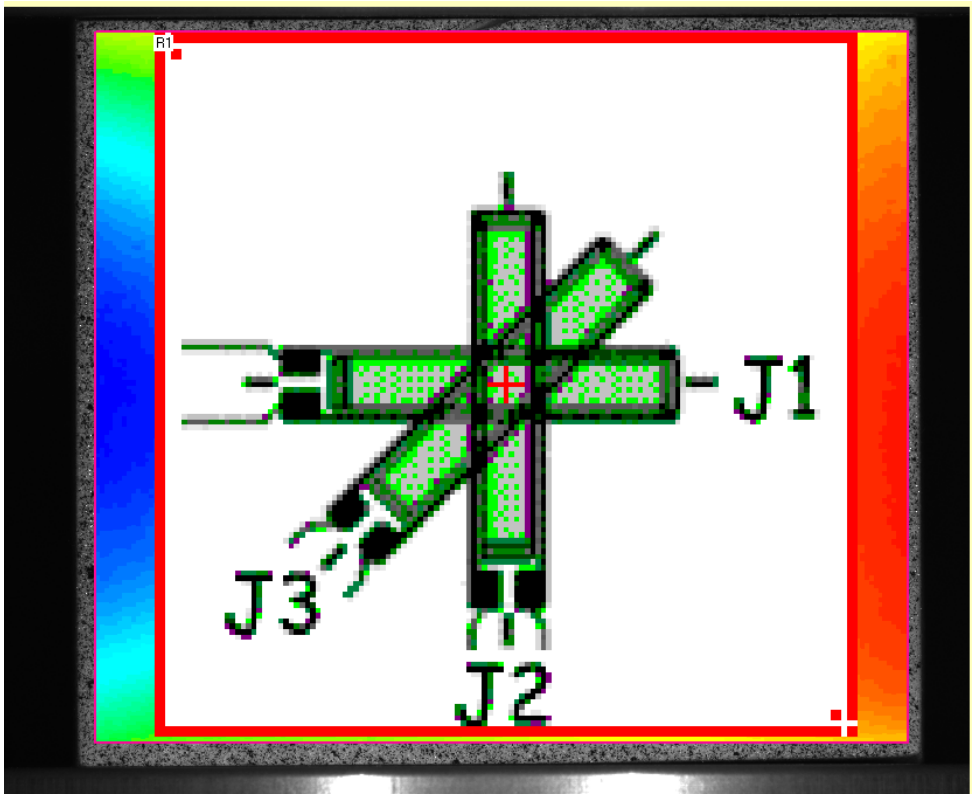


FIGURE 2.10 – Rosette de jauges à 45° exploitant les résultats de la CIN

La synchronisation entre le film et les résultats issus des capteurs permet de tracer une courbe contrainte-déformation mesurée par la jauge durant la phase de comportement élastique, que nous retrouvons sur la figure 2.11.

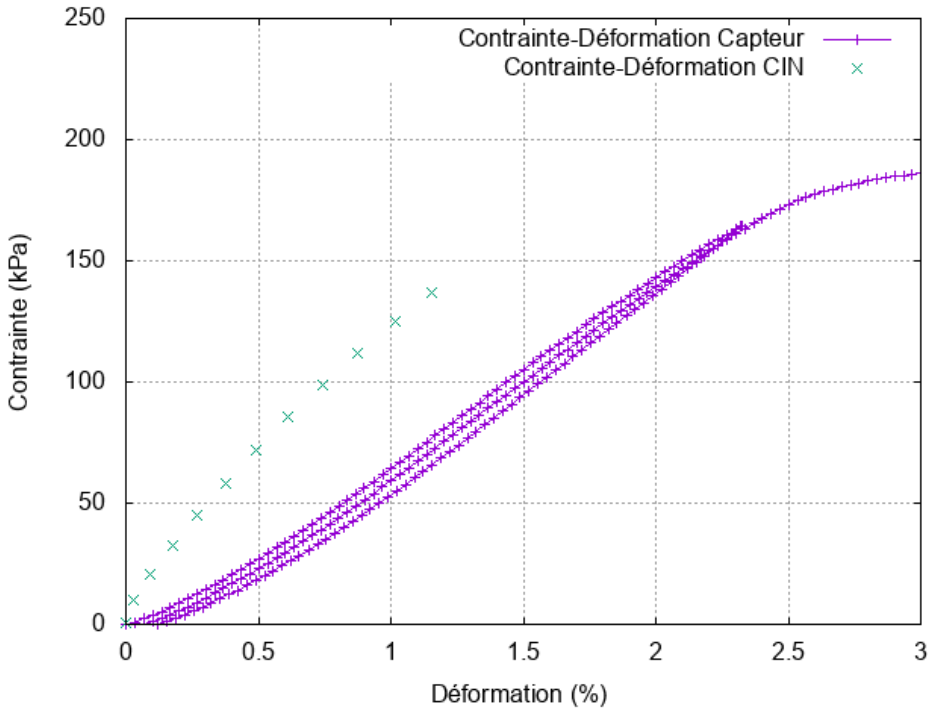


FIGURE 2.11 – Comportement mécanique - Déformation par corrélation d'images numériques (PIR-QS-R-5)

La pente de cette droite nous donne la valeur du module d'Young par corrélation d'images, qui s'avère différente des valeurs obtenues par la première méthode. Ceci s'explique par la présence du jeu entre l'échantillon et le plateau de compression au début de l'essai, ce qui fait que le déplacement mesuré par la machine est légèrement supérieur au déplacement mesuré par corrélation d'images.

Direction de croissance E_L (MPa)		Direction transversale E_T (MPa)	
PIR-QS-R-4	PIR-QS-R-5	PIR-QS-T-5	PIR-QS-T-6
10,59	11,23	4,06	4,31

TABLEAU 2.6 – Modules d'Young calculés par corrélation d'images numériques

Pour la direction de croissance, la moyenne est de 10,91 MPa, et l'écart-type de 0,32. Pour la direction transversale, la moyenne est de 4,19 MPa, et l'écart-type de 0,13.

Pour le calcul du coefficient de Poisson, la corrélation d'images est nécessaire, puisque nous n'effectuons pas de mesure de déformation par un capteur ou une jauge extensométrique, notamment parce que le matériau n'est pas adapté pour cette instrumentation, dû à une surface de contact non régulière. La jauge numérique permet également de relever la déformation transversale de l'échantillon durant l'essai, et il est donc possible de tracer la déformation transversale en fonction de la déformation longitudinale (fig. 2.12).

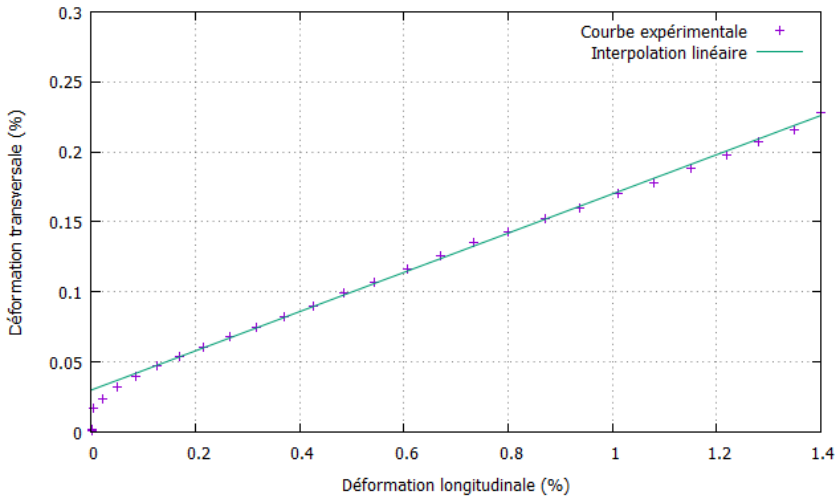


FIGURE 2.12 – Détermination du coefficient de Poisson par CIN (PIR-QS-R-5)

La pente de la courbe linéaire dans la phase élastique donne le coefficient de Poisson, valeur reportée dans le tableau 2.7 pour chaque essai. La pente sur la phase plateau donne le coefficient de Poisson plastique.

Direction de croissance ν_{LT}		Direction transversale ν_{TT}	
PIR-QS-R-4	PIR-QS-R-5	PIR-QS-T-5	PIR-QS-T-6
0,09	0,14	0,15	0,19

TABLEAU 2.7 – Coefficients de Poisson

Dans la phase élastique, nous remarquons que nous obtenons une valeur très faible du coefficient de Poisson dans les deux directions. Pour le coefficient de Poisson ν_{LT}, la moyenne est de 0,115 et l'écart-type de 0,025. Pour le coefficient de Poisson ν_{TT}, la moyenne est de 0,17 et l'écart-type de 0,02.

La procédure pour l'obtention du module de cisaillement est semblable à la méthode d'obtention des modules d'Young. Nous effectuons des essais sur des échantillons usinés à 45° par rapport à la direction de croissance, et la pente de la courbe dans la phase élastique nous donne un paramètre $E_{45°}$ permettant de calculer le module de cisaillement. La relation entre $E_{45°}$ et le module de cisaillement est donné par l'équation [120] :

$$\frac{1}{G_{LT}} = \frac{4}{E_{45°}} - \frac{(1-2\nu_{LT})}{E_L} - \frac{1}{E_T} \tag{2.11}$$

Les mesures de $E_{45°}$ sur quelques essais ont donnés les résultats, avec les deux méthodes sur le tableau 2.8.

Module d'élasticité $E_{45°}$ (MPa)	PIR-QS-45-1	PIR-QS-45-2
Méthode Capteur	5,64	5,89
Méthode CIN	6,08	7,65

TABLEAU 2.8 – Module d'élasticité $E_{45°}$

Pour le module de cisaillement, nous obtenons les valeurs données dans le tableau 2.9.

Paramètres	Valeurs
E_L (MPa)	11
E_T (MPa)	4,2
ν_{LT}	0,14
G_{LT} PIR-QS-45-1 Capteurs (MPa)	2,47
G_{LT} PIR-QS-45-1 CIN (MPa)	2,82
G_{LT} PIR-QS-45-2 Capteurs (MPa)	2,66
G_{LT} PIR-QS-45-2 CIN (MPa)	4,56

TABLEAU 2.9 – Module de cisaillement

Nous retiendrons la valeur moyenne des modules obtenus par corrélation d'images numériques, ce qui donne un module de cisaillement de 3,69 MPa avec un écart-type de 0,87 MPa.

2.1.2.3 Paramètres en phase plateau et énergie de déformation

La limite d'élasticité correspond à la contrainte de transition entre la phase élastique et la phase plateau. Elle lui est associée également la déformation à la limite d'élasticité. Ces calculs à partir de la dérivée de la contrainte par rapport à la déformation (fig. 2.13). En phase élastique, la dérivée est quasiment constante et atteint un maximum. Passée cette phase, la dérivée diminue jusqu'à s'approcher d'une dérivée nulle. Nous notons la valeur de la déformation à la limite d'élasticité à la fin de la décroissance de la courbe. La limite d'élasticité correspond à la valeur de contrainte associée à la déformation relevée.

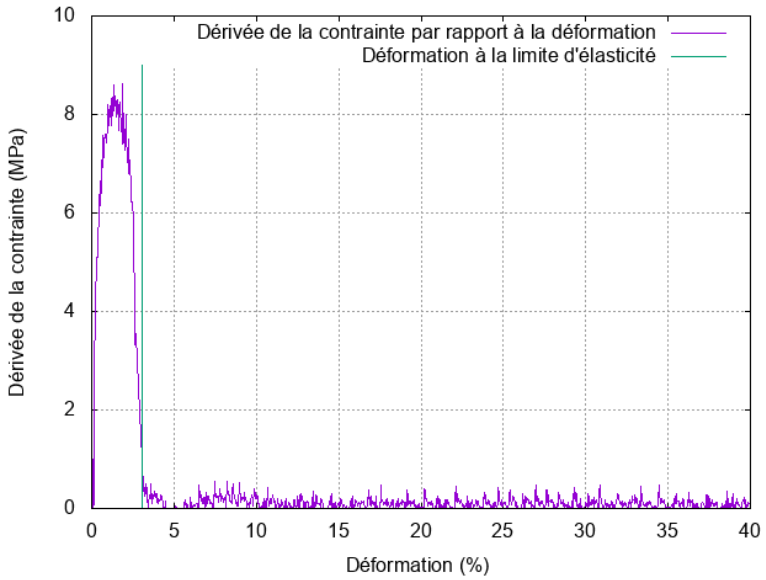


FIGURE 2.13 – Dérivée de la contrainte par rapport à la déformation

La limite d'élasticité ainsi que la déformation à la limite d'élasticité pour chaque essai sont données sur le tableau 2.10. Ces données seront utiles pour le calcul des autres paramètres.

	Direction de croissance		Direction transversale	
Réf. essai	PIR-QS-R-4	PIR-QS-R-5	PIR-QS-T-5	PIR-QS-T-6
ε_y (%)	3,10	2,95	5,23	5,12
σ_y (kPa)	190	188	117	122

TABLEAU 2.10 – Limite d'élasticité - Mousse de polyuréthane

Nous pouvons constater le comportement anisotrope du matériau puisqu'à la fin de la phase élastique, les niveaux de contraintes et de déformation sont différents entre la direction de croissance et la direction transversale. Le niveau de contrainte est plus élevé selon la direction de croissance, mais la déformation atteinte est plus faible. Pour la limite d'élasticité, dans la direction de croissance, la moyenne est de 189 kPa avec un écart-type de 1 kPa et dans la direction transversale, la moyenne est de 119,5 kPa avec un écart-type de 2,5 kPa. Pour la déformation à la limite d'élasticité, dans la direction de croissance, la moyenne est de 3,03 % avec un écart-type de 0,08 % et dans la direction transversale, la moyenne est de 5,18 % avec un écart-type de 0,06 %.

La contrainte plateau correspond à la contrainte moyenne sur la phase plateau, c'est-à-dire la moyenne entre la déformation à la limite d'élasticité et la déformation à la densification (équ. (2.3)). Il faut donc calculer la déformation à la densification avant la contrainte plateau. Le calcul de la fonction $\eta(\varepsilon)$ (équ. (2.2)) est effectué numériquement sur la courbe de comportement, et nous obtenons une fonction tracée en figure 2.14.

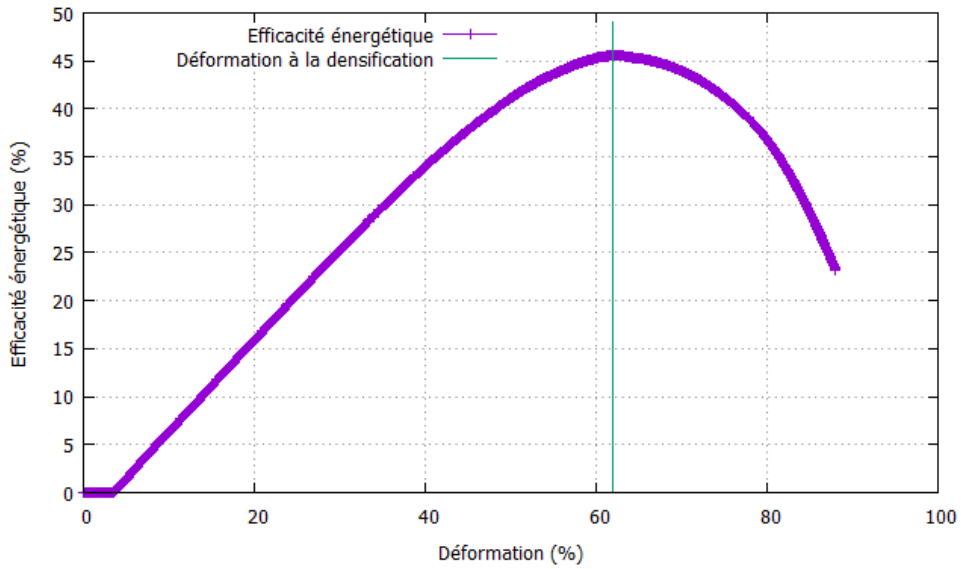


FIGURE 2.14 – Efficacité énergétique en fonction de la déformation

Cette courbe admet un maximum qui peut être relevé pour chaque essai, et qui donne la déformation à la densification ε_d, et dont les résultats sont donnés sur le tableau 2.11.

	Direction de croissance		Direction transversale	
Réf. essai	PIR-QS-R-4	PIR-QS-R-5	PIR-QS-T-5	PIR-QS-T-6
ε_d (%)	63,16	61,98	63,13	62,65

TABLEAU 2.11 – Déformation à la densification - Mousse de polyuréthane

Nous obtenons une déformation à la densification autour de 62-63 % selon toutes les directions, ce qui montre que la phase de densification est indépendante de la direction de sollicitation. Plus précisément, dans la direction de croissance, la moyenne est de 62,57 % et l'écart-type est de 0,59 %, et dans la direction transversale, la moyenne est de 62,89 % et l'écart-type est de 0,24 %. Ces résultats nous permettent de calculer la contrainte plateau pour chaque essai (équ. (2.3)), dont les résultats sont présentés dans le tableau 2.12.

	Direction de croissance		Direction transversale	
Réf. essai	PIR-QS-R-4	PIR-QS-R-5	PIR-QS-T-5	PIR-QS-T-6
σ_p (kPa)	225	226	178	182

Tableau 2.12 – Contrainte plateau - Mousse de polyuréthane

Nous remarquons que la contrainte plateau est bien plus élevée que la limite d'élasticité respectivement pour chaque essai. Comme la contrainte plateau est une moyenne sur la phase plateau, ceci traduit l'augmentation de contrainte due à un écrouissage positif. De plus, l'augmentation de contrainte est plus conséquente selon la direction transversale par rapport à la direction de croissance. Ceci est d'ailleurs visible sur les courbes de comportement (fig. 2.8). Dans la direction de croissance, la moyenne est de 225,5 kPa avec un écart-type de 0,5 kPa, et dans la direction transversale, la moyenne est de 180 kPa avec un écart-type de 2 kPa.

L'énergie absorbée par déformation est calculée sur la phase élastique et la phase plateau (équ. (2.4)). Les résultats obtenus sur les essais de caractérisation sont donnés sur le tableau 2.13.

	Direction de croissance		Direction transversale	
Réf. essai	PIR-QS-R-4	PIR-QS-R-5	PIR-QS-T-5	PIR-QS-T-6
W (kJ/m^3)	139	137	106	108

Tableau 2.13 – Énergie de déformation - Mousse de polyuréthane

L'énergie de déformation est plus élevée selon la direction de croissance par rapport à la direction transversale. Ceci s'explique du fait que le module d'Young et la contrainte plateau sont plus élevés selon la direction de croissance par rapport à la direction transversale. Dans la direction de croissance, la moyenne est de 138 kJ/m^3 avec un écart-type de 1 kJ/m^3, et dans la direction transversale, la moyenne est de 107 kJ/m^3 avec un écart-type de 1 kJ/m^3.

Nous pouvons comparer ces résultats avec la formule théorique de l'énergie de déformation (équ. (1.14)). En prenant un module d'Young à 9 MPa, une contrainte plateau à 230 kPa, une déformation à la limite d'élasticité de 3 % et une déformation à la densification de 63 %, nous obtenons une valeur de 142 kJ/m^3, proche des valeurs expérimentales obtenues dans la direction de croissance. Un calcul similaire dans la direction transversale permet également d'obtenir une énergie absorbée de 109 kJ/m^3, valeur également cohérente avec les mesures.

Nous évaluons également en complément, par CIN, la valeur du coefficient de Poisson apparent pour la phase de plateau qui est presque nulle, d'après la figure 2.15, ce qui montre que lorsque l'échantillon passe dans la phase plastique, la déformation transversale reste constante. Ce résultat est observé pour les essais dans les deux directions.

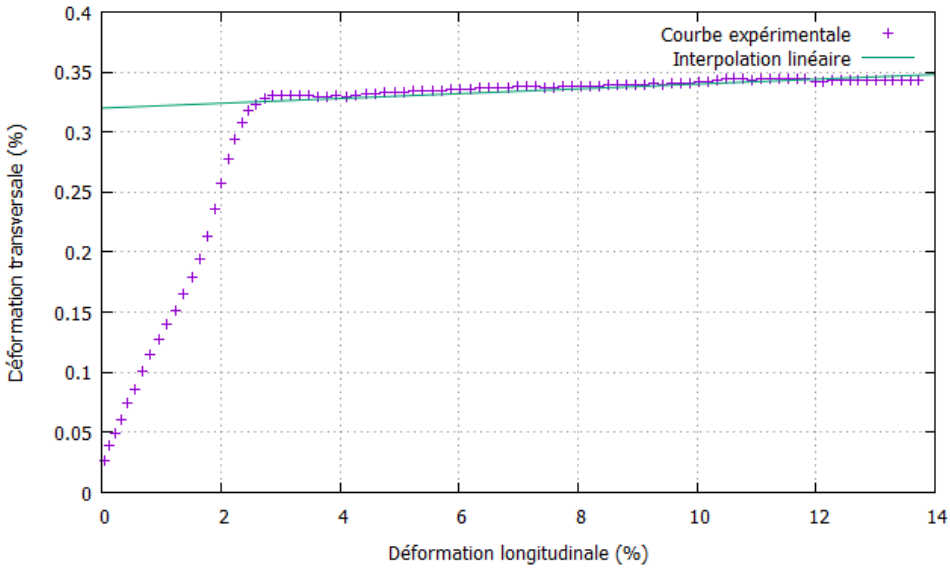


FIGURE 2.15 – Déformation transversale en fonction de la déformation longitudinale sur la phase plateau - Calcul par CIN (PIR-QS-R-5)

2.1.2.4 Autres paramètres associés au modèle de Gibson & Ashby

La détermination de la fraction de solide contenue sur les bords des cellules ϕ est possible par une méthode théorique. En effet, le modèle théorique de Gibson et Ashby donne une relation entre les paramètres du matériau et la fraction de solide sur les bords (équ. (1.3)). Il faut tout d'abord estimer le module d'Young du matériau constitutif du squelette de la mousse de polyuréthane.

Pour ce module d'Young, il est possible de se référer à la littérature pour obtenir une valeur du module d'Young du polyuréthane [2], ou il est possible d'obtenir le module d'Young par un essai sur la mousse de polyuréthane. Pour ce faire, il faut effectuer un essai de compression jusqu'à quasiment 100% de déformation avec charge et décharge, et prendre la pente au début de la décharge pour obtenir le module d'Young du matériau originel [2]. En effet, nous avons vu qu'à partir de la déformation maximale ε, les cellules de la mousse seraient totalement écrasées. Cette déformation a été estimée à 96,5%, et passé cette déformation, seul le squelette est comprimé.

Un échantillon a donc été testé jusqu'à 99% de déformation. L'utilisation du capteur 100 kN pour cet essai est nécessaire puisque nous dépassons largement les 5 kN. Nous nous sommes intéressés à la pente en début de décharge.

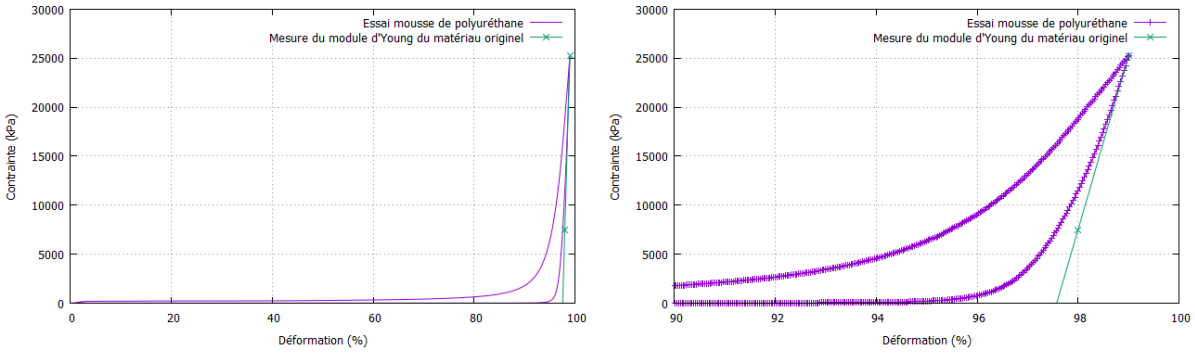


FIGURE 2.16 – Module d'Young du matériau constitutif du squelette (PIR-QS-R-7)

Nous obtenons une valeur de 1,77 GPa, valeur cohérente avec la littérature qui donne un module d'Young de 1,6 GPa pour le polyuréthane rigide [2].

Nous avons donc estimé l'ensemble des paramètres de l'équation (1.3). Cette équation est une équation du second degré ayant pour inconnue la fraction de solide sur les bords ϕ. Les solutions de cette équation du second degré sont ϕ et 1-ϕ. Nous relevons uniquement la valeur ϕ qui nous intéresse.

Nous estimons alors ϕ, en prenant les résultats expérimentaux obtenus, autour de 75 % environ, résultat cohérent également avec la littérature qui donne une valeur de 80 % pour les mousses de polyuréthane [2].

De plus, nous pouvons vérifier la formule de l'équation (1.12) en utilisant les résultats précédents et l'équation (1.10). La contrainte d'effondrement plastique est égale à 193 kPa, valeur cohérente avec la limite d'élasticité trouvée dans la direction de croissance (190 kPa).

2.1.2.5 Bilan des paramètres mécaniques

Le bilan des paramètres et du comportement mécanique en quasi-statique est donné sur le tableau 2.14 et la figure 2.17. Ce bilan ne prend en compte que les essais sur les échantillons parallélépipédiques du paragraphe 2.1.2 dont les références sont PIR-QS-R-4, PIR-QS-R-5, PIR-QS-T-5 et PIR-QS-R-6.

Réponse linéaire (CIN)	E_L (MPa)		E_T (MPa)		ν_{LT}		ν_{TT}		G_{LT} (MPa)	
Moyenne ± écart-type	10,91 ± 0,32		4,19 ± 0,13		0,115 ± 0,025		0,17 ± 0,02		3,69 ± 0,87	
Réponse non linéaire	σ_{yL} (kPa)	σ_{yT} (kPa)	σ_{pL} (kPa)	σ_{pT} (kPa)	ε_{dL} (%)	ε_{dT} (%)	ν_{pLT}	ν_{pTT}	W_L (kJ/m^3)	W_T (kJ/m^3)
Moyenne ± écart-type	189 ± 1	119,5 ± 2,5	225,5 ± 0,5	180 ± 2	62,57 ± 0,59	62,89 ± 0,24	0	0	138 ± 1	107 ± 1

TABLEAU 2.14 – Tableau de synthèse des paramètres mécaniques

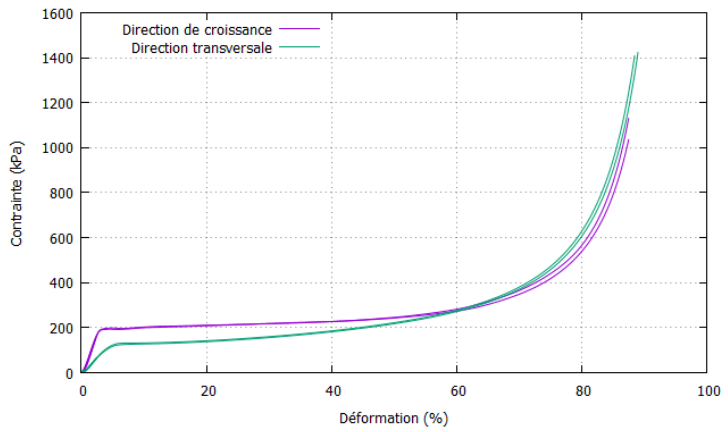


FIGURE 2.17 – Courbes de comportement des échantillons parallélépipédiques dans les deux directions

2.1.3 Résultats et discussion

2.1.3.1 Variabilité et incertitudes

Comme précisé, la mousse de polyuréthane étudiée est un matériau industriel, qui présente une microstructure aléatoire et des défauts de fabrication qui peuvent apparaître lors de la découpe d'échantillon. Les courbes de comportement ne sont pas exactement les mêmes entre deux essais, ce qui conduit à des valeurs différentes pour les paramètres identifiés. Nous noterons tout de même une valeur moyenne pour chaque paramètre avec une dispersion dont l'ordre de grandeur est bien inférieur à celui de la moyenne (fig. 2.18). Nous pouvons également tracer une courbe moyenne de comportement de la mousse de polyuréthane.

La figure 2.18 montre les courbes de comportement de l'ensemble des essais ainsi que les courbes moyennes, pour les deux directions.

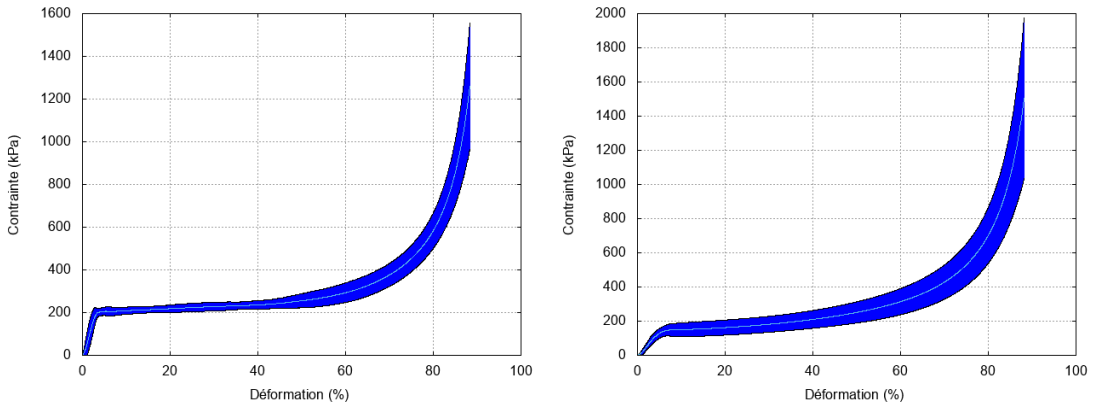


FIGURE 2.18 – Courbes moyennes et enveloppes des essais

Les essais qui ont été utilisés pour construire ces courbes sont les essais qui ont été discutés dans le paragraphe 2.1.2 (tab. 2.3, 2.4 et 2.14) complétés des essais reportés dans le tableau 2.15.

Paramètre	PIR-QS-R-6	PIR-QS-R-7	PIR-QS-T-7	PIR-QS-T-8
Vitesse de déformation (s^{-1})	$1{,}67.10^{-3}$	$1{,}67.10^{-3}$	$1{,}67.10^{-3}$	$1{,}67.10^{-3}$
Module d'Young (MPa)	9,87	9,18	5,21	5,54
Limite d'élasticité (kPa)	206,98	193,13	155,18	163,97
Déformation à la limite d'élasticité (%)	2,93	3,37	4,91	5,68
Contrainte plateau (kPa)	256,37	250,50	245,79	254,06
Déformation à la densification (%)	63,70	65,40	62,98	63,81
Énergie de déformation (kJ/m^3)	159,15	159,04	147,37	153,27

Tableau 2.15 – Résultats d'essais complémentaires en quasi-statique

La dispersion sur les courbes a été calculée en prenant 2 fois l'écart-type. Nous pouvons clairement observer la dispersion dans le comportement mécanique des mousses testées. Dans la direction de croissance, en phase élastique, la dispersion est variable, allant de 10 kPa à 65 kPa, puis en phase plateau, elle reste relativement constante, autour de 20-30 kPa et en phase de densification, elle augmente atteignant jusqu'à 300 kPa à la fin de la courbe. Le constat est légèrement différent dans la direction transversale, pour laquelle en phase élastique, la dispersion est autour de 10 kPa. L'écart-type du comportement mécanique dans la direction de croissance est en moyenne moins élevé que dans la direction transversale (fig. 2.18).

Concernant les incertitudes de mesure, les sources sur les grandeurs et paramètres calculés sont les suivantes :

- Incertitudes sur les mesures des capteurs ;
- Incertitudes sur les mesures de dimensions des échantillons ;
- Incertitudes sur la corrélation d'images numériques et la luminosité.

Les capteurs de déplacement et de force sont les deux capteurs utilisés pour obtenir les courbes de comportement. La précision du capteur de déplacement est de 0,01 mm. L'incertitude liée au capteur de force de 5kN se fait par palier : 3 N de 0 à 1 kN, 5 N de 1 à 2 kN, 8 N de 2 à 3 kN, 10 N de 3 à 4 kN et 13 N de 4 à 5 kN. Le principe est le même pour le capteur à 100 kN, qui n'a été utilisé que pour un essai, et dont l'incertitude maximale est de 200 N. Les dimensions des échantillons sont mesurées à l'aide d'un pied à coulisse dont la précision est de 0,02 mm.

Ceci permet de déterminer les incertitudes sur la contrainte et la déformation, par méthode logarithmique. Les expressions de ces incertitudes sont données aux équations (2.12) et (2.13).

$$\frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon} = \frac{\Delta u}{u} + \frac{\Delta H}{H} \tag{2.12}$$

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma} = \frac{\Delta F}{F} + \frac{\Delta S}{S} \tag{2.13}$$

Les résultats de ces calculs, pour un échantillon de hauteur 6 cm et de diamètre 6 cm donnent des incertitudes maximales de 0,05% (def) pour la déformation et de 5 kPa pour la contrainte environ. Ces incertitudes sont très faibles par rapport à la dispersion des mesures des essais de caractérisation mécanique, puisque les outils de mesures sont suffisamment précis.

Les incertitudes sur la corrélation d'images numériques et sur la luminosité sont déterminées par la manière suivante : pour chaque essai, nous avons fait la corrélation de l'image non déformée avec elle-même, ce qui devrait donner une déformation nulle, en théorie, puisqu'il n'y a pas de variation dans l'image. Cependant, ce n'est pas le cas en pratique, et il est possible de calculer l'incertitude de la corrélation d'images numériques, en observant les résultats de cette corrélation. L'autre calcul à faire est d'effectuer la corrélation d'images numériques entre deux images non déformées prises à des instants différents. La figure 2.19 montre la répartition des valeurs de déformation pour chaque cas.

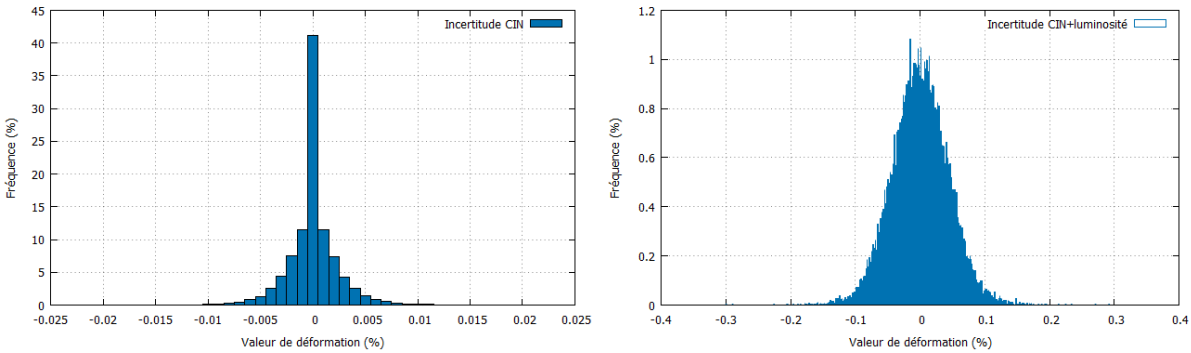


FIGURE 2.19 – Incertitude liée à la corrélation d'images numériques

Dans le premier cas, la valeur moyenne estimée est de 7,46.10^{-6} % de déformation et l'écart-type est 0,0024 %. Dans le second cas, la valeur moyenne est de -4.028.10^{-5} % de déformation et l'écart-type est de 0,0432 %. L'incertitude est calculée comme 3 fois l'écart-type, puisque plus 99% des valeurs de déformations sont dans cet intervalle. L'incertitude due à la corrélation d'images numériques est négligeable, et l'incertitude due à la corrélation et à la luminosité est de l'ordre de grandeur de 0,1%, ce qui à nouveau reste très inférieur à la dispersion du matériau.

2.1.3.2 Influence du confinement

Les essais confinés ont pour principal effet de limiter le flambement global des échantillons. Il permet également lors de la phase élastique d'empêcher l'expansion latérale, mais comme la phase élastique est une phase courte par rapport à la phase plateau, ce n'est pas l'effet principal qui sera observé. En état de déformation uniaxiale, la matrice des déformations est donnée par l'équation :

$$\underline{\underline{\varepsilon}} = \begin{pmatrix} \varepsilon_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \tag{2.14}$$

Ce qui implique que seule la composante ε_{xx} est non nulle. L'utilisation de la loi d'état (équ. (2.6)) nous donne les équations suivantes des composantes de la contrainte :

$$\varepsilon_{xx} = \frac{1}{E_L}\sigma_{xx} - \frac{\nu_{LT}}{E_L}\sigma_{yy} - \frac{\nu_{LT}}{E_L}\sigma_{zz} \tag{2.15}$$

$$\varepsilon_{yy} = 0 = -\frac{\nu_{LT}}{E_L}\sigma_{xx} + \frac{1}{E_T}\sigma_{yy} - \frac{\nu_{TT}}{E_T}\sigma_{zz} \tag{2.16}$$

$$\varepsilon_{zz} = 0 = -\frac{\nu_{LT}}{E_L}\sigma_{xx} - \frac{\nu_{TT}}{E_T}\sigma_{yy} - \frac{1}{E_T}\sigma_{zz} \tag{2.17}$$

La résolution de ces équations donne :

$$\sigma_{xx} = \left(\frac{E_L\left(1-\nu_{TT}\right)}{1-\nu_{TT}-2\nu_{TT}^2\frac{E_T}{E_L}}\right)\varepsilon_{xx} = E_{oedo}\varepsilon_{xx} \tag{2.18}$$

$$\sigma_{yy} = \sigma_{zz} = \frac{\nu_{LT}}{1-\nu_{TT}}\frac{E_T}{E_L}\sigma_{xx} \tag{2.19}$$

La pente théorique en phase élastique de l'essai œdométrique peut donc être calculée pour avoir une idée de l'influence du confinement sur le comportement du matériau. Nous obtenons une augmentation très faible de la pente en phase élastique pour une compression œdométrique.

Paramètre	Méthode CIN
E_L (MPa)	11
E_T (MPa)	4,2
ν_{TT}	0,17
E_{oedo} (MPa)	11,3
$\frac{E_{oedo}-E_L}{E_L}$	2,7%

Tableau 2.16 – Calcul de la pente théorique de la phase élastique

Les résultats des essais œdométriques en quasi-statique, à une vitesse de déformation de 10%/min, sont présentés sur la figure 2.20, ainsi que sur le tableau 2.17.

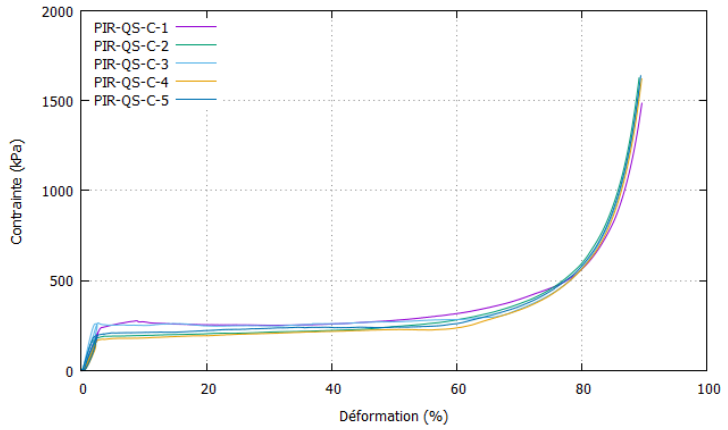


FIGURE 2.20 – Courbes d'essais de compression confinée quasistatique

Paramètre	PIR-QS-C-1	PIR-QS-C-2	PIR-QS-C-3	PIR-QS-C-4	PIR-QS-C-5
Module d'Young (MPa)	10,99	11,78	17,44	8,71	14,92
Limite d'élasticité (kPa)	239,69	182,70	258,70	168,74	188,20
Déformation à la limite d'élasticité (%)	2,90	2,40	2,10	2,31	1,92
Contrainte plateau (kPa)	268,20	221,10	263,13	206,51	231,12
Déformation à la densification (%)	61,93	60,76	65,90	59,13	59,56
Énergie de déformation (kJ/m^3)	162,60	132,52	172,19	119,63	136,13

TABLEAU 2.17 – Valeurs des paramètres mécaniques déduites des essais oedométriques

D'après ces résultats d'essais, nous constatons qu'il est difficile d'avoir une bonne reproductibilité des essais œdométriques. Nous pouvons tout de même comparer ces résultats à la courbe moyenne du comportement quasi-statique.

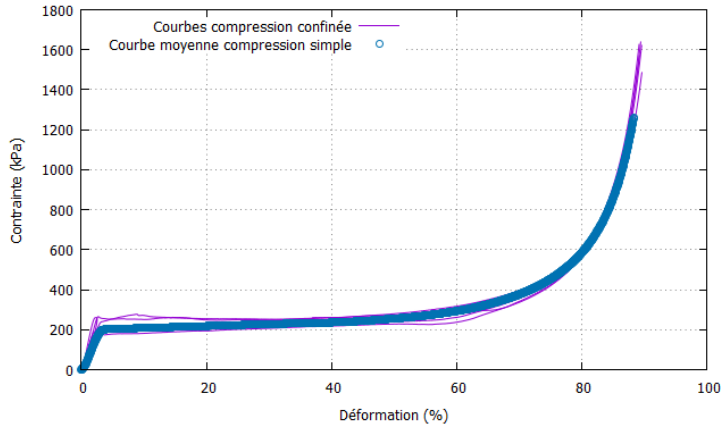


FIGURE 2.21 – Comparaison entre la courbe moyenne de comportement en compression simple et les courbes en compression confinée

Le comportement en compression œdométrique ne diffère pas significativement de celui observé en compression simple. Pour certains essais, nous pouvons remarquer une augmentation de la pente en phase élastique comme prédite analytiquement (équ. (2.18)), ainsi qu'une légère augmentation de la contrainte plateau. Ces observations de la faible influence du confinement rejoignent celles déjà effectuées sur une mousse de polychlorure de vinyle (PVC) à cellules fermées de faible densité [47]. Ces résultats s'expliquent ici par la faible valeur du coefficient de Poisson pour la phase élastique et pour un coefficient de Poisson apparent pour la phase d'écrasement égal à zéro. Nous remarquons tout de même un écrouissage plus faible dans la phase plateau, puisque la contrainte reste globalement constante. Ceci est vérifié lorsqu'on compare la contrainte plateau et la limite d'élasticité, dont les valeurs sont plus proches pour les essais en compression confinée que pour les essais en compression simple.

2.1.3.3 Influence de la vitesse

Comme il a été précisé dans le plan d'expérience (paragraphe 2.1.1), il est possible de faire varier la vitesse de la traverse de la machine. L'influence de la vitesse est étudiée sur des gammes de vitesses supérieures d'environ 1 et 10 décades : vitesse de déformation de 100%/min et vitesse de déplacement de 500 mm/min correspondants à la limite de déplacement de la machine, et correspondant à une vitesse de déformation d'environ 833%/min. Une grande majorité de ces essais ont été réalisés avec des échantillons cylindriques, et un essai a été effectué avec un échantillon prismatique et post-traité par corrélation d'images numériques pour déterminer le module d'Young à 100%/min.

Une remarque pour les essais à 500 mm/min, la traverse n'atteignant pas instantanément la vitesse de 500 mm/min dès le début, il y a une période transitoire avant d'atteindre cette vitesse. Lors de nos essais, nous avons donc placé la traverse de telle sorte à ce qu'il y ait un espace entre l'échantillon et la plaque, ce qui évite de comprimer l'échantillon à une vitesse différente de la vitesse imposée. Ce problème n'a pas été constaté pour les essais à 100%/min (la vitesse de déplacement étant autour de 60 mm/min).

Pour les essais de compression simple dans la direction de croissance, la figure 2.22 montre la comparaison entre les essais statiques et les essais à vitesse intermédiaire. Le tableau 2.18 donne les résultats obtenus pour ces essais.

En général, nous remarquons une légère influence de la vitesse de sollicitation sur le comportement mécanique. Le module d'Young et la contrainte plateau sont légèrement plus élevés pour ces vitesses-là par rapport aux essais quasi-statiques à 10%/min. La déformation à la densification ne semble pas avoir été influencée par la vitesse de sollicitation. L'essai prismatique permet tout de même de déterminer un module d'Young plus précis, et un coefficient de Poisson à 100%/min. Le module d'Young obtenu dans ce cas est de 12,22 MPa et le coefficient de Poisson est de 0,18.

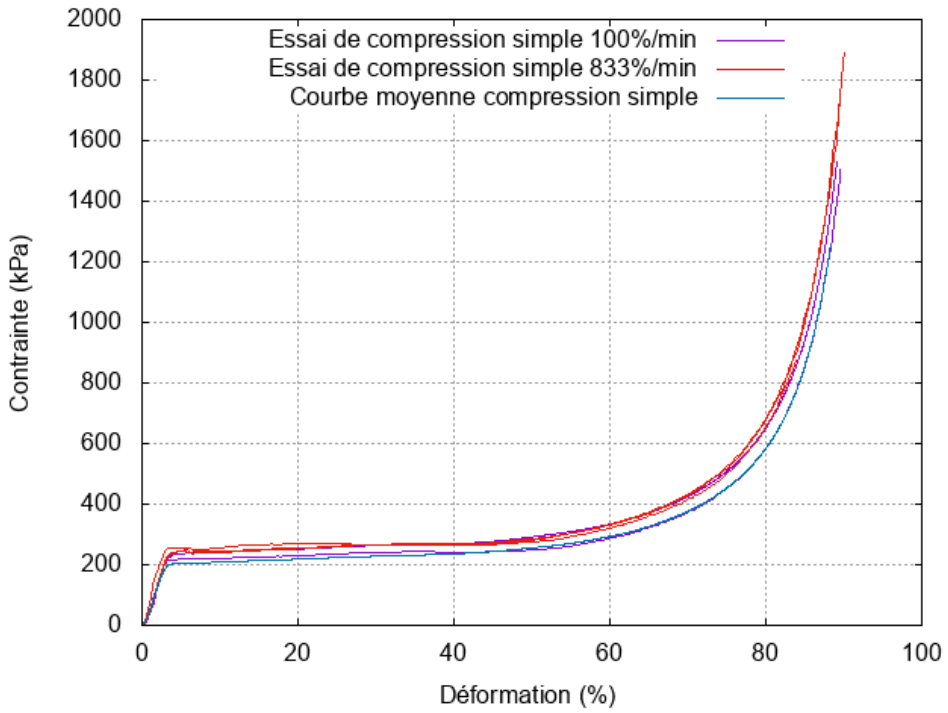


FIGURE 2.22 – Comparaison entre la courbe moyenne de comportement en compression simple quasistatique et les courbes en compression simple à basses vitesses dans la direction de croissance

Paramètre	PIR-100-R-1	PIR-100-R-2	PIR-833-R-1	PIR-833-R-2	PIR-833-R-3
Vitesse de déformation (s^{-1})	$1{,}67.10^{-2}$	$1{,}67.10^{-2}$	$1{,}4.10^{-1}$	$1{,}4.10^{-1}$	$1{,}4.10^{-1}$
Géométrie	Cylindrique	Prismatique	Cylindrique	Cylindrique	Cylindrique
Module d'Young (MPa)	10,00	8,77	10,83	11,25	12,19
Limite d'élasticité (kPa)	222,77	209,93	252,74	240,03	231,16
Déformation à la limite d'élasticité (%)	3,34	2,88	3,28	4,03	3,68
Contrainte plateau (kPa)	272,47	240,60	271,38	272,38	266,40
Déformation à la densification (%)	63,17 %	61,2 %	61,67 %	63,6 %	60,58 %
Énergie de déformation (kJ/m^3)	166,84	143,32	162,99	165,83	155,46

TABLEAU 2.18 – Valeurs des paramètres mécaniques déduites des essais de compression simple dans la direction de croissance aux basses vitesses

Pour les essais de compression simple dans la direction transversale, nous avons également étudié l'influence de la vitesse sur les paramètres mécaniques. La figure 2.23 montre la comparaison entre les essais statiques et les essais à vitesse intermédiaire. Le tableau 2.19 donne les résultats obtenus pour ces essais.

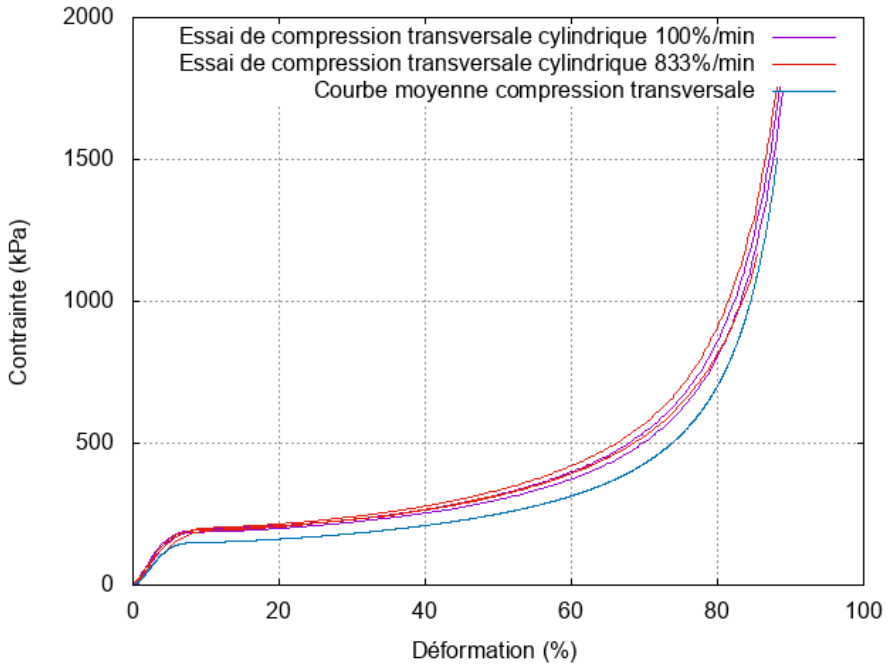


FIGURE 2.23 – Comparaison entre la courbe moyenne de comportement en compression simple quasistatique et les courbes en compression simple à basses vitesses dans la direction transversale

Paramètre	PIR-100-T-1	PIR-100-T-2	PIR-833-T-1	PIR-833-T-2	PIR-833-T-3
Vitesse de déformation (s^{-1})	$1{,}67.10^{-2}$	$1{,}67.10^{-2}$	$1{,}4.10^{-1}$	$1{,}4.10^{-1}$	$1{,}4.10^{-1}$
Géométrie	Cylindrique	Cylindrique	Cylindrique	Cylindrique	Cylindrique
Module d'Young (MPa)	4,51	4,18	2,59	4,85	4,66
Limite d'élasticité (kPa)	170,79	162,26	150,24	181,50	184,97
Déformation à la limite d'élasticité (%)	5,71	5,81	6,02	7,04	7,69
Contrainte plateau (kPa)	263,34	250,88	258,78	265,10	276,22
Déformation à la densification (%)	62,73	63,15	62,18	63,88	62,82
Énergie de déformation (kJ/m^3)	155,12	148,30	149,75	157,25	159,45

TABLEAU 2.19 – Valeurs des paramètres mécaniques déduites des essais de compression simple dans la direction transversale aux basses vitesses

Les observations effectuées pour les essais dans la direction de croissance se vérifient également ici, avec une influence de la vitesse un peu plus marquée, notamment pour la contrainte plateau. Nous remarquons toujours que la déformation à la densification ne varie ni en fonction de la vitesse ni en fonction de la direction de compression.

Enfin, nous avons étudié l'influence de la vitesse et du confinement sur la réponse mécanique de la mousse de polyuréthane. La figure 2.24 montre des essais de compression œdométriques réalisés aux différentes vitesses.

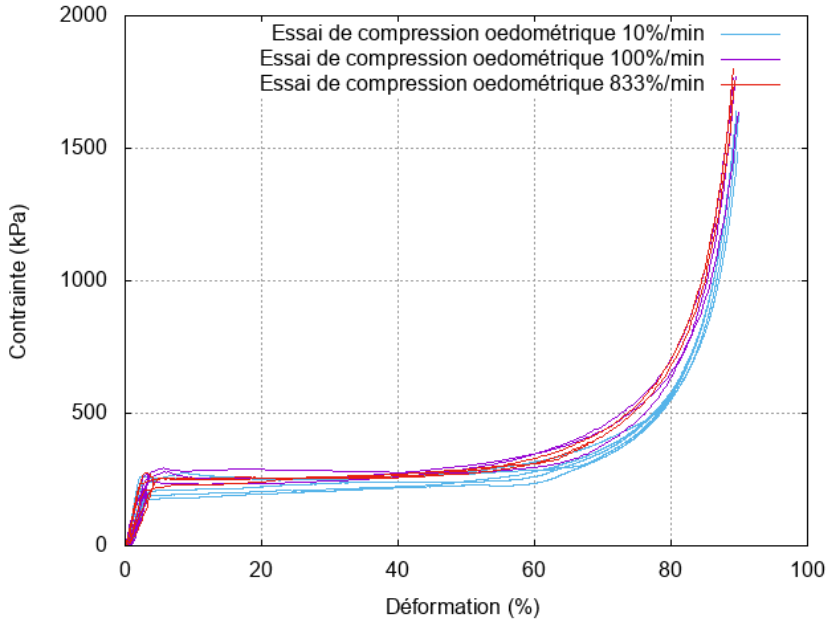


FIGURE 2.24 – Comparaison entre les courbes de comportement en compression confinée quasistatique et les courbes en compression confinée à basses vitesses

Paramètre	PIR-100-C-1	PIR-100-C-2	PIR-100-C-3
Vitesse de déformation (s^{-1})	$1{,}67.10^{-2}$	$1{,}67.10^{-2}$	$1{,}67.10^{-2}$
Module d'Young (MPa)	14,59	14,62	10,40
Limite d'élasticité (kPa)	261,80	251,70	243,27
Déformation à la limite d'élasticité (%)	2,98	2,29	3,60
Contrainte plateau (kPa)	283,42	281,23	261,58
Déformation à la densification (%)	62,88	63,94	61,53
Énergie de déformation (kJ/m^3)	174,60	174,32	158,06

TABLEAU 2.20 – Synthèse des paramètres mécaniques : essais confinés à 100%/min

Paramètre	PIR-833-C-1	PIR-833-C-2	PIR-833-C-3
Vitesse de déformation (s^{-1})	$1{,}4.10^{-1}$	$1{,}4.10^{-1}$	$1{,}4.10^{-1}$
Module d'Young (MPa)	13,17	11,98	13,45
Limite d'élasticité (kPa)	269,20	209,26	234,58
Déformation à la limite d'élasticité (%)	3,09	2,60	2,88
Contrainte plateau (kPa)	267,11	262,99	262,46
Déformation à la densification (%)	61,00	62,85	60,56
Énergie de déformation (kJ/m^3)	159,00	159,36	154,80

TABLEAU 2.21 – Synthèse des paramètres mécaniques : essais confinés à 833%/min

Ici également, l'influence de la vitesse sur le comportement mécanique en compression confinée reste faible pour ces vitesses-ci. Il n'y a pas non plus d'influence sur la déformation à la densification.

2.1.3.4 Influence de l'air

D'après les développements du chapitre 1, nous pouvons calculer la contrainte effective sur le squelette de la mousse, en effectuant la différence entre la contrainte appliquée à l'ensemble de la mousse et la pression de l'air (équ. (1.41)). Cependant, ce calcul est valable selon deux conditions :

- L'air est en train de subir une transformation isotherme ;
- L'air reste bien à l'intérieur de la mousse.

Concernant la première hypothèse, l'évaluation du nombre de Fourier nous permet de savoir si la température reste constante lors de la transformation. Le nombre de Fourier est défini par :

$$F_o = \frac{\alpha_t t_{ct}}{L^2} \tag{2.20}$$

Avec :

- α_t la diffusivité thermique définie par :

$$\alpha_t = \frac{\lambda}{\rho c_p} \tag{2.21}$$

- λ est la conductivité thermique de la mousse ;
- c_p est la capacité thermique massique à pression constante (ou chaleur spécifique) ;
- t_{ct} est le temps caractéristique de l'essai ;
- L est la longueur caractéristique du système dans lequel se produit la diffusion thermique, égale au rapport entre le volume du système et la surface d'échange.

La compression de l'air dans l'échantillon est isotherme si le nombre Fourier est supérieur à 1. Si le nombre de Fourier est inférieur à 1, la compression est adiabatique. Les données dont nous disposons sont les suivantes :

- Masse volumique : 30 kg/m^3 ;
- Conductivité thermique : 0,022 W.m^{-1}.K^{-1} ;
- Capacité thermique : 1400-1500 J.kg^{-1}.K^{-1} [29] ;
- La surface d'échange correspond à la surface latérale de l'échantillon ;
- Temps caractéristique : temps de l'essai à la vitesse de référence de 10%/min (charge uniquement, l'essai dure 9 minutes : 540 s) ou temps pour arriver à la densification, puisque nous nous intéressons uniquement à la contrainte du squelette avant densification (en 6 minutes pour atteindre 60 % de déformation : 360 s).

Avec ces données, la diffusivité thermique est autour de 5.10^{-7} m^2.s^{-1} et la longueur caractéristique est de 1,5 cm. Le calcul donne un nombre de Fourier autour de 1 ($F_o = 0.83$ pour un temps caractéristique de 360 s). Dans ce cas, l'hypothèse n'est pas vérifiée. Le calcul sera effectué suivant deux cas de figure : compression isotherme de l'air (équ. (1.40)) et compression adiabatique de l'air (équ. (1.46)).

Pour la deuxième hypothèse, nous avons réalisé des essais de compression dans l'eau, et nous avons filmé les essais afin de savoir à partir de quelle déformation l'air s'échappe de la mousse de manière significative. Les résultats de l'essai sont illustrés en figure 2.25.

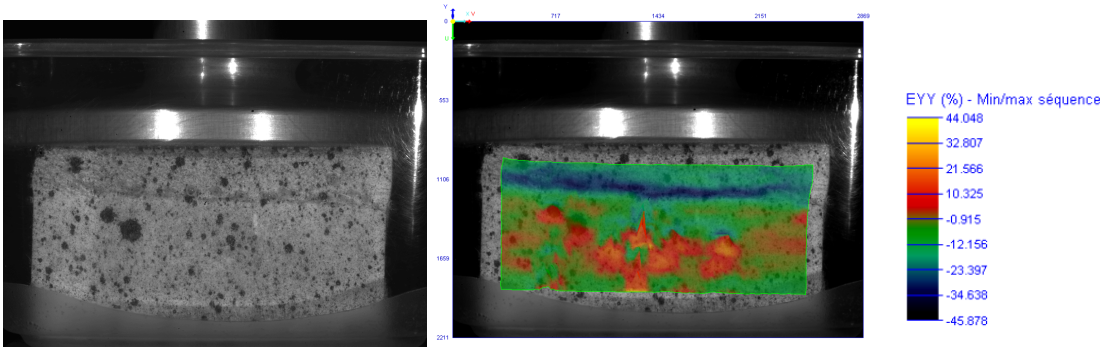


FIGURE 2.25 – Compression d'un échantillon de mousse dans l'eau : instant d'apparition d'un échappement d'air

Comme nous avons pu le remarquer sur les séquences d'images, l'air ne s'échappe de manière significative qu'à partir d'une déformation moyenne de l'échantillon de 30%. La formule proposée ne sera donc valable que dans l'intervalle de déformation de 0 à 30%, évolutions en traits pleins sur la figure 2.26.

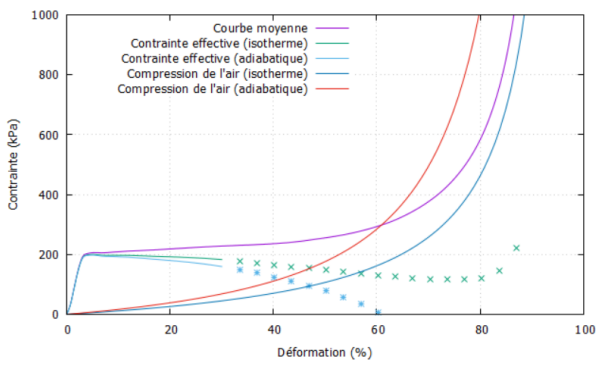


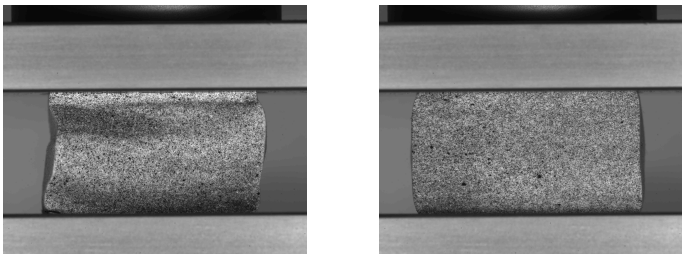
FIGURE 2.26 – Estimation de la contrainte effective en régime statique

Dans cette gamme de déformation, et après la phase élastique, le plateau de la contrainte effective reste globalement constant, avec une contrainte qui diminue très légèrement. Cela signifie que la contrainte dans le squelette est constante, et que le début de la diminution devrait être dû à l'effondrement des cellules.

2.1.3.5 Hétérogénéité des déformations

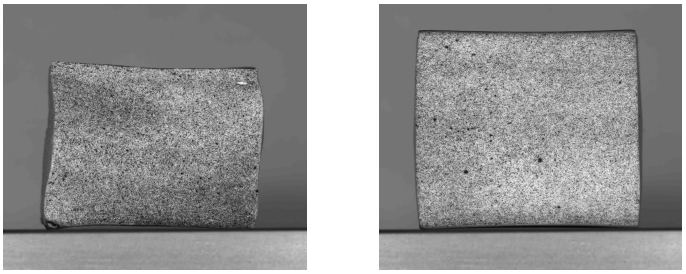
Si l'utilisation du suivi d'essai par imagerie nous a permis d'identifier plus précisément les propriétés d'élasticité de la mousse au moyen de la corrélation d'images numériques, il va également nous permettre de mieux appréhender les mécanismes de déformation de la mousse. Tout d'abord, de manière globale, sur les figures 2.27, 2.28, 2.29 et 2.30, nous pouvons observer quelques échantillons durant la compression et après compression, dans les deux directions.

L'analyse des images met en évidence une autre différence significative entre les essais dans les deux directions. La déformation se localise fortement dans une ou plusieurs bandes pour les essais de compression dans la direction de croissance avec apparition d'un flambement global très marqué (fig. 2.27a et 2.29a). À contrario, la déformation apparaît plus diffuse dans les directions transverses et seul un très léger flambement global est observé (fig. 2.27b et 2.29b). Pour ces mêmes essais, l'échantillon reprend plus facilement sa forme initiale que pour les essais dans la direction de croissance, ce qui indiquant un comportement se rapprochant de celui d'une mousse élastomère [2].



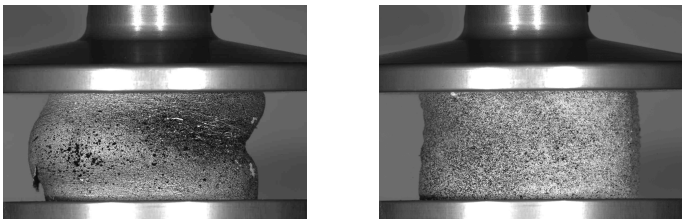
(a) (b)

FIGURE 2.27 – Parallélépipède - modes de déformation : (a) sens de croissance, (b) sens transverse



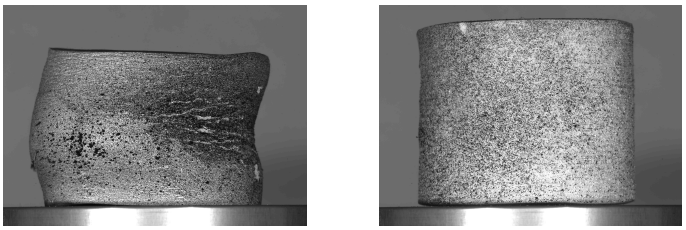
(a) (b)

FIGURE 2.28 – Parallélépipède - état relâché : (a) sens de croissance, (b) sens transverse



(a) (b)

FIGURE 2.29 – Cylindre - modes de déformation : (a) sens de croissance, (b) sens transverse



(a) (b)

FIGURE 2.30 – Cylindre - état relâché : (a) sens de croissance, (b) sens transverse

À partir des résultats de la CIN, nous pourrons nous intéresser plus finement à l'évolution du champ de déformation au cours d'un essai. Sur la figure 2.31, nous traçons la courbe de comportement, ainsi que le champ de déformation à plusieurs instants, pour un essai de référence à 10%/min.

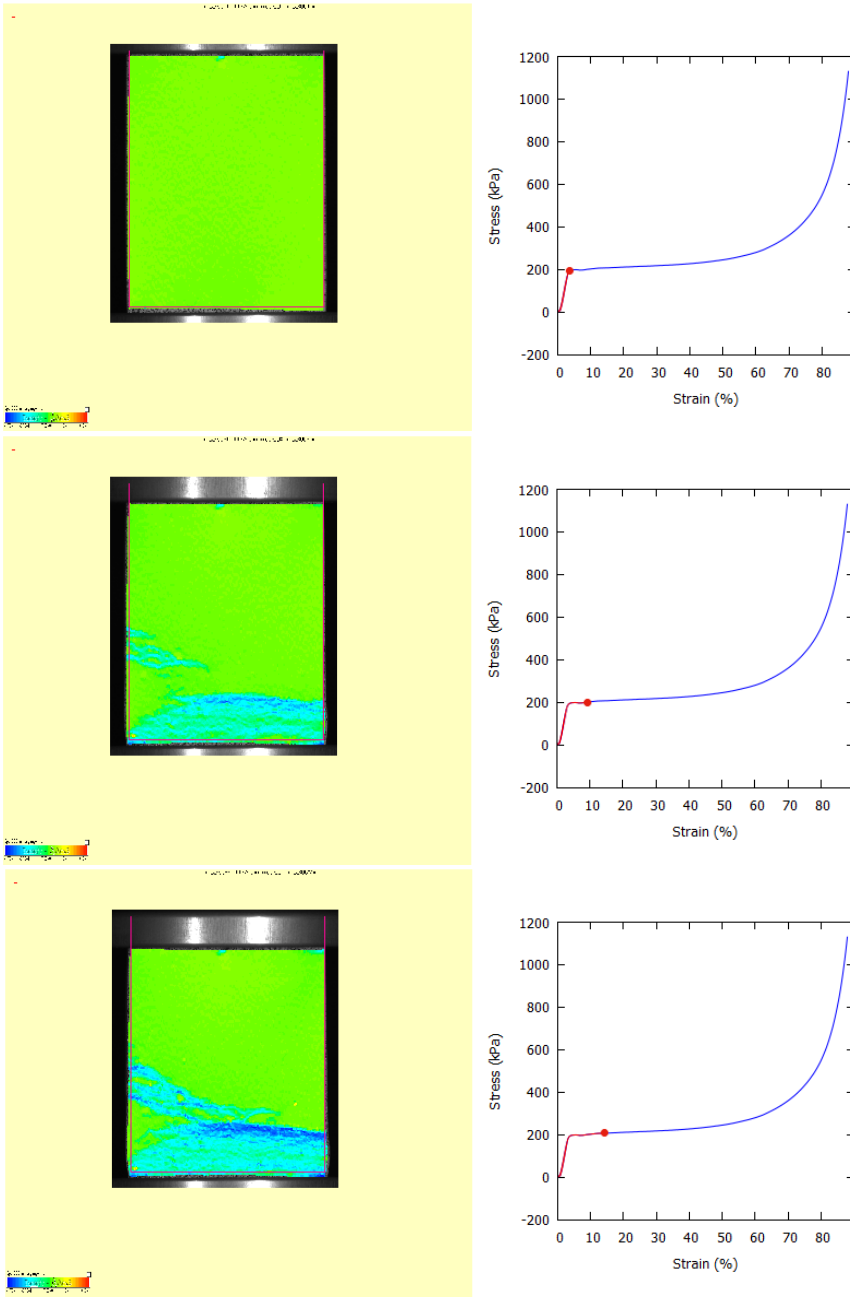


FIGURE 2.31 – Corrélation d'images numériques et synchronisation - Essai dans la direction de croissance (PIR-QS-R-5)

Nous pouvons remarquer que la déformation du matériau est homogène initialement, puis hétérogène passé la phase élastique. Cette hétérogénéité est associée à la propagation d'un ou de plusieurs fronts de compaction dans le matériau, fronts observables sur les images de l'essai, mais également identifiables et quantifiables grâce à la corrélation d'images numériques. Ces fronts de compaction sont dus à l'écrasement progressif des cellules au

sein de l'échantillon. Ce phénomène a été observé sur l'ensemble des essais de compression dans la direction de croissance. La figure 2.32 montre la déformation de l'échantillon suivant l'axe de compression, à différents instants.

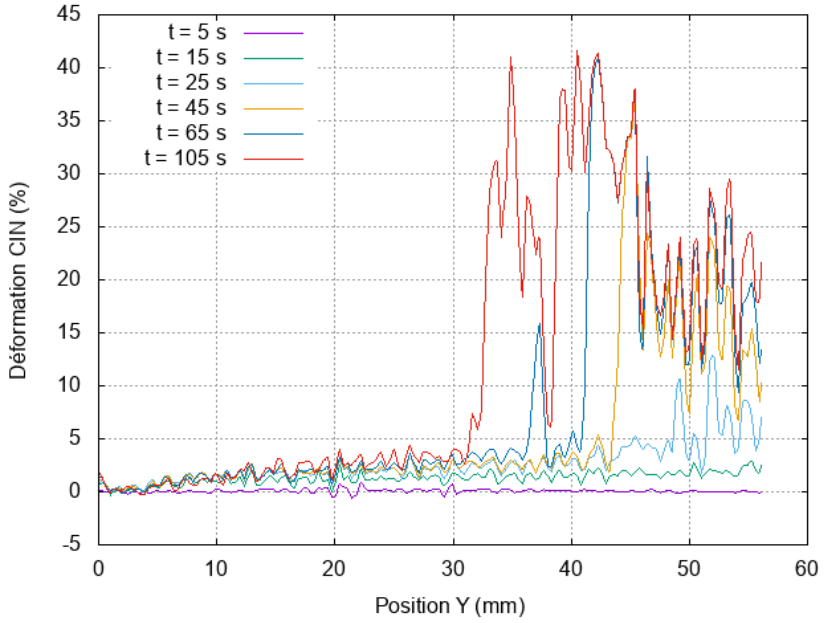


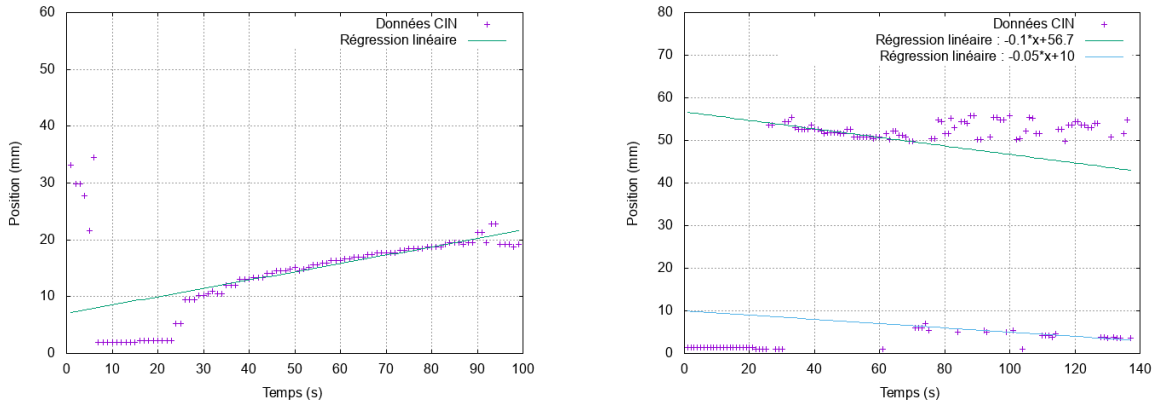
FIGURE 2.32 – Déformation par corrélation d'images numériques en fonction de la position à des instants fixes (PIR-QS-R-5)

Sur cette figure, nous pouvons clairement observer l'homogénéité en début d'essai ($t \leq 15$ s), en phase élastique, puis l'apparition progressive d'une hétérogénéité de la déformation et son évolution, montrant que le front se déplace, séparant les zones faiblement déformées des zones fortement déformées.

En récupérant le champ de déformation à tout instant et sur tout le matériau, il est possible d'estimer, dans le cas d'une seule onde de compaction, la célérité du front de compaction en observant le gradient spatial de vitesse (ou la vitesse de déformation). Ce calcul se fait par un filtrage spatial en effectuant la moyenne du déplacement sur une ligne transversale à la direction de sollicitation. Après filtrage, la vitesse est obtenue par dérivée temporelle du déplacement, et le gradient de vitesse est obtenu par dérivée spatiale (équ. (2.22)).

$$\dot{\varepsilon}_{yy}(y,t) = \frac{\varepsilon_{yy}(y,t+\Delta t) - \varepsilon_{yy}(y,t-\Delta t)}{2\Delta t} \tag{2.22}$$

La position du front de compaction est déterminée en observant à quelle position la vitesse de déformation est maximale à un instant donné, et en traçant la position en fonction du temps, le nuage de points qui nous intéresse forme une droite, dont la pente correspond à la célérité lagrangienne du front de compaction. Cette approche a déjà été appliquée pour mesurer des vitesses de front de choc pour des essais dynamiques sur une mousse de polymère [68]. Pour l'exemple reporté en figure 2.32 et figure 2.33a, nous obtenons une célérité du front de compaction de 0,146 mm/s.



(a) (b)

FIGURE 2.33 – Position du front de choc en fonction du temps – Calcul de la célérité du front de compaction : (a) PIR-QS-R-5, (b) PIR-QS-R-4

Le tableau 2.22 présente pour quelques essais le résultat du calcul de la célérité du front de compaction en fonction de la vitesse de déplacement de la traverse. Lorsque plusieurs fronts sont présents lors d'un essai, même si l'analyse est plus délicate, il a toujours été possible d'évaluer la célérité d'au moins un front (fig. 2.33b). Comme le montrent les résultats du tableau 2.22, les ordres de grandeur de la célérité du front de compaction et la vitesse de déplacement sont les mêmes.

Référence Essai	Vitesse de déplacement (mm/s)	Célérité du front de compaction (mm/s)
PIR-QS-R-4	0.0937	0.1 / 0.05
PIR-QS-R-5	0.0982	0.146
PIR-QS-R-6	0.0996	0.1936
PIR-100-R-2	1.0	0.97

TABLEAU 2.22 – Exemples de résultats de célérité de fronts de compaction

Pour un essai dans la direction transversale, la figure 2.34 illustre l'évolution de la déformation dans l'échantillon en fonction du temps avec en regard la position du point figuratif sur la courbe de contrainte-déformation.

Contrairement aux essais de compression dans la direction de croissance, il n'y a pas d'onde de compaction qui se propage dans l'échantillon après la phase élastique. La déformation est plus diffuse, ce qui fait que la localisation de la déformation est très peu marquée, et elle redevient homogène à partir de 30% de déformation globale environ. L'hétérogénéité peu marquée ici n'est due qu'aux effets de bords malgré la lubrification des plateaux, et non pas liée à un mécanisme de déformation dans la mousse. Nous remarquons également que le flambement global de l'échantillon est très peu marqué, voire non visible, durant l'essai et après l'essai, contrairement aux essais dans la direction de croissance. Des observations similaires (bandes de compaction dans la direction de croissance et réponse homogène dans la direction transverse) ont déjà été formulées également sur une mousse de polyuréthane de faible densité [3].

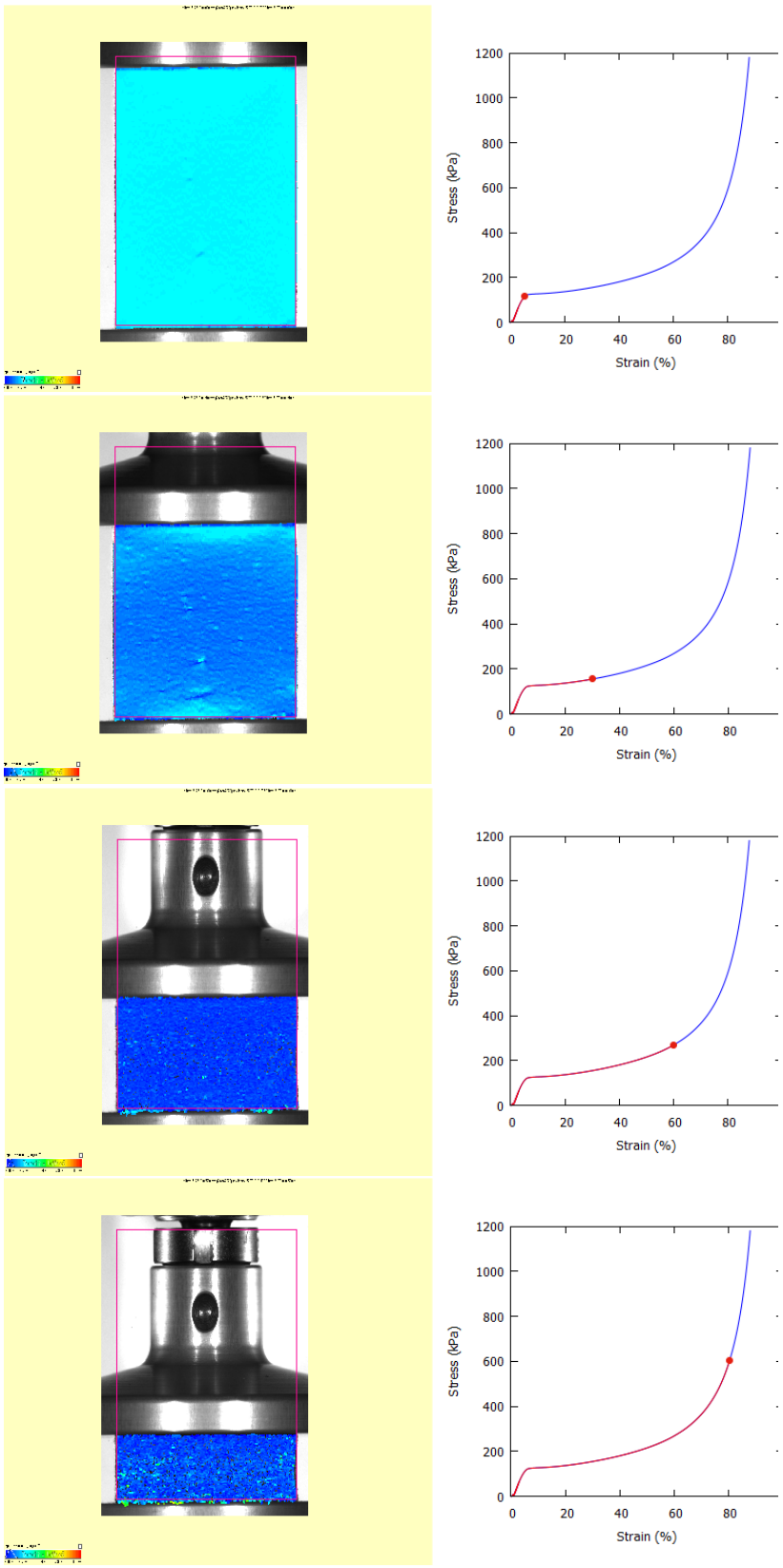


FIGURE 2.34 – Corrélation d'images numériques et synchronisation - Essai dans la direction transversale

Ces mêmes observations ont été constatées pour des essais confinés, notamment en figure 2.35, ce qui permet de dire que les mécanismes de déformations sont similaires et que la

propagation du front de compaction est un phénomène distinct du flambement global. Nous observons tout de même plusieurs bandes de localisation sur cette figure, ce qui a également déjà été observé sur d'autres essais en compression simple.

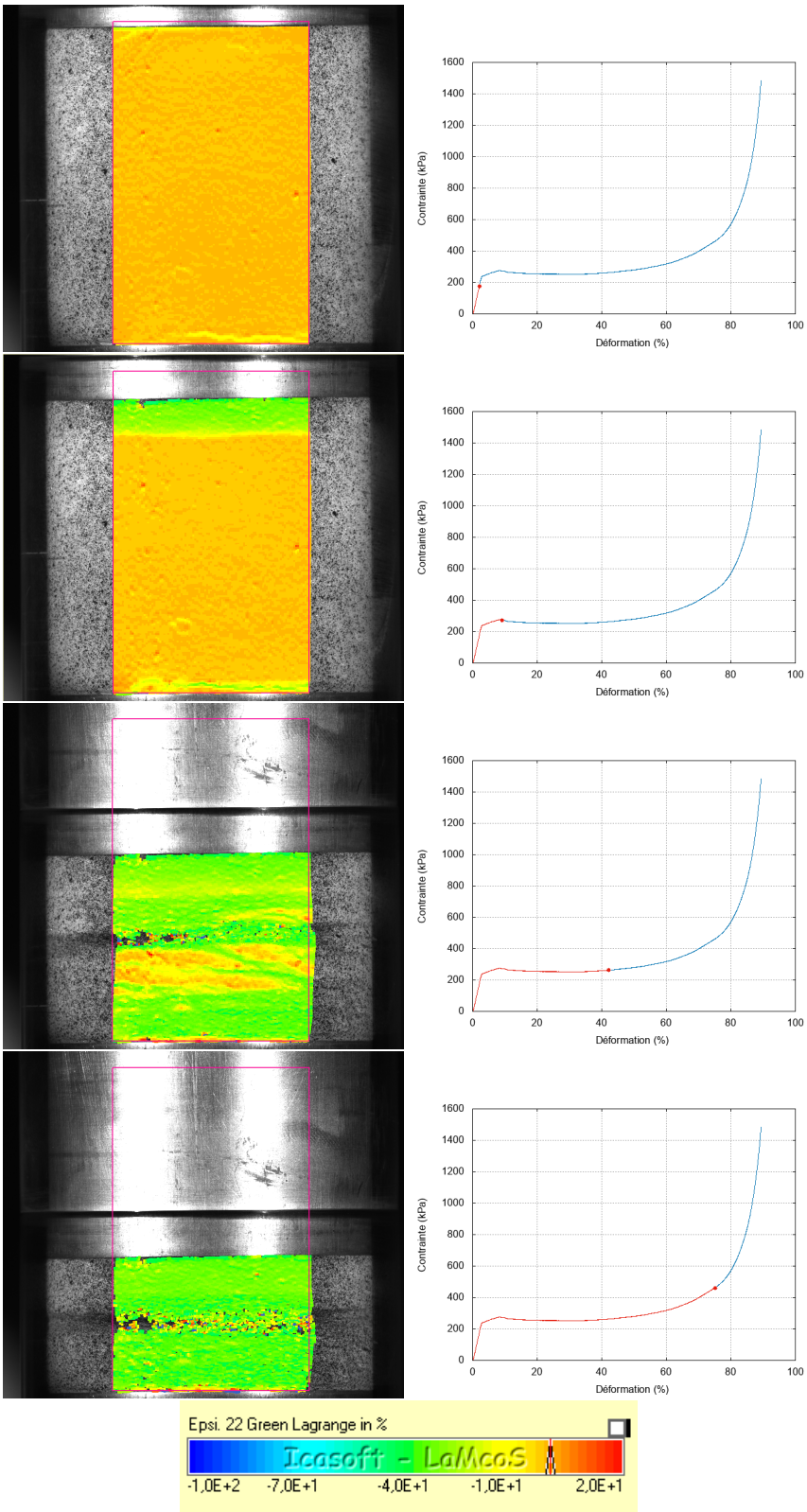


FIGURE 2.35 – Corrélation d'images numériques et synchronisation - Essai de compression confinée à 10%/min

2.1.4 Synthèse sur le comportement mécanique de la mousse

Le comportement en compression de la mousse de polyuréthane a été étudié pour des vitesses de sollicitations quasi-statiques. Des essais de compression simple ont été réalisés dans la direction de croissance et dans des directions perpendiculaires. Ils ont été complétés par des essais de compression confinée dans la direction de croissance. Afin d'améliorer la compréhension de la réponse de la mousse, les essais ont été filmés avec une caméra à haute résolution. L'utilisation de la technique de la corrélation d'images numériques a permis d'accéder aux champs de déplacement et de déformation à la surface de l'échantillon. Ces mesures ont permis d'une part d'améliorer l'identification des paramètres d'élasticité et d'autre part d'étudier plus précisément l'homogénéité ou l'hétérogénéité du champ de déformation pendant les essais.

Le comportement de la mousse est isotrope transverse suivant la direction de croissance (fig. 2.17 et 2.18) et fait apparaître les trois phases caractéristiques de la réponse en compression des matériaux cellulaires : réponse élastique, plateau ou durcissement puis densification. Pour la gamme des vitesses quasi-statiques étudiées, la sensibilité à la vitesse demeure faible.

Pour la phase élastique, les paramètres identifiés sont donnés au tableau 2.14. L'analyse des images montre que pour cette phase la réponse peut être considérée comme homogène. Les essais de compression œdométrique dans la direction de croissance ont, comme prédit analytiquement, révélé une augmentation apparente du module d'élasticité ($E_{oedo} > E_L$) limitée en raison de la faible valeur du coefficient de Poisson transverse (ν_{TT}).

Pour la phase dite de « plateau », les paramètres identifiés sont donnés au tableau 2.23. Malgré une forte dispersion sur les résultats, les essais de compression œdométrique montrent une faible influence du confinement sur la réponse non linéaire du matériau avec une très légère augmentation des contraintes seuil et de plateau. La mousse de polyuréthane étudiée étant à cellules fermées, des essais de compression dans l'eau ont permis de mettre en évidence que le gaz contenu dans les cellules restait captif jusqu'à une déformation nominale d'environ 30% où des cellules commencent à éclater. En complément, l'analyse de la réponse d'un gaz parfait en compression souligne que, pour la direction de croissance, le durcissement observé dans la phase plateau n'est pas lié aux déformations du squelette cellulaire, mais à la contribution du gaz captif comprimé.

Direction de croissance	$\dot{\varepsilon} = 1{,}67.10^{-3}$ s^{-1}	$\dot{\varepsilon} = 1{,}67.10^{-2}$ s^{-1}	$\dot{\varepsilon} = 1{,}4.10^{-1}$ s^{-1}
Module d'Young Capteurs (MPa)	9,24 ± 0,44	9,39 ± 0,62	11,42 ± 0,57
Limite d'élasticité (kPa)	197,9 ± 7,12	216,35 ± 6,42	241,31 ± 8,86
Déformation à la limite d'élasticité (%)	3,07 ± 0,18	3,11 ± 0,23	3,66 ± 0,31
Contrainte plateau (kPa)	237,01 ± 11,52	256,54 ± 15,94	270,05 ± 2,62
Déformation à la densification (%)	62,86 ± 1,25	62,19 ± 0,99	61,95 ± 1,25
Énergie de déformation (kJ/m^3)	145,35 ± 9,05	155,08 ± 11,76	161,43 ± 4,38

Tableau 2.23 – Bilan des essais sur la mousse de polyuréthane (direction de croissance)

Direction transversale	$\dot{\varepsilon} = 1{,}67.10^{-3}$ s^{-1}	$\dot{\varepsilon} = 1{,}67.10^{-2}$ s^{-1}	$\dot{\varepsilon} = 1{,}4.10^{-1}$ s^{-1}
Module d'Young Capteurs (MPa)	3,90 ± 0,87	4,35 ± 0,17	4,03 ± 1,02
Limite d'élasticité (kPa)	142,37 ± 15,56	166,53 ± 4,27	172,24 ± 15,62
Déformation à la limite d'élasticité (%)	6,14 ± 0,94	5,76 ± 0,05	6,92 ± 0,69
Contrainte plateau (kPa)	209,31 ± 25,74	257,11 ± 6,23	266,7 ± 7,21
Déformation à la densification (%)	62,95 ± 0,60	62,94 ± 0,21	62,96 ± 0,70
Énergie de déformation (kJ/m^3)	124,07 ± 16,31	151,71 ± 3,41	155,48 ± 4,15

Tableau 2.24 – Bilan des essais sur la mousse de polyuréthane (direction transversale)

Essais confinés	$\dot{\varepsilon} = 1{,}67.10^{-3}$ s^{-1}	$\dot{\varepsilon} = 1{,}67.10^{-2}$ s^{-1}	$\dot{\varepsilon} = 1{,}4.10^{-1}$ s^{-1}
Module d'Young Capteurs (MPa)	12,77 ± 3,07	13,20 ± 1,98	12,87 ± 0,64
Limite d'élasticité (kPa)	207,61 ± 35,06	252,26 ± 7,58	237,68 ± 24,57
Déformation à la limite d'élasticité (%)	2,33 ± 0,33	2,96 ± 0,54	2,86 ± 0,20
Contrainte plateau (kPa)	238,01 ± 23,95	275,41 ± 9,82	264,19 ± 2,08
Déformation à la densification (%)	61,46 ± 2,43	62,78 ± 0,99	61,47 ± 0,99
Énergie de déformation (kJ/m^3)	144,61 ± 19,63	168,99 ± 7,73	157,72 ± 2,07

Tableau 2.25 – Bilan des essais sur la mousse de polyuréthane (essais confinés)

Toujours en phase « plateau », le suivi par imagerie met en exergue un mode de déformation global différent dans la direction de croissance et dans les directions perpendiculaires. Si un flambement global de l'échantillon est toujours relevé lors d'une compression dans la direction de croissance, il n'apparaît jamais lors d'essais dans une direction transverse. Ces différences de déformée sont accompagnées d'une localisation apparente des déformations pour les essais dans le sens de croissance alors que la déformation apparaît diffuse

dans une direction transverse. L'analyse des champs de déformations surfaciques déduits de la corrélation d'images numériques vient confirmer cette analyse. Un post-traitement spécifique des données de la corrélation d'images numérique a permis de suivre la propagation du front de compaction ou, dans certains cas, des fronts de compaction en amont duquel le comportement du matériau est en phase élastique et en aval duquel il est en phase plateau. La célérité des fronts a été évaluée et trouvée comme étant de l'ordre de grandeur de la vitesse de déplacement imposée lors de l'essai. Les essais de compression œdométrique, qui bloquent les possibilités de flambement global, conduisent aux mêmes observations sur l'existence de fronts de compaction se propageant dans l'échantillon à une vitesse proche de celle de l'essai.

Il convient de noter que les faits mis en évidence et les résultats obtenus l'ont été sur un matériau industriel produit en très grande série et non exempt de défauts.

2.2 Caractérisation du comportement de la laine de verre

2.2.1 Matériau d'étude et protocole expérimental

2.2.1.1 Matériaux d'étude

La laine de verre étudiée est produite par l'entreprise URSA. Cette laine minérale est commercialisée sous forme de panneaux isolants semi-rigides revêtus d'épaisseur 7,5 cm (fig. 2.36). Du point de vue morphologique, il s'agit d'une laine minérale de très faible densité, ayant une masse volumique de 35 kg/m^3 selon la fiche technique [121, 122]. Cependant, cette même fiche précise que la masse d'un panneau nu de longueur 1,35 m et de largeur 0,6 m est de 1,825 kg, ce qui donne une masse volumique plutôt autour de 30 kg/m^3.

Sa conductivité thermique est de 0,032 W/(m.K), ce qui donne une résistance thermique surfacique de 2,34 m^2.K.W^{-1}, pour une épaisseur de panneau de 7,5 cm. C'est également un isolant thermique classique de haute qualité [113].

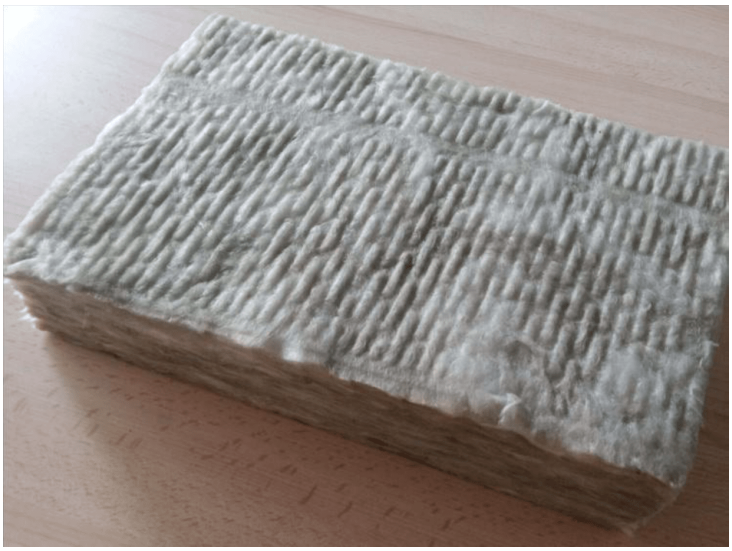


FIGURE 2.36 – Échantillon de laine de verre étudiée

Pour la détermination du comportement mécanique en compression, la norme EN826 [96] reste valable.

2.2.1.2 Caractéristiques physiques

Nous souhaitons d'abord vérifier la valeur de la masse volumique expérimentalement. Pour cela, nous avons pesé plusieurs échantillons et avons mesuré leurs dimensions géométriques. La masse volumique est calculée avec le rapport entre la masse mesurée et le volume de l'échantillon. 7 mesures ont été réalisées sur des plaques complètes. Le nombre

d'échantillons étant faible, nous gardons le nombre d'éléments plutôt que la fréquence en pourcentage sur la figure 2.37.

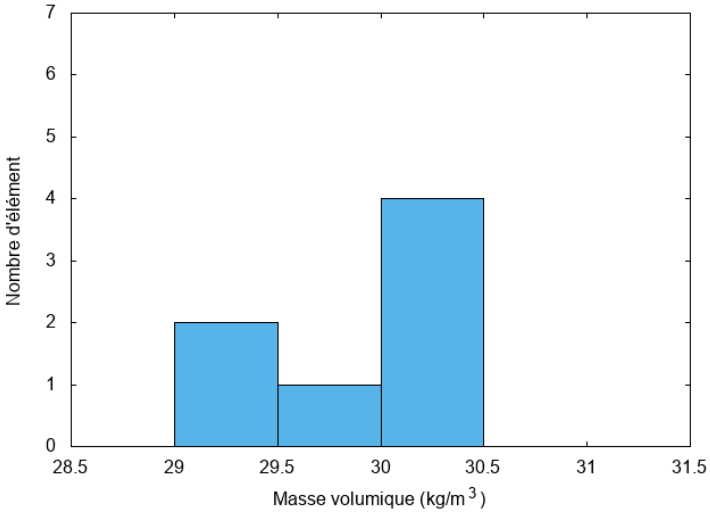


FIGURE 2.37 – Mesures de la masse volumique de la laine de verre

Au bilan, la moyenne des résultats obtenus des essais donne une masse volumique moyenne de 29,98 kg/m^3 et un écart-type sans biais de 0,46 kg/m^3. Ceci permet de confirmer que la masse volumique qui sera prise par la suite sera de 30 kg/m^3. Comme la masse volumique du verre est d'environ 2500 kg/m^3, la densité relative de la laine de verre est estimée à 0,012 et la porosité à 98,8%.

La macrostructure du matériau peut être étudiée en prenant directement des photos avec la caméra à haute résolution. La figure 2.38 présente une image prise par caméra à haute résolution d'un échantillon de la laine de verre.

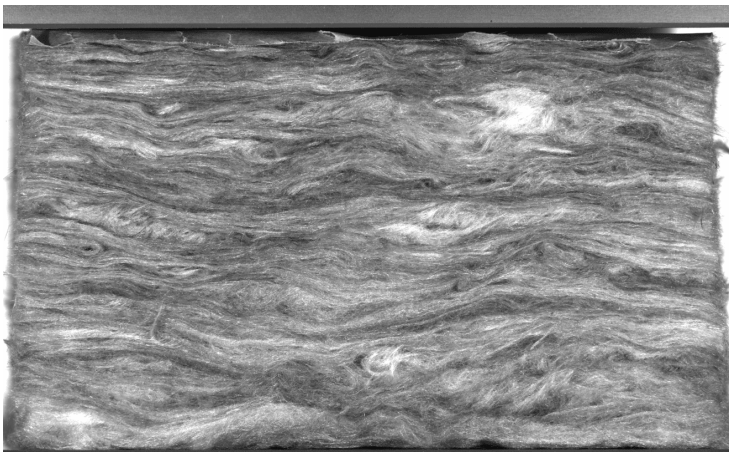


FIGURE 2.38 – Macrostructure de la laine de verre

D'après cette figure, les fibres de la laine de verre sont en majorité horizontale, avec quelques zones chaotiques. Ceci nous permet d'anticiper une anisotropie du comportement mécanique de la laine. Cependant, cette anisotropie mécanique ne sera pas étudiée pour ce matériau.

2.2.1.3 Paramètres à déterminer

Nous verrons par la suite que la phase élastique n'est pas visible sur les courbes de comportement. Nous mesurerons le module d'Young en calculant la pente à l'origine. Avec ce constat, le comportement mécanique sera modélisé par une loi sans seuil apparent.

En phase non linéaire (phase plateau et phase de densification), les paramètres à déterminer pour toutes les directions sont les suivants :

- La contrainte à 10% de déformation ;
- La déformation à la densification ε_d, valeur calculée en maximisant l'efficacité énergétique lors de l'essai, définie par :

$$\eta\left(\varepsilon\right) = \frac{\int_0^{\varepsilon} \sigma\left(\epsilon\right) d\epsilon}{\sigma\left(\varepsilon\right)} \tag{2.23}$$

- La contrainte plateau, définie par :

$$\sigma_p = \frac{\int_0^{\varepsilon_d} \sigma\left(\varepsilon\right) d\varepsilon}{\varepsilon_d} \tag{2.24}$$

- L'énergie absorbée W, définie comme énergie de déformation avant densification, de la même manière que pour la mousse de polyisocyanurate (équ. (2.4))

2.2.1.4 Protocole d'essai

Les dispositifs expérimentaux sont les mêmes que pour la mousse de polyuréthane (paragraphe 2.1.1 et figure 2.39). Seul le capteur de 5 kN sera utilisé.

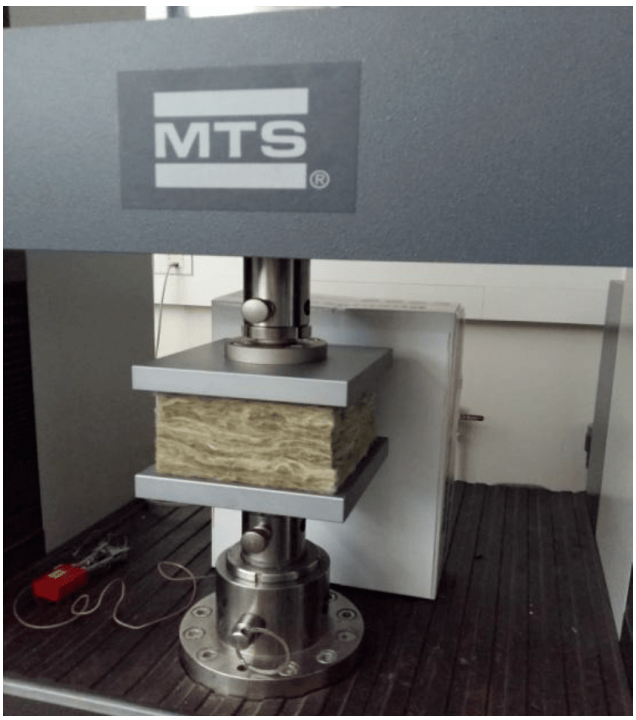


FIGURE 2.39 – Machine de traction-compression

Les échantillons ont une hauteur de 7,5 cm, correspondant à l'épaisseur du panneau, et des dimensions transversales de 13 cm environ. En effet, compte tenu de la faible résistance attendue pour la laine de verre, les dimensions ont été choisies pour maximiser la surface de l'échantillon. Les essais statiques seront effectués à une vitesse de 10%/min, conformément à la norme EN 826 [96]. Les essais à 10% de déformation par minute impliquent une vitesse de déplacement de 7,5 mm/min, largement dans la gamme de vitesse de déplacement de la traverse. Nous effectuons également des essais à des vitesses plus élevées, jusqu'à la vitesse de déplacement maximale de 500 mm/min.

Pour les essais statiques, nous utilisons la même caméra à haute résolution (Prosilica GX 6600 29 Mpixels) munie d'un objectif télécentrique, permettant de filmer un essai de compression. Comme pour la compression des mousses polymères, nous avons souhaité améliorer l'analyse en utilisant la technique de corrélation d'images numériques. Celle-ci a d'ailleurs été appliquée avec succès lors d'essais de compression sur une laine de verre crêpée [22]. De plus, la laine de verre est un matériau qui présente naturellement une texture aléatoire qui ne nécessite pas la création artificielle d'un mouchetis en surface. L'application d'un mouchetis de peinture en surface pourrait modifier les propriétés, les gouttelettes de peinture pouvant jouer le rôle de liant entre les fibres. Malheureusement la corrélation d'images numériques n'a pas été utilisée avec succès. Nous l'expliquons par un rapport signal sur bruit défavorable :

- Très grande porosité du milieu, i.e. de l'air et un enchevêtrement de fibres ;
- Mouvement de poussières libres issues de la découpe des échantillons lors de la compression ;
- Réflexion variable de la lumière par les fibres de verre.

Une autre contrainte vis-à-vis de la caméra s'ajoute aux éléments précédents : les photos prises ne récupèrent qu'une partie de la surface de l'échantillon. En effet, nous ne pouvons pas récupérer l'ensemble de l'échantillon durant l'essai à cause de contraintes liées à la mémoire vive de la caméra utilisée et à des problèmes de transfert de données, étant donné que les images sont de très haute résolution, et leur nombre très élevé sur un essai.

La matrice d'essai est simple. Le seul paramètre qui varie sera la vitesse de déformation. Nous réalisons donc 3 à 4 essais par vitesse étudiée. Les échantillons sont extraits d'un panneau de laine. Les échantillons testés sont parallélépipédiques. Nous ne nous intéressons pas à l'influence de la température sur le comportement, nous effectuerons donc des essais à température ambiante, entre 20°C et 25°C, et l'intervalle de déformation est de 0 et 90 % de déformation pour la majorité des essais.

2.2.2 Résultats et discussions

2.2.2.1 Essais de compression simple quasi-statique

Les résultats des essais de compression quasi-statique dans la direction perpendiculaire à la stratification initiale sont reportés en figure 2.40 et au tableau 2.26.

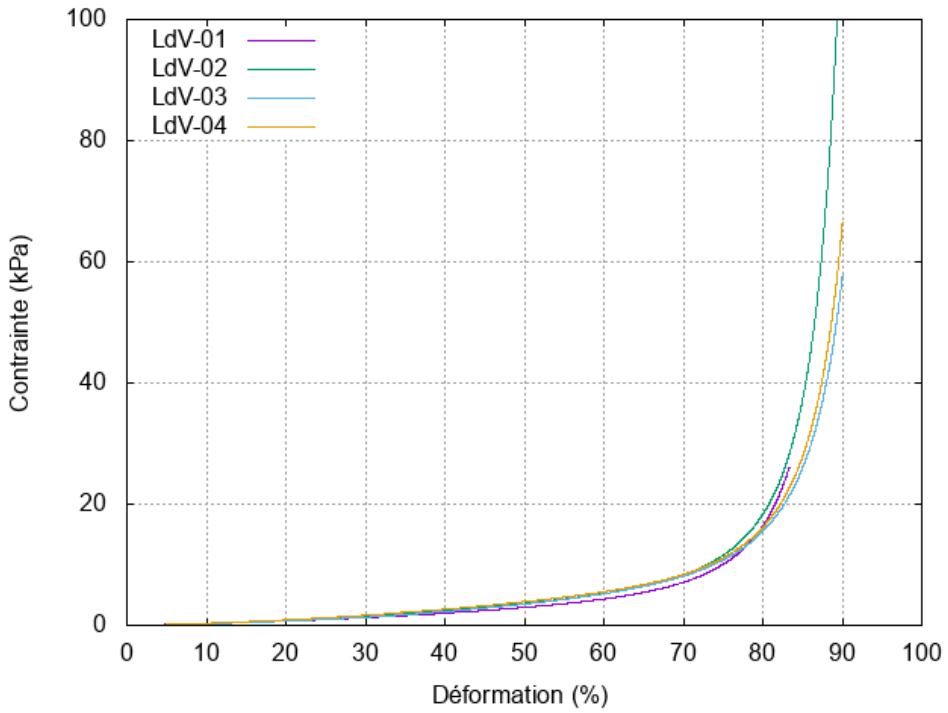


FIGURE 2.40 – Courbes de comportement de la laine de verre en quasi-statique

Paramètre	LdV-01	LdV-02	LdV-03	LdV-04
Vitesse de déformation (s^{-1})	$1{,}67.10^{-3}$	$1{,}67.10^{-3}$	$1{,}67.10^{-3}$	$1{,}67.10^{-3}$
Module d'Young (kPa)	2,91	3,14	2,55	3,38
Contrainte à 10% de déformation (kPa)	0,291	0,314	0,255	0,338
Contrainte plateau (kPa)	1,73	2,19	2,29	2,47
Déformation à la densification (%)	63,83	65,25	68,08	66,97
Énergie absorbée (kJ/m^3)	1,11	1,43	1,55	1,65

TABLEAU 2.26 – Synthèse des paramètres mécaniques identifiés : essais de compression quasi-statique à 10%/min sur la laine de verre

Le comportement mécanique est composé de deux phases : une phase plateau et une phase de densification. Il n'a pas été possible de mettre en évidence de seuil de non-linéarité, donc nous supposons un comportement mécanique sans seuil élastique. Les niveaux de contraintes sont extrêmement faibles en phase plateau, de l'ordre de quelques kPa. La contrainte plateau est autour de 2,17 kPa avec un écart-type de 0,31 kPa et la déformation à la densification est de 66,03 % avec un écart-type de 1,87 %.

Nous remarquons que la contrainte plateau est bien plus élevée que la contrainte à 10% de déformation pour chaque essai. Ceci est dû à l'augmentation de la contrainte dans la phase plateau.

L'énergie absorbée par déformation est très faible ici, ce qui montre une mauvaise capacité d'absorption sous sollicitation statique. Le matériau doit beaucoup se déformer jusqu'à arriver à la phase de densification pour pouvoir absorber de l'énergie, et pour supporter un effort élevé.

Le calcul de la fonction $\eta(\varepsilon)$ (équ. (2.23)) est effectué numériquement sur la courbe de comportement, et nous obtenons une fonction tracée en figure 2.41.

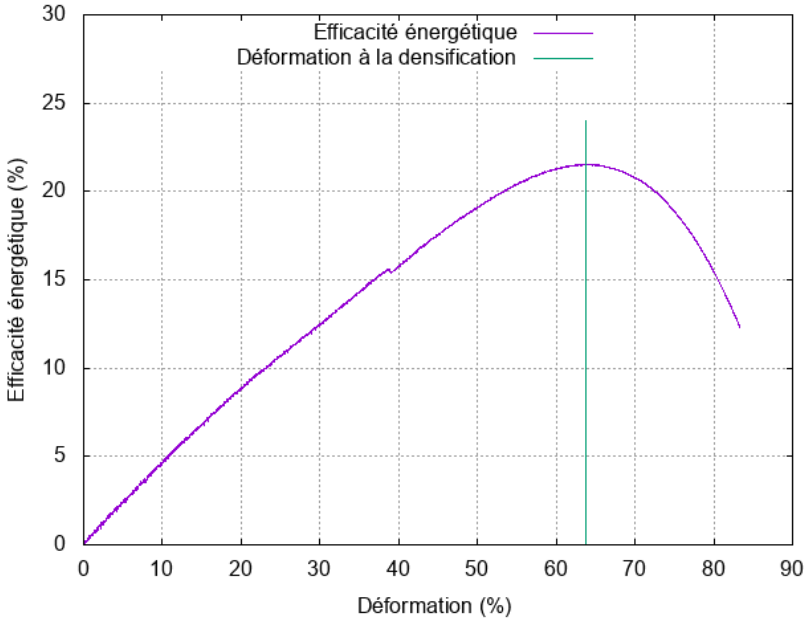


FIGURE 2.41 – Détermination de la déformation à la densification (laine de verre)

Cette courbe admet un maximum que l'on peut relever pour chaque essai, et qui donne la déformation à la densification.

2.2.2.2 Essais de compression simple à faible vitesse

Comme précisé dans le protocole expérimental, des essais à 100%/min et à 667%/min ont été réalisés, et donne les résultats suivants :

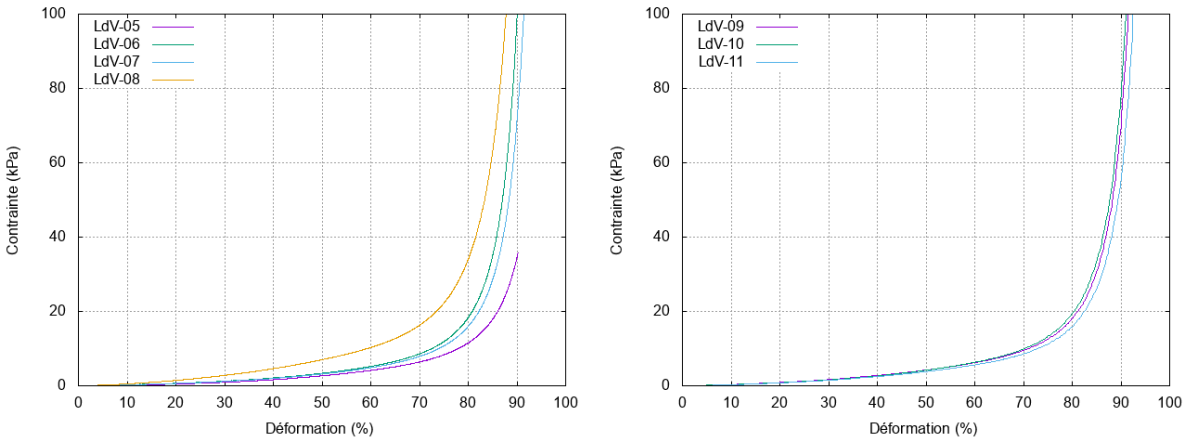


FIGURE 2.42 – Courbes de comportement de la laine de verre pour de faibles vitesses

Paramètre	LdV-05	LdV-06	LdV-07	LdV-08
Vitesse de déformation (s^{-1})	$1{,}67.10^{-2}$	$1{,}67.10^{-2}$	$1{,}67.10^{-2}$	$1{,}67.10^{-2}$
Module d'Young (kPa)	1,43	2,61	2,58	4,89
Contrainte à 10% de déformation (kPa)	0,143	0,261	0,258	0,489
Contrainte plateau (kPa)	1,95	2,06	2,00	4,38
Déformation à la densification (%)	71,54	65,94	66,83	66,80
Énergie absorbée (kJ/m^3)	1,40	1,36	1,34	2,93

TABLEAU 2.27 – Synthèse des paramètres mécaniques : essais de compression à 100%/min sur la laine de verre

Paramètre	LdV-09	LdV-10	LdV-11
Vitesse de déformation (s^{-1})	$1{,}11.10^{-1}$	$1{,}11.10^{-1}$	$1{,}11.10^{-1}$
Module d'Young (kPa)	3,24	3,1	2,65
Contrainte à 10% de déformation (kPa)	0,324	0,31	0,265
Contrainte plateau (kPa)	2,55	2,77	2,58
Déformation à la densification (%)	65,81	68,56	69,52
Énergie absorbée (kJ/m^3)	1,68	1,90	1,79

TABLEAU 2.28 – Synthèse des paramètres mécaniques : essais de compression à 667%/min sur la laine de verre

Nous pouvons également comparer les courbes d'essai pour les différentes vitesses (fig. 2.43).

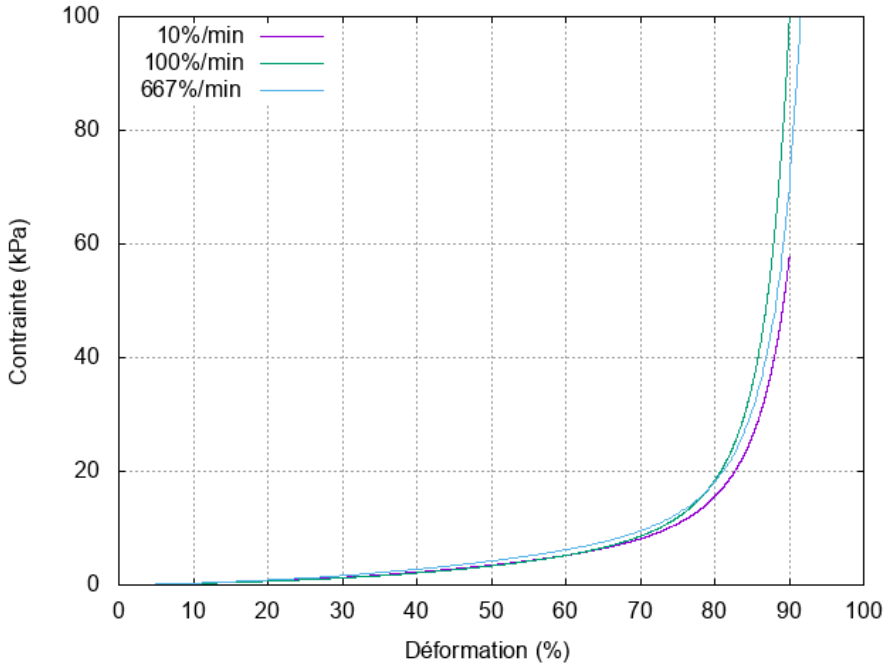


FIGURE 2.43 – Comparaison entre les essais à différentes vitesses

À ces gammes de vitesses, l'influence de la vitesse est très faible, voire difficile à caractériser. Les niveaux de contraintes sont du même ordre de grandeur, et la déformation à la densification varie peu en fonction de la vitesse.

2.2.2.3 Variabilité et incertitudes

Puisque la laine est également un matériau industriel, il est nécessaire d'étudier la dispersion des mesures de la courbe du comportement mécanique. La courbe moyenne de comportement de la laine de verre en quasi-statique est présentée en figure 2.44. La dispersion est calculée en ne prenant qu'une fois l'écart-type, puisque le nombre d'essais est faible, et qu'après vérification, la courbe et son enveloppe couvrent la majorité des essais.

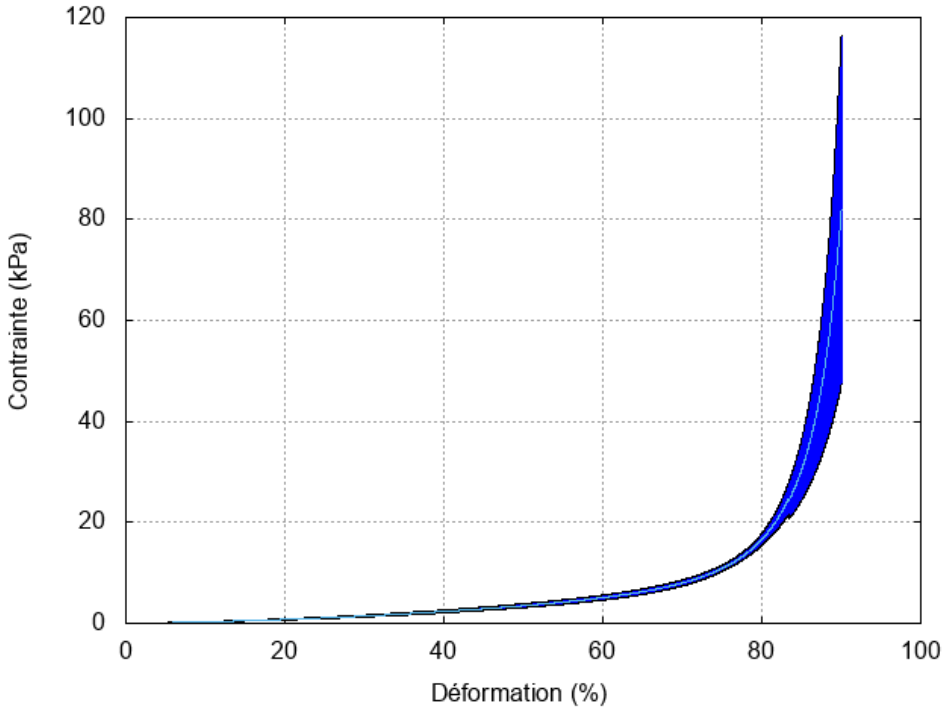


FIGURE 2.44 – Courbe moyenne de comportement de la laine de verre

L'écart-type est très faible, étant inférieur à 1 kPa jusqu'à 80% de déformation, et augmentant jusqu'à 30 kPa à 90% de déformation.

Les sources d'incertitudes sur les paramètres calculés sont les incertitudes sur les mesures des capteurs de la machine et les incertitudes sur les mesures de dimensions des échantillons. La majorité de ces incertitudes ont déjà été discutées au paragraphe 2.1.3. Les équations (2.12) et (2.13) sont également utilisées ici.

L'incertitude sur la déformation reste très faible (incertitude absolue de 0,04 % au maximum), cependant l'incertitude sur la contrainte est relativement élevée, compte tenu de l'effort très faible appliqué sur le matériau. L'incertitude sur la contrainte est autour de 0,2 kPa, ce qui implique que l'incertitude est plus élevée que l'écart-type lorsque la déformation est inférieure à 20 %, et que l'incertitude relative sur la contrainte ($\Delta\sigma/\sigma$) atteint

1% à partir de 80% de déformation. Nous retenons tout de même que la contrainte dans la laine minérale est très faible.

2.2.2.4 Influence de l'air

À l'air libre, la laine de verre est perméable à l'air et ne l'emprisonne pas. Ceci signifie que lors d'un essai de compression, l'air à l'intérieur de la laine va s'échapper immédiatement. Nous pouvons d'ailleurs illustrer sur la figure 2.45 la contribution qu'apporterait l'air s'il était emprisonné dans la laine (équ. (1.40)).

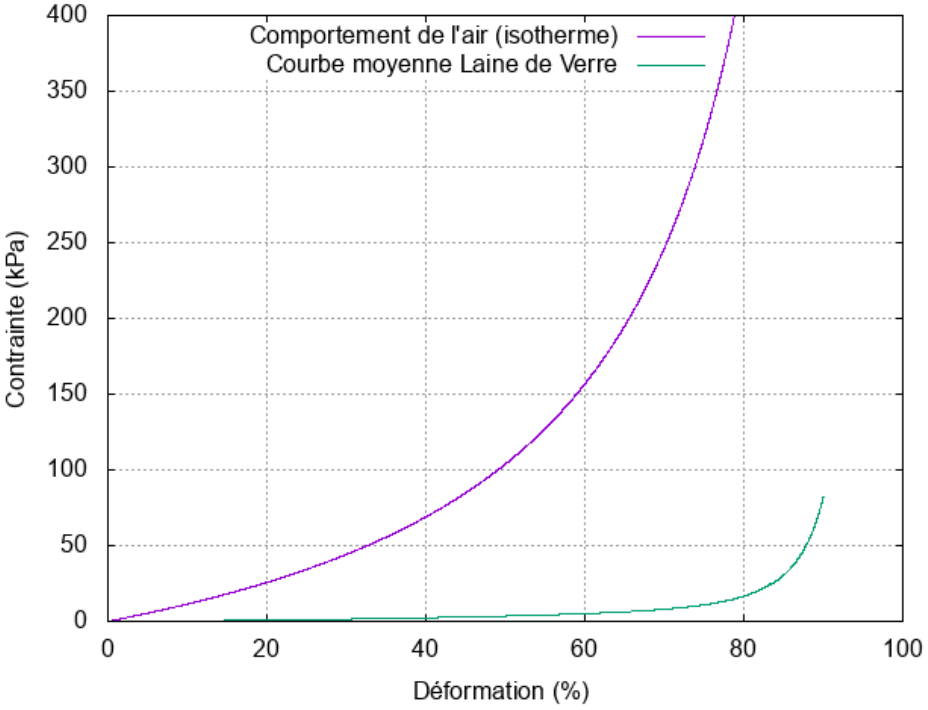


FIGURE 2.45 – Comparaison entre le comportement de l'air et le comportement de la laine

Nous remarquons sur cette figure que le comportement de la laine de verre est bien différent du comportement de l'air en compression, que le niveau de contrainte de la laine est largement inférieur au niveau de pression de l'air en compression, ce qui justifie bien que l'air ne reste pas à l'intérieur de la laine. Ceci permet également de justifier l'inutilité d'effectuer un essai de compression confinée avec le dispositif mis en place pour la mousse de polyuréthane, puisque la laine ne va pas contenir l'air, qui va s'échapper lors de l'essai. Un essai de compression confinée non drainé permettrait de vérifier la résistance négligeable du réseau de fibres enchevêtrées devant celle de l'air jusqu'à la densification du squelette.

2.2.2.5 Analyse d'images

Malgré l'absence de succès dans l'utilisation de la corrélation d'images numériques, l'analyse des films peut nous fournir des informations qualitatives. En figure 2.46, nous pouvons observer un échantillon de laine de verre en compression, filmé sur sa partie centrale.

Au premier abord, la déformation de l'échantillon paraît globalement homogène, puisque les bandes visibles à la surface de l'échantillon se déplacent toutes. Cependant, nous remarquons tout de même que certaines bandes blanches se tordent, ce qui montre que la déformation n'est pas parfaitement homogène. Les images ne mettent pas en évidence de déformation latérale significative des échantillons.

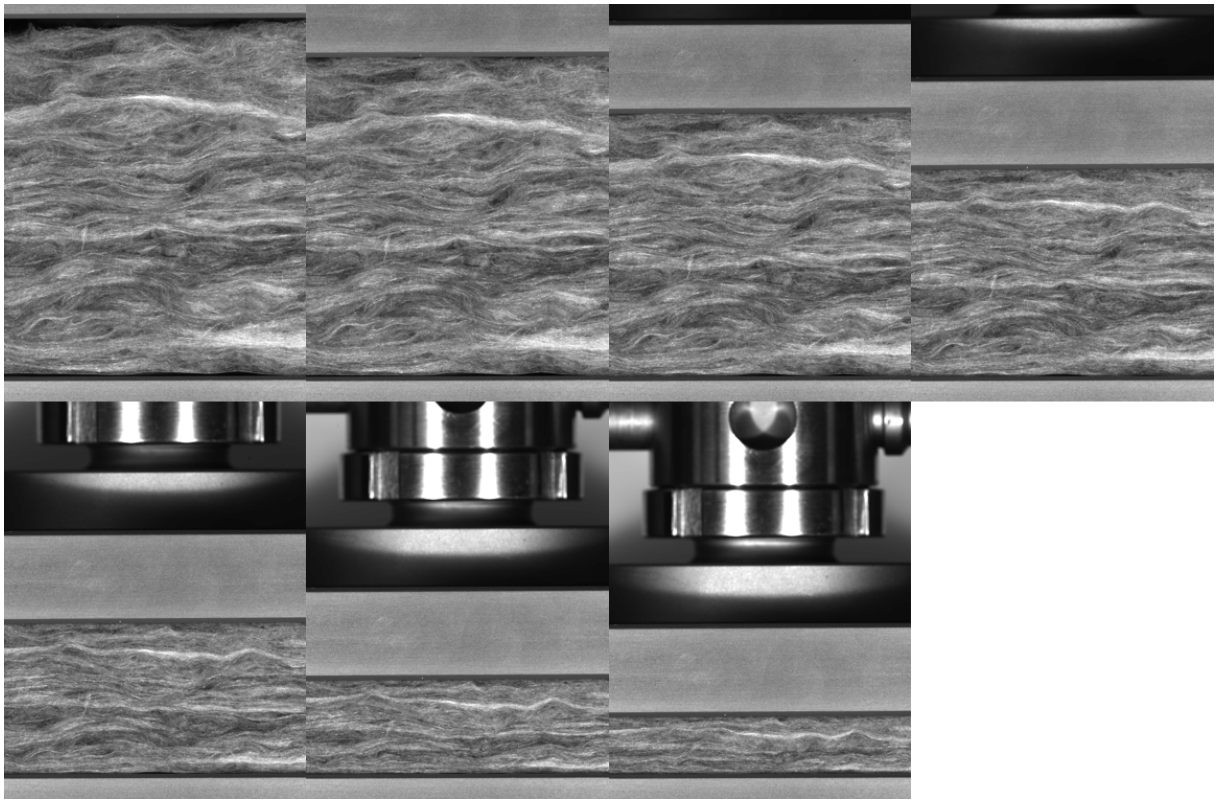


FIGURE 2.46 – Images de la compression de la laine de verre

2.2.3 Synthèse sur le comportement mécanique de la laine

La laine de verre a été étudiée en compression simple selon la direction perpendiculaire à la stratification initiale uniquement, et en faisant varier la vitesse de compression de la mousse. Les essais selon les directions transversales n'ont pas pu être réalisés et les essais en compression confinée n'ont pas été nécessaires.

Le comportement mécanique de la laine de verre est un comportement sans seuil élastique, composé de deux phases non linéaires, une phase plateau et une phase de densification. L'influence de la vitesse sur le comportement est très peu marquée pour de faibles vitesses (tab. 2.29). Le mécanisme de déformation globale semble être homogène. Nous avons fait état d'un comportement initialement élastique jusqu'à un seuil dans la syn-

thèse bibliographique, au premier chapitre, et ce comportement n'a pas été observé ici. Deux explications sont possibles : la première serait que la phase élastique existe, mais à un niveau de contrainte et de déformation très faibles non mesurables avec notre instrumentation ; la deuxième serait qu'après sa fabrication, lors de l'emballage, du stockage ou du transport par exemple, la laine de verre ait subi des efforts suffisamment importants pour dépasser son seuil élastique et que nous l'étudions pré-endommagée et pré-déformée. Ceci dit, le matériau testé est représentatif du comportement d'un panneau isolant en usage réel.

Direction perpendiculaire à la stratification initiale	$\dot{\varepsilon} = 1{,}67.10^{-3}$ s^{-1}	$\dot{\varepsilon} = 1{,}67.10^{-2}$ s^{-1}	$\dot{\varepsilon} = 1{,}1.10^{-1}$ s^{-1}
Module d'Young (kPa)	3,00 ± 0,31	2,88 ± 1,26	3,00 ± 0,25
Contrainte à 10% de déformation (kPa)	0,30 ± 0,03	0,29 ± 0,13	0,30 ± 0,03
Contrainte plateau (kPa)	2,17 ± 0,27	2,60 ± 1,03	2,63 ± 0,1
Déformation à la densification (%)	66,03 ± 1,62	67,78 ± 2,20	67,96 ± 1,57
Énergie de déformation (kJ/m^3)	1,44 ± 0,20	1,76 ± 0,68	1,79 ± 0,09

Tableau 2.29 – Sensibilité à la vitesse des paramètres mécaniques de la laine de verre aux basses vitesses

2.3 Synthèse de la réponse statique des isolants

Dans ce chapitre, nous avons étudié le comportement mécanique en régime statique de deux matériaux isolants thermiques industriels, une mousse de polyisocyanurate et une laine de verre. Nous avons déterminé les courbes de comportement dont nous avons montré les similitudes avec la bibliographie et nous avons pu déterminer les valeurs de certains paramètres mécaniques d'intérêt. Nous avons également identifié des paramètres liés au comportement mécanique et pour lesquels il serait intéressant d'en connaître l'influence en régime dynamique.

Ceci nous permet d'avoir une référence sur laquelle se baser pour déterminer le comportement mécanique en régime dynamique, et de connaître l'influence de la vitesse de sollicitation sur les matériaux. Ce sera le sujet traité au chapitre 3.

Chapitre 3

Caractérisation mécanique dynamique des matériaux isolants

Sommaire

3.1 Caractérisation viscoélastique : l'analyse mécanique dynamique . . . 119
3.1.1 Principe et théorie . . . 119
3.1.2 Plan d'expérience et résultats . . . 122
3.1.3 Synthèse sur la caractérisation viscoélastique . . . 124
3.2 Caractérisation viscoplastique : les barres de Hopkinson . . . 125
3.2.1 Principe et théorie . . . 125
3.2.2 Essais réalisés et post-traitement . . . 135
3.2.3 Résultats obtenus . . . 149
3.2.4 Synthèse du comportement viscoplastique . . . 166
3.3 Synthèse du comportement dynamique . . . 167

Le chapitre précédent a permis de caractériser la réponse en compression statique de deux matériaux isolants et de déterminer les principaux paramètres permettant de décrire les différentes phases de leurs comportements. Cette étude servira de référence pour étudier l'effet de la vitesse de sollicitation sur ces matériaux, et notamment caractériser leurs réponses sous des chargements dynamiques rapides.

Le facteur qui permet de caractériser des matériaux en dynamique est la vitesse de déformation. Les différents niveaux de vitesses en fonction du régime (quasi statique, intermédiaire ou dynamique) sont donnés sur le tableau en figure 3.1.

Log(vitesse de déformation (s-1))	-8	-7	-6	-5	-4	-3	-2	-1	0	1	2	3	4	5	6	7	8
Vitesses de déformation	Statique																
				Quasi-statique													
									Moyennes vitesses de déformation								
											Grandes vitesses de déformation						
													Très grandes vitesses de déformation				
Durée nécessaire pour une déformation de 10%	~ 116 j	~ 12 j	~ 1 j	~ 3 h	~17mn	~ 2 mn	10 s	1 s	100 ms	10 ms	1 ms	100 µs	10 µs	1 µs	100 ns	10 ns	1 ns
ln(Vitesse pour déformer un échantillon de 10 mm de longueur)	~ 10 µm/j	~ 100 µm/j	~ 1 mm/j	~ 10 mm/j	~ 4 mm/mn	~ 40 mm/mn	~ 400 mm/mn	1 mm/s	10 mm/s	100 mm/s	1 m/s	10 m/s	100 m/s	1000 m/s	10 km/s	100 km/s	1000 km/s
														Onde de choc			

FIGURE 3.1 – Gamme de vitesse de sollicitation [27]

Ce chapitre sera divisé en deux parties permettant de décrire différentes caractéristiques du comportement :

- Caractérisation viscoélastique : elle permettra de déterminer le module d'Young dynamique, en utilisant le dispositif d'analyse mécanique dynamique ;
- Caractérisation viscoplastique : elle permettra de déterminer le comportement dans les phases non linéaires du matériau, par l'utilisation des barres de Hopkinson.

Ce chapitre ne traitera pas du comportement mécanique de la laine de verre en dynamique, puisque, étant un matériau de très faible densité et de très faible raideur, la mesure des efforts dans le matériau ne sera pas possible en dynamique, avec l'instrumentation à notre disposition. Comme cela avait été prévu initialement, il aurait été intéressant de tester la laine de verre au tube à choc, mais la crise sanitaire n'a pas permis la réalisation de cette camapagne expérimentale. Nous expliquons tout de même la démarche qui avait retenue et nous discutons d'un plan d'expérience en annexe A.

3.1 Caractérisation viscoélastique : l'analyse mécanique dynamique

3.1.1 Principe et théorie

3.1.1.1 Généralités

L'analyse mécanique dynamique (DMA en anglais pour « Dynamic Mechanical Analysis ») ou spectrométrie mécanique dynamique est un dispositif expérimental permettant de caractériser le comportement viscoélastique d'un matériau. Il peut être caractérisé en fonction de la fréquence de sollicitation et de la température (TMA, TGA). Ce dispositif est le plus souvent utilisé pour caractériser des polymères, notamment des élastomères, puisque le comportement de ces matériaux est hyperélastique. Néanmoins, il peut être utilisé plus généralement pour la caractérisation de matériaux dans leur phase élastique. La sollicitation appliquée est une sollicitation sinusoïdale en contrainte à faible amplitude, et la réponse en déformation, également sinusoïdale, est mesurée.

Dans notre cas, nous étudions le comportement viscoélastique en compression en fonction de la fréquence de sollicitation. Pour déterminer la plage de déformation où le matériau est élastique, un premier balayage en amplitude est réalisé. Après avoir déterminé cette plage, un balayage en fréquence est réalisé pour obtenir les paramètres d'intérêt à chaque fréquence.

3.1.1.2 Théorie

Problème

Pour un comportement élastique, la contrainte appliquée lors de l'essai est une contrainte sinusoïdale de faible amplitude :

$$\sigma\left(t\right) = \sigma_0 \sin\left(\omega t\right) \tag{3.1}$$

La réponse en déformation obtenue sera également sinusoïdale, avec un déphasage dépendant de la pulsation (ou de la fréquence) :

$$\varepsilon\left(t\right) = \varepsilon_0 \sin\left(\omega t - \delta\left(\omega\right)\right) \tag{3.2}$$

Comme nous avons une sollicitation sinusoïdale, il est plus simple de travailler dans le domaine complexe. Nous définissons les grandeurs complexes de contrainte et de déformation associées.

$$\underline{\sigma}\left(t\right) = \sigma_0 \exp\left(i\omega t\right) \tag{3.3}$$

$$\underline{\varepsilon}\,(t) = \varepsilon_0 \exp\left(i\left(\omega t - \delta\left(\omega\right)\right)\right) \tag{3.4}$$

Le module complexe est défini par le rapport entre la contrainte et la déformation [123] :

$$\underline{E}\,(\omega) = \frac{\sigma_0}{\varepsilon_0} \exp\left(i\delta\left(\omega\right)\right) \tag{3.5}$$

Ce module complexe est composé d'une partie réelle et d'une partie imaginaire :

$$\underline{E}\,(\omega) = E_d\left(\omega\right)\left(1 + i\beta\left(\omega\right)\right) \tag{3.6}$$

Avec $\beta(\omega)$ le facteur d'amortissement ($\beta(\omega) = \tan\left(\delta\left(\omega\right)\right)$) aussi appelé facteur de perte. Deux paramètres indépendants sont donc déterminés pour caractériser le comportement viscoélastique : la partie réelle du module complexe correspondant au module d'Young dynamique $E_d(\omega)$ et le coefficient de viscoélasticité η_e. Le module d'Young dynamique sera déterminé en fonction de la fréquence [124].

Résolution avec le modèle de Kelvin-Voigt

Le modèle rhéologique de Kelvin-Voigt est montré sur la figure 3.2.

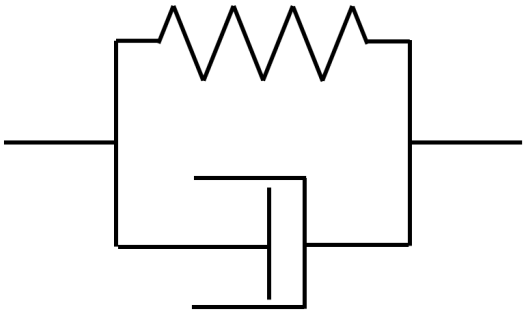


FIGURE 3.2 – Modèle rhéologique de Kelvin-Voigt

L'équation du modèle est donnée par :

$$\sigma\left(t\right) = E\varepsilon\left(t\right) + \eta_e\dot{\varepsilon}\left(t\right) \tag{3.7}$$

Dans le domaine complexe :

$$\sigma_0\left(\omega\right) = \left(E + i\eta_e\omega\right)\varepsilon_0\left(\omega\right) \tag{3.8}$$

D'où :

$$\underline{E}\,(\omega) = E + i\eta_e\omega \tag{3.9}$$

Donc le facteur d'amortissement est donné par :

$$\beta(\omega) = \frac{\eta_e \omega}{E} \tag{3.10}$$

Pour déterminer le coefficient de viscoélasticité, il faut mesurer la pente de la courbe du facteur d'amortissement en fonction de la fréquence.

Résolution avec le modèle de Kelvin-Voigt modifiée (avec dissipation hystérétique)

Pour prendre en considération la dissipation hystérétique, un élément rhéologique supplémentaire non linéaire doit être ajouté au modèle (fig. 3.3).

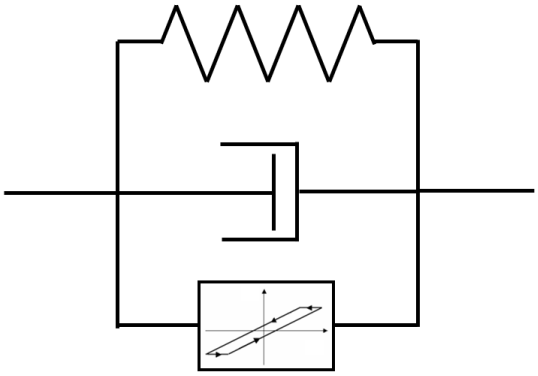


FIGURE 3.3 – Modèle rhéologique de Kelvin-Voigt modifié

L'élément rhéologique supplémentaire est un élément particulier du modèle rhéologique de Bouc-Wen, permettant de décrire le comportement hystérétique des matériaux [125, 126, 127].

Dans ce cas, l'équation du modèle est donnée par :

$$\sigma(t) = E\varepsilon(t) + \eta_e \dot{\varepsilon}(t) + \alpha_e \varepsilon(t) \frac{\dot{\varepsilon}(t)}{|\dot{\varepsilon}(t)|} \tag{3.11}$$

Avec α_e le coefficient de dissipation hystérétique.

Dans le domaine complexe, on aurait :

$$\sigma_0(\omega) = (E + i\eta_e\omega + i\alpha_e)\,\varepsilon_0(\omega) = (E + i(\alpha_e + \eta_e\omega))\,\varepsilon_0(\omega) \tag{3.12}$$

Le facteur d'amortissement serait dans ce cas :

$$\beta(\omega) = \frac{\eta_e}{E}\omega + \frac{\alpha_e}{E} \tag{3.13}$$

Dans ce cas-là, le facteur d'amortissement est une fonction affine de la fréquence, et l'ordonnée à l'origine permet de déterminer α_e.

3.1.2 Plan d'expérience et résultats

3.1.2.1 Essais réalisés

Plusieurs essais ont été réalisés en DMA sur des échantillons de mousses de polyuréthane, selon la direction de croissance et dans la direction transversale. Deux types d'essais sont réalisés, un balayage en amplitude, pour déterminer la plage de déformation en phase élastique, et un balayage en fréquence pour déterminer la réponse fréquentielle du matériau, notamment le module d'Young dynamique en fonction de la fréquence. La matrice d'essai est donnée au tableau 3.1.

	Direction de croissance				Direction transversale			
	Balayage en amplitude		Balayage en fréquence		Balayage en amplitude		Balayage en fréquence	
Essai	PIR-DMA-R-1	PIR-DMA-R-2	PIR-DMA-R-3	PIR-DMA-R-4	PIR-DMA-T-1	PIR-DMA-T-2	PIR-DMA-T-3	PIR-DMA-T-4
Dimensions (mm)	H36,75 D19,95	H37,82 D19,98	H37,06 D20,06	H37,47 D20,1	H37,55 D19,68	H37,6 D19,7	H37,2 D20,07	H37,19 D20,04

Tableau 3.1 – Matrice d'essai DMA

3.1.2.2 Résultats obtenus

En figure 3.4, nous retrouvons les résultats obtenues par les essais de balayage en amplitude dans les deux directions. Ce sont le module, la partie réelle et la partie imaginaire du module complexe en fonction de la déformation, pour une gamme de déformation allant de 0,01% à 1%.

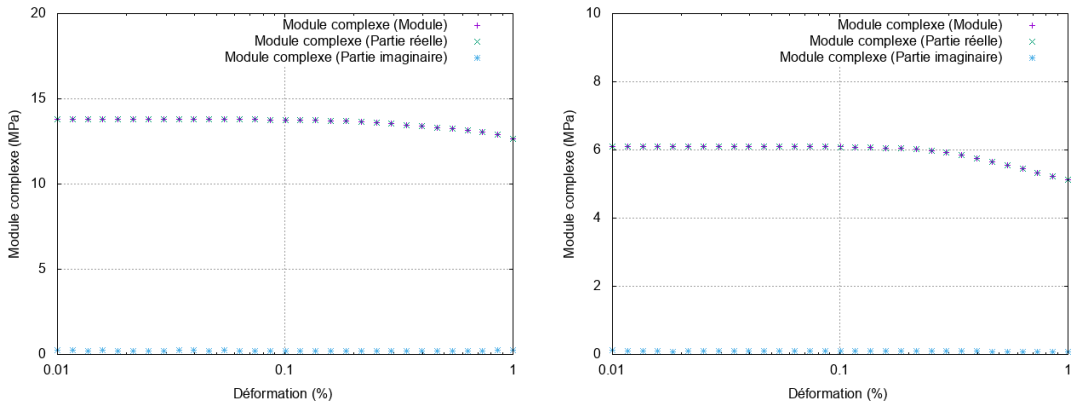


Figure 3.4 – Balayage en amplitude : à gauche, direction de croissance (PIR-DMA-R-2), à droite, direction transversale (PIR-DMA-T-1)

Entre 0,01 et 0,2 % de déformation, le module d'Young dynamique est constant. À partir de 0,2% de déformation, le module d'Young dynamique décroît. Donc, pour les essais de balayage en fréquence, la déformation autour de laquelle les essais seront réalisés est de 0,1%.

Pour les essais DMA de balayage en fréquence, les résultats pour les essais dans la direction de croissance sont présentés sur la figure 3.5, pour les différentes composantes du module complexe en fonction de la fréquence, en échelle semi-logarithmique. La fréquence est comprise entre 1 et 150 Hz.

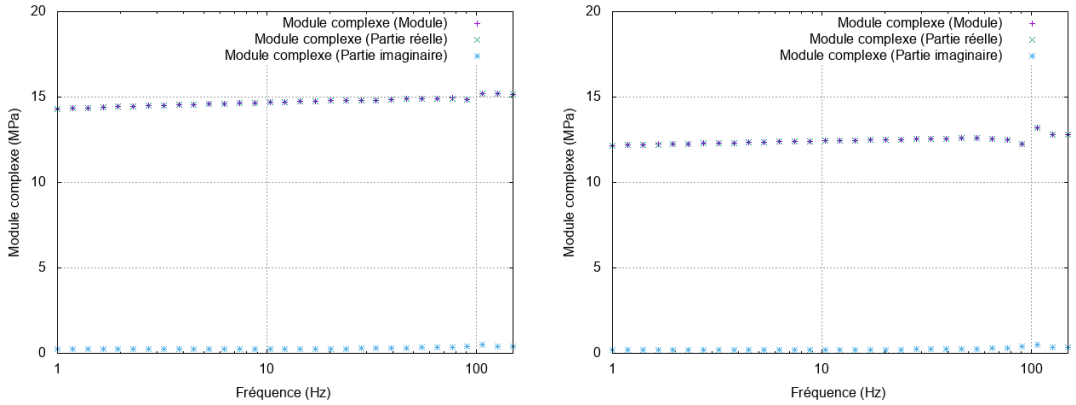


FIGURE 3.5 – Module complexe en fonction de la fréquence (direction de croissance)

Pour les deux courbes, nous remarquons que la partie réelle du module complexe varie très peu en fonction de la fréquence, sur la gamme de fréquences étudiée. La partie imaginaire du module complexe est très faible par rapport à la partie réelle, ce qui implique que le facteur de perte sera très faible. Entre les deux essais, les modules d'Young dynamiques sont légèrement différents, et ont pour valeurs respectives 15 MPa et 12,5 MPa. Ces valeurs sont cohérentes, puisque la valeur du module d'Young évaluée en statique par CIN pour des déformations jusqu'à 1% est de 11 MPa. D'après le principe d'équivalence temps-température, le module d'Young est une fonction croissante de la vitesse de déformation, et donc la valeur du module d'Young dynamique doit être supérieure à la valeur du module d'Young statique.

Pour le facteur de perte en fonction de la fréquence, nous obtenons les résultats en figure 3.6.

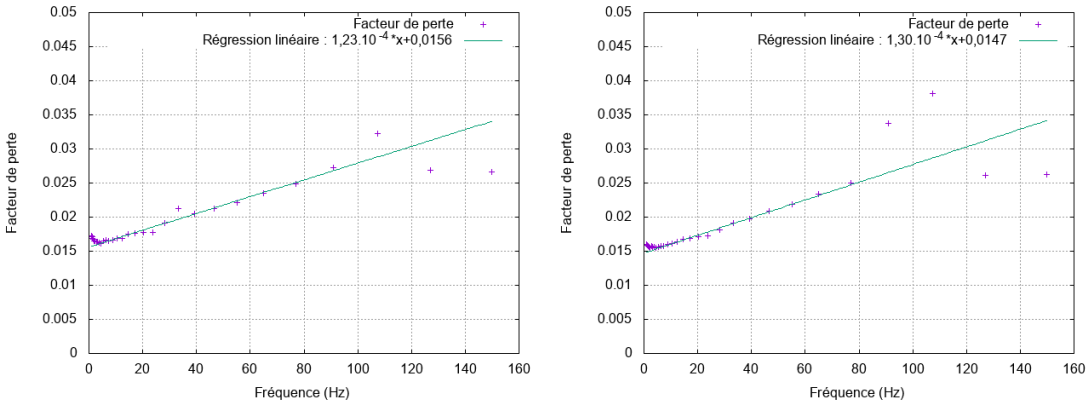


FIGURE 3.6 – Facteur de perte en fonction de la fréquence

Comme nous pouvons le remarquer, il est possible d'effectuer une régression linéaire du facteur de perte en fonction de la fréquence, afin de déterminer le coefficient de visco-élasticité et le coefficient de dissipation hystérétique. La régression linéaire est bien une

fonction affine, il faut donc choisir le modèle de Kelvin-Voigt modifié. Le coefficient directeur correspond au terme $2\pi\eta_e/E$. L'ordonnée à l'origine correspond à α_e/E. Nous obtenons respectivement, pour chaque essai, des coefficients viscoélastiques de 294 Pa.s et 259 Pa.s, et nous obtenons des coefficients de dissipation hystérétique de 234 kPa et 184 kPa.

Dans la direction transversale, les résultats sont donnés en figure 3.7.

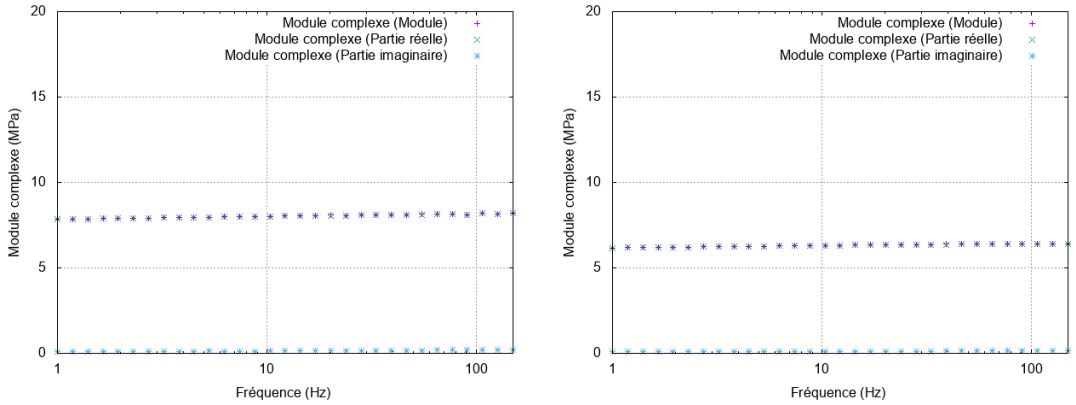


FIGURE 3.7 – Module complexe en fonction de la fréquence (direction transversale)

Nous pouvons réaliser les mêmes observations que pour les essais selon la direction de croissance. Les valeurs des modules d'Young dynamiques pour chaque essai sont respectivement 8 MPa et 6,3 MPa. De même pour les autres paramètres, les valeurs des coefficients de viscoélasticité sont 147 Pa.s et 125 Pa.s et celles des coefficients de dissipation hystérétique sont 117 kPa et 92 kPa.

Concernant le coefficient de dissipation, il est possible de confronter les résultats obtenus avec les essais statiques, dans la direction de croissance. Ce coefficient de dissipation peut également être évalué lors d'un essai de charge-décharge en phase élastique à faible vitesse de déformation, notamment sur la figure 2.11, en évaluant la différence de contrainte entre la charge et la décharge. Cette différence de contrainte est égale à $2\alpha_e\varepsilon$. À 2% de déformation, cette différence de contrainte est de 8 kPa environ, donc le coefficient α_e est égal à 175 kPa, valeur du même ordre de grandeur que les valeurs obtenues avec les essais DMA. Notons tout de même que la condition $\alpha_e\varepsilon \ll \eta_e\dot{\varepsilon}$ reste vérifiée pour des petites déformations, et pour des vitesses de déformations élevées.

3.1.3 Synthèse sur la caractérisation viscoélastique

L'objectif de ces essais était de savoir si le comportement de la mousse était viscoélastique et de déterminer, le cas échéant, les paramètres de viscoélasticité associés. Une réponse viscoélastique a été mise en évidence et un module d'Young dynamique, peu sensible à la fréquence, et un coefficient de viscoélasticité ont été identifiés pour les deux directions, la direction de croissance et la direction transversale. Ces données nous seront précieuses pour mieux analyser la réponse en compression dynamique de la mousse lors des essais aux barres de Hopkinson.

3.2 Caractérisation viscoplastique : les barres de Hopkinson

3.2.1 Principe et théorie

3.2.1.1 Généralités

L'essai aux barres de Hopkinson est une méthode de caractérisation dynamique des matériaux développée en 1914 par Bertram Hopkinson [128] puis modifiée en 1949 par Kolsky [129]. L'analyse de cet essai repose sur l'analyse de la propagation d'ondes élastiques dans des solides. Il existe deux types d'expérimentations de Hopkinson : la configuration d'impact classique (SHPB pour « Split Hopkinson Pressure Bar ») et la configuration d'impact direct (DHPB pour « Direct Hopkinson Pressure Bar »).

Ce dispositif a été notamment utilisé pour caractériser des matériaux à haute vitesse de déformation [130]. Selon le matériau que l'on souhaite caractériser, les matériaux constitutifs des barres seront différents. Pour les matériaux cellulaires comme les mousses polymères, l'utilisation de barres viscoélastiques en polymères est préférable, puisque les matériaux cellulaires ont une résistance et une impédance mécaniques faibles [55, 56]. Les barres de Hopkinson (barres et projectile) qui seront ainsi utilisées dans ce travail pour caractériser la mousse de polyuréthane sont des barres en nylon.

FIGURE 3.8 – Barres de Hopkinson en nylon du LaMé (INSA CVL)

Le tableau 3.2 montre les caractéristiques des barres utilisées au laboratoire ($Z_{ac} = \sqrt{\rho\, E}$).

	Module d'Young	Masse volumique	Coefficient de Poisson	Diamètre	Célérité des ondes	Impédance acoustique
Matériau	E (GPa)	ρ (kg/m^3)	ν	D (mm)	C_b (m/s)	Z_{ac} (kg.m^{-2}.s^{-1})
Nylon	3,4	1140	0,39	21	1730	1,97.10^6
Aluminium	74	2800	0,33	40	5150	1,5.10^7
Acier	160	7800	0,3	20	4500	3,5.10^7

TABLEAU 3.2 – Données des barres de Hopkinson disponibles au LaMé (INSA CVL)

3.2.1.2 Théorie

Relations de base

La configuration d'impact classique est la suivante :

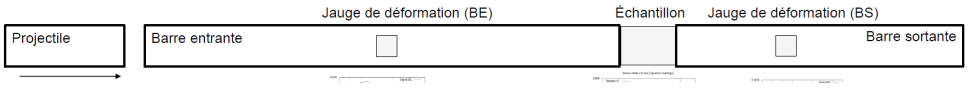


FIGURE 3.9 – Barres de Hopkinson en configuration d'impact classique

L'échantillon correspond au matériau que l'on souhaite tester. Les deux barres sont identiques, dont les longueurs et la limite d'élasticité sont élevées par rapport à l'échantillon. Elles permettent également de mesurer, au moyen de jauges de déformations, les caractéristiques des ondes qui se propagent. Le mouvement du projectile est provoqué par un canon à air comprimé. La connaissance de la marche des ondes, autrement dit la manière dont les ondes se propagent dans un solide élancé, permet, à partir de mesures de déformation en des emplacements précis sur les barres entrantes et sortantes, de déterminer les vitesses et efforts aux interfaces de l'échantillon. Sous réserve que l'échantillon soit à l'équilibre, c'est-à-dire que la force entrante soit égale à la force sortante, ces mesures permettent de déterminer à tout instant la contrainte et la déformation moyenne dans l'échantillon.

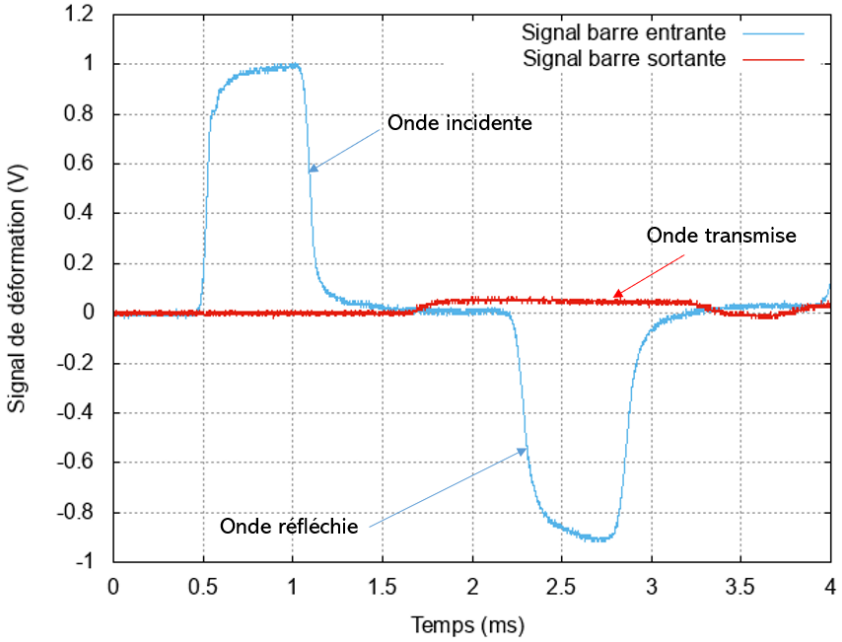


FIGURE 3.10 – Exemple de signaux issus des jauges lors d'un essai sur une mousse

Les formules reliant les efforts et les vitesses aux valeurs des déformations incidentes, réfléchies et transmises aux interfaces de l'échantillon sont les suivantes :

$$F_e(t) = S_b E_b (\varepsilon_i(t) + \varepsilon_r(t)) \tag{3.14}$$

$$F_s(t) = S_b E_b \varepsilon_t(t) \tag{3.15}$$

$$v_e(t) = C_b(\varepsilon_i(t) - \varepsilon_r(t)) \tag{3.16}$$

$$v_s(t) = C_b \varepsilon_t(t) \tag{3.17}$$

Si l'échantillon est à l'équilibre, la contrainte et la déformation moyenne peuvent être calculées :

$$\sigma_n(t) = \frac{F_e(t) + F_s(t)}{2S_{ech}} \tag{3.18}$$

$$\varepsilon_n(t) = \frac{u_s(t) - u_e(t)}{l_{ech}} \tag{3.19}$$

Avec :

- $F_e(t)$ et $F_s(t)$ les forces à l'interface entrante et à l'interface sortante ;
- $v_e(t)$ et $v_s(t)$ les vitesses à l'interface entrante et à l'interface sortante ;
- $u_e(t)$ et $u_s(t)$ les déplacements à l'interface entrante et à l'interface sortante ;
- S_b, E_b et C_b la section, le module d'Young et la célérité des ondes se propageant dans les barres ;
- S_{ech} et l_{ech} la section et la longueur de l'échantillon ;
- $\sigma_n(t)$ et $\varepsilon_n(t)$ contrainte nominale et la déformation nominale dans l'échantillon. Ces grandeurs sont des valeurs moyennes sur l'ensemble de l'échantillon.

La célérité des ondes élastiques dans un milieu solide est donnée par l'équation (3.20).

$$C = \sqrt{\frac{E}{\rho}} \tag{3.20}$$

Précisons également que :

$$u(t) = \int_0^t v(\tau)\, d\tau \tag{3.21}$$

La configuration d'impact direct est la suivante :

FIGURE 3.11 – Barres de Hopkinson d'impact direct

Cette configuration est utile pour effectuer des tests à grande vitesse de déformation. Cependant, le calcul de la contrainte et de la déformation n'est pas aussi aisé que dans la

configuration classique. De plus, l'absence de mesure de déformation sur le projectile ne permet pas de mesurer la force entrante et donc de vérifier l'équilibre de l'échantillon. Il est donc nécessaire de supposer l'équilibre. La vitesse entrante en est déduite à partir de la vitesse du projectile v_{st_0}, de sa masse M_{pr} et de la force sortante mesurée :

$$v_e(t) = v_{st_0} - \int_0^t \frac{F_s(\tau)}{M_{pr}} d\tau \tag{3.22}$$

Cette configuration ne sera pas utilisée dans notre étude.

Relations entre contraintes dans la barre entrante et le projectile et vitesse initiale du projectile

Dans ce paragraphe, nous nous intéressons à la vitesse maximale à imposer au projectile pour éviter que la limite d'élasticité ne soit dépassée ni dans le projectile, ni dans la barre entrante. Nous étudions le choc entre le projectile et la barre entrante, ce qui revient à étudier le choc entre deux solides de sections circulaires constantes, avec des diamètres différents, et constitués des mêmes matériaux, le projectile étant animée d'une vitesse initiale et la barre entrante immobile. Nous supposons que lors de l'impact, le contact s'effectue sur toute la surface de la plus petite des deux barres et que le contact est assuré pendant toute la durée de l'impact. Nous supposons également que les matériaux ont un comportement élastique.

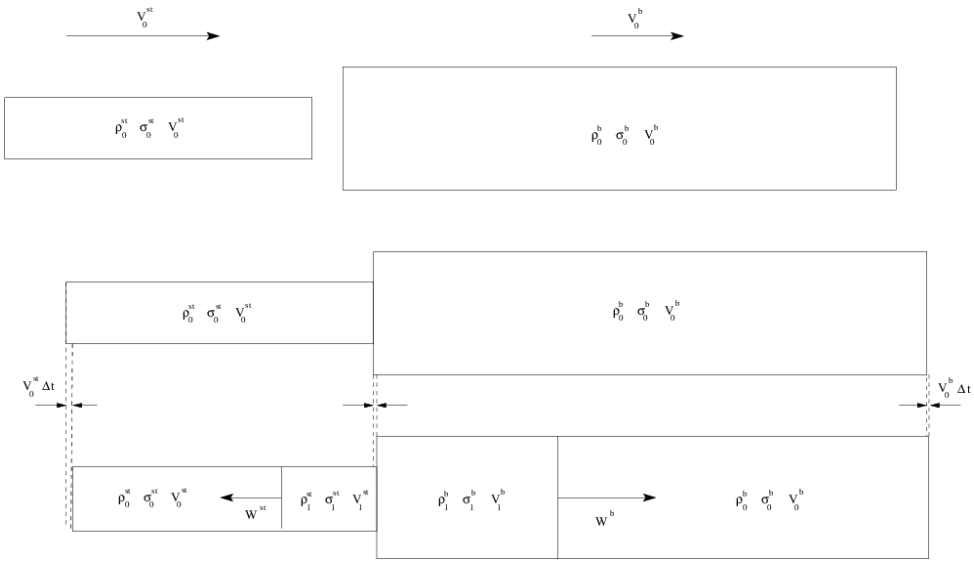


FIGURE 3.12 – Impact entre le projectile et la barre entrante

Lorsque le projectile entre en contact avec la barre entrante, deux ondes de compression vont se propager dans les deux barres. Les équations de conservations (conservation de la masse, conservation de la quantité de mouvement) donnent la relation entre la variation de contrainte et la variation de vitesse entre deux états :

$$\Delta\sigma = -\rho_0 (C - v_0) \Delta v \tag{3.23}$$

Avec :

- $\Delta\sigma$ la variation de contrainte entre les deux états ;
- ρ_0 la masse volumique initiale du solide ;
- C la célérité des ondes élastiques ;
- v_0 la vitesse initiale du solide ;
- Δv la variation de vitesse entre les deux états.

Pour le projectile, la contrainte initiale est nulle et l'onde se propage dans le sens négatif, nous aurons :

$$\sigma_{st} = \rho_{st} \left(C_{st} - v_{st_0}\right) \left(v_{st} - v_{st_0}\right) \tag{3.24}$$

Pour la barre entrante, initialement au repos :

$$\sigma_b = -\rho_b C_b v_b \tag{3.25}$$

Les conditions de contact et de non interpénétrabilité de la matière imposent l'égalité des vitesses sur la surface de contact :

$$v_{st} = v_b = v_i \tag{3.26}$$

L'équilibre des efforts à l'interface impose une relation entre les contraintes dans le projectile et dans la barre :

$$\sigma_{st} S_{st} = \sigma_b S_b \tag{3.27}$$

Ce qui donne :

$$\rho_{st} \left(C_{st} - v_{st_0}\right) \left(v_i - v_{st_0}\right) S_{st} = -\rho_b C_b v_i S_b \tag{3.28}$$

D'où :

$$v_i = \frac{S_{st}\rho_{st} \left(C_{st} - v_{st_0}\right) v_{st_0}}{S_{st}\rho_{st} \left(C_{st} - v_{st_0}\right) + S_b \rho_b C_b} \tag{3.29}$$

La vitesse du projectile avant impact avec la barre entrante v_{st_0} étant négligeable devant la célérité des ondes élastiques, la relation se simplifie en :

$$v_i \approx \frac{S_{st}\rho_{st} C_{st} v_{st_0}}{S_{st}\rho_{st} C_{st} + S_b \rho_b C_b} \tag{3.30}$$

Soit α le ratio des impédances mécaniques entre le projectile et la barre entrante :

$$\alpha = \frac{S_{st}\rho_{st} C_{st}}{S_b \rho_b C_b} \tag{3.31}$$

Nous obtenons :

$$v_i = \frac{\alpha}{1+\alpha} v_{st_0} \tag{3.32}$$

La contrainte dans le projectile en fonction de la vitesse initiale du projectile est donnée par :

$$\sigma_{st} = \rho_{st} C_{st} \left(\frac{\alpha}{1+\alpha} v_{st_0} - v_{st_0} \right) = -\frac{\rho_{st} C_{st}}{1+\alpha} v_{st_0} \tag{3.33}$$

La contrainte dans la barre entrante en fonction de la vitesse initiale du projectile s'écrit :

$$\boxed{\sigma_b = -\frac{\rho_b C_b \alpha}{1+\alpha} v_{st_0}} \tag{3.34}$$

Si le projectile et la barre entrante avaient la même section, nous aurions obtenu la formule classique de la contrainte générée par l'impact entre deux solides de mêmes matériaux et de mêmes sections :

$$\sigma = \frac{1}{2} \rho C v \tag{3.35}$$

Ce n'est pas le cas des barres utilisées pour les essais expérimentaux.

Les barres utilisées sont des barres en Nylon, dont la masse volumique est autour de 1140 kg/m^3, un module d'Young de 3.4 GPa et la limite d'élasticité de l'ordre de 50 MPa. Le diamètre du projectile est de 15 mm et le diamètre de la barre entrante est de 21 mm. Si nous souhaitons éviter que le Nylon plastifie lors d'un essai, la vitesse du projectile ne devra pas dépasser 38 m/s. La barre entrante ne plastifierait pas à cette vitesse.

Relations entre onde de contrainte dans un échantillon élastique et vitesse initiale du projectile

Pour des vitesses de projectile suffisamment faibles, la réponse de l'échantillon demeurera élastique. Nous allons chercher à relier le niveau de l'onde de contrainte qui se propagera dans l'échantillon à la vitesse initiale du projectile. Nous reprenons nos développements précédents, une onde de choc élastique se propage dans la barre entrante à la vitesse C_b et va atteindre l'interface entrante de l'échantillon. Nous supposons que l'échantillon est initialement non chargé et au repos. La barre entrante doit satisfaire la relation entre la variation de contrainte et la variation de vitesse entre l'état avant et après passage de l'onde dans l'échantillon :

$$\sigma_b' - \sigma_b = \rho_b C_b \left(v_e - v_i \right) \tag{3.36}$$

Avec :

- σ'_b la contrainte dans la barre entrante après passage de l'onde dans l'échantillon ;
- v_e la vitesse à l'interface entrante de l'échantillon.

L'échantillon doit également respecter la relation contrainte-vitesse :

$$\sigma_{ech} = -\rho_{ech} C_{ech} v_e \tag{3.37}$$

L'égalité des efforts à l'interface donne :

$$\sigma_{ech} S_{ech} = \sigma'_b S_b \tag{3.38}$$

Les trois relations précédentes donnent :

$$-\rho_{ech} C_{ech} v_e S_{ech} = \rho_b C_b \left(v_e - v_i\right) S_b + \sigma_b S_b \tag{3.39}$$

En isolant v_e :

$$v_e = \frac{\rho_b C_b S_b v_i - \sigma_b S_b}{\rho_b C_b S_b + \rho_{ech} C_{ech} S_{ech}} \tag{3.40}$$

Or nous avons déterminé dans le paragraphe précédent les relations entre la vitesse v_i, la contrainte dans la barre et la vitesse du projectile (équ. (3.32) et (3.34)). Donc :

$$v_e = \frac{\rho_b C_b S_b \frac{S_{st}\rho_{st} C_{st} v_{st_0}}{S_{st}\rho_{st} C_{st} + S_b \rho_b C_b} + \rho_b C_b S_b \frac{S_{st}\rho_{st} C_{st} v_{st_0}}{S_{st}\rho_{st} C_{st} + S_b \rho_b C_b}}{\rho_b C_b S_b + \rho_{ech} C_{ech} S_{ech}} \tag{3.41}$$

$$v_e = \frac{2\rho_b C_b S_b S_{st}\rho_{st} C_{st} v_{st_0}}{\left(\rho_b C_b S_b + \rho_{ech} C_{ech} S_{ech}\right)\left(S_{st}\rho_{st} C_{st} + S_b \rho_b C_b\right)} \tag{3.42}$$

La contrainte dans l'échantillon vaut donc :

$$\sigma_{ech} = -\frac{2\rho_{ech} C_{ech} \rho_b C_b S_b S_{st}\rho_{st} C_{st} v_{st_0}}{\left(\rho_b C_b S_b + \rho_{ech} C_{ech} S_{ech}\right)\left(S_{st}\rho_{st} C_{st} + S_b \rho_b C_b\right)} \tag{3.43}$$

Dans le cas où l'échantillon a une faible impédance mécanique par rapport à la barre $\rho_{ech} C_{ech} S_{ech} \ll \rho_b C_b S_b$, l'expression de la contrainte dans l'échantillon est simplifiée :

$$\sigma_{ech} \approx -\frac{2\rho_{ech} C_{ech} S_{st}\rho_{st} C_{st} v_{st_0}}{\left(S_{st}\rho_{st} C_{st} + S_b \rho_b C_b\right)} = -\frac{2\alpha\rho_{ech} C_{ech}}{(1+\alpha)} v_{st_0} \tag{3.44}$$

Donc, pour ne pas dépasser la limite d'élasticité, la vitesse du projectile avant impact doit respecter la condition suivante :

$$\boxed{v_{st_0} < -\frac{(1+\alpha)}{2\alpha\rho_{ech} C_{ech}} \sigma_y} \tag{3.45}$$

L'application numérique pour déterminer la vitesse critique du projectile est calculée en prenant les données suivantes :

- ρ_{ech} = 30 kg/m^3, E_{ech} = 11 MPa, $C_{ech} = \sqrt{\frac{E_{ech}}{\rho_{ech}}}$ = 605 m/s, σ_y = -190 kPa ;
- $\rho_{st} = \rho_b$ = 1140 kg/m^3, $E_{st} = E_b$ = 3,4 GPa, $C_{st} = C_b$ = 1727 m/s

La vitesse critique est de 15,58 m/s. Nous en concluons que le projectile doit avoir une vitesse inférieure à 15 m/s environ pour ne pas compacter l'échantillon.

Relations entre saut de contrainte au travers du front de compaction et la vitesse initiale du projectile

Nous avons observé au premier chapitre qu'en raison de la forme particulière que prenait la relation contrainte-déformation dans les matériaux cellulaires, une onde de choc pouvait se former dans le matériau. Nous avons également vu qu'en idéalisant la forme de la réponse, par exemple en adoptant le modèle de comportement rigide parfaitement plastique avec verrouillage à la densification (Rigid Perfectly-Plastic Locking RPPL) (fig. 1.20) [83], il était possible de déterminer la relation entre la contrainte et la vitesse du front de compaction (équ. 1.48). Nous allons dans ce paragraphe, en supposant que notre matériau vérifie un comportement RPPL, déterminer l'intensité du saut de contrainte à la traversée du front de compaction dans l'échantillon en fonction de la vitesse du projectile.

La célérité du front de discontinuité, ou du front de compaction w_{ech}, vérifie la relation contrainte-vitesse :

$$\sigma_{ech} - \sigma_y = -\rho_{ech} w_{ech} v_e \tag{3.46}$$

La conservation de la masse dans l'échantillon permet d'écrire :

$$\rho_{ech}^d \left(w_{ech} - v_e\right) = \rho_{ech} w_{ech} \tag{3.47}$$

Avec ρ_{ech}^d la masse volumique de l'échantillon à l'état densifié, donnée par :

$$\rho_{ech}^d = \frac{\rho_{ech}}{1 - \varepsilon_d} \tag{3.48}$$

Les deux relations précédentes donnent :

$$\frac{\rho_{ech}}{1 - \varepsilon_d} \left(w_{ech} - v_e\right) = \rho_{ech} w_{ech} \tag{3.49}$$

$$v_e = \varepsilon_d w_{ech} \tag{3.50}$$

La variation de contrainte associée au passage de l'onde de compaction est donnée :

$$\sigma_{ech} - \sigma_y = -\rho_{ech} w_{ech}^2 \varepsilon_d = -\rho_{ech} \frac{v_e^2}{\varepsilon_d} \tag{3.51}$$

L'égalité des efforts à l'interface est toujours respectée (équ. (3.38)), cela donne dans ce cas de figure :

$$-\rho_{ech} w_{ech} S_{ech} v_e + \sigma_y S_{ech} = \rho_b C_b S_b (v_e - v_i) + \sigma_b S_b \tag{3.52}$$

$$\Leftrightarrow \qquad \rho_b C_b S_b v_i - \sigma_b S_b + \sigma_y S_{ech} = \left(\rho_b C_b S_b + \rho_{ech} w_{ech} S_{ech}\right) v_e \tag{3.53}$$

$$\Leftrightarrow \qquad v_e = \frac{\rho_b C_b S_b v_i - \sigma_b S_b + \sigma_y S_{ech}}{\left(\rho_b C_b S_b + \rho_{ech} w_{ech} S_{ech}\right)} \tag{3.54}$$

Or, d'après les équations (3.32) et (3.34), nous avons :

$$v_e = \frac{\rho_b C_b S_b \frac{S_{st}\rho_{st}C_{st}}{S_{st}\rho_{st}C_{st}+S_b\rho_b C_b} v_{st_0} + \sigma_y S_{ech} + \frac{\rho_b C_b S_{st}\rho_{st}C_{st}}{S_{st}\rho_{st}C_{st}+S_b\rho_b C_b} v_{st_0} S_b}{\left(\rho_b C_b S_b + \rho_{ech} w_{ech} S_{ech}\right)} \tag{3.55}$$

Dans le cas d'un échantillon de faible impédance devant celle des barres ($\rho_{ech} w_{ech} S_{ech} \ll Z_{st} S_{st}$ et $\rho_{ech} w_{ech} S_{ech} \ll Z_b S_b$), l'expression précédente peut se simplifier en :

$$v_e = \frac{2\rho_{st} C_{st} S_{st}}{\left(S_{st}\rho_{st}C_{st} + S_b\rho_b C_b\right)} v_{st_0} + \frac{\sigma_y S_{ech}}{\left(\rho_b C_b S_b\right)} \tag{3.56}$$

Le saut de contrainte dans l'échantillon vaut alors :

$$\boxed{\Delta\sigma = \sigma_{ech} - \sigma_y = -\frac{\rho_{ech}}{\varepsilon_d}\left(\frac{2\rho_{st} C_{st} S_{st}}{\left(S_{st}\rho_{st}C_{st} + S_b\rho_b C_b\right)} v_{st_0} + \frac{\sigma_y S_{ech}}{\left(\rho_b C_b S_b\right)}\right)^2} \tag{3.57}$$

Relations entre onde de contrainte dans un échantillon viscoélastique et vitesse initiale du projectile

En écho à la première partie de ce chapitre, nous savons que l'échantillon étudié, une mousse de polyuréthane, aura dans les tous premiers instants de l'essai, une réponse viscoélastique. En ne nous intéressant qu'à ces premiers instants, ce qui revient à s'intéresser à un échantillon semi-infini [124], nous pouvons déterminer l'intensité du front de contrainte en fonction de la vitesse à l'interface barre entrante-échantillon préalablement déterminée (équ. 3.42).

L'équation de conservation de la quantité de mouvement est donnée par :

$$\frac{\partial \sigma\left(x,t\right)}{\partial x} = \rho \frac{\partial^2 u\left(x,t\right)}{\partial t^2} \tag{3.58}$$

Comme il a été dit précédemment, nous supposons un modèle de comportement viscoélastique de Kelvin-Voigt, dont l'équation du modèle est donnée par :

$$\sigma(x,t) = E\varepsilon(x,t) + \eta_e \dot{\varepsilon}(x,t) \tag{3.59}$$

Pour résoudre l'équation de conservation, nous utilisons la transformée de Laplace :

$$\frac{\partial \sigma(x,p)}{\partial x} = \rho p^2 u(x,p) \tag{3.60}$$

$$\sigma(x,p) = (E+\eta_e p)\,\varepsilon(x,p) = (E+\eta_e p)\,\frac{\partial u(x,p)}{\partial x} = E(p)\,\frac{\partial u(x,p)}{\partial x} \tag{3.61}$$

Donc :

$$E(p)\,\frac{\partial^2 u(x,p)}{\partial x^2} = \rho p^2 u(x,p) \tag{3.62}$$

La solution de cette équation différentielle par la variable spatiale est :

$$u(x,p) = u_0(p)\exp\left(-p\sqrt{\frac{\rho}{E(p)}}x\right) \tag{3.63}$$

Avec $u_0(p)$ le déplacement en $x = 0$, c'est-à-dire à l'interface barre entrante-échantillon. Dans ce cas, la contrainte est donnée par :

$$\sigma(x,p) = \rho p^2 \int u(x,p)\,dx = -\rho p^2 \frac{u_0(p)}{p}\sqrt{\frac{E(p)}{\rho}}\exp\left(-p\sqrt{\frac{\rho}{E(p)}}x\right) \tag{3.64}$$

$$\sigma(x,p) = -p u_0(p)\sqrt{\rho E(p)}\exp\left(-p\sqrt{\frac{\rho}{E(p)}}x\right) \tag{3.65}$$

La contrainte entrante est donnée par :

$$\sigma(0,p) = \sigma_0(p) = -p u_0(p)\sqrt{\rho E(p)} \tag{3.66}$$

La vitesse $v_0(p)$ en $x = 0$, correspondant à la vitesse entrante v_e dans le domaine de Laplace est :

$$v_0(p) = p u_0(p) \tag{3.67}$$

Donc :

$$\sigma_0(p) = -v_0(p)\sqrt{\rho E(p)} = -v_0(p)\sqrt{\rho(E+\eta_e p)} \tag{3.68}$$

Par transformée inverse de Laplace, nous avons le produit de convolution suivant :

$$\boxed{\sigma_0(t) = \left(-v_0(t)\sqrt{\rho E}\right) * \left(-\frac{\exp\left(-\frac{t}{\tau_e}\right)}{2\sqrt{\pi}\tau_e\left(\frac{t}{\tau_e}\right)^{\frac{3}{2}}}\right)} \tag{3.69}$$

Avec τ_e le temps caractéristique donné par :

$$\tau_e = \frac{E}{\eta_e} \tag{3.70}$$

Nous pouvons également utiliser l'accélération plutôt que la vitesse :

$$v_0(p) = \frac{a_0(p)}{p} \tag{3.71}$$

Donc :

$$\sigma_0(p) = -\frac{a_0(p)}{p}\sqrt{\rho(E+\eta_e p)} \tag{3.72}$$

Par transformée inverse :

$$\boxed{\sigma_0(t) = \left(-a_0(t)\sqrt{\rho E}\right) * \left(\mathrm{erf}\left(\sqrt{\frac{t}{\tau_e}}\right) + \frac{\exp\left(-\frac{t}{\tau_e}\right)}{\sqrt{\pi\frac{t}{\tau_e}}}\right)} \tag{3.73}$$

L'ensemble des relations analytiques obtenues nous permettra de mieux analyser la réponse de l'échantillon lors de l'essai aux barres de Hopkinson. Il convient toutefois de noter que ces développements, en plus d'approches simplifiées du comportement, supposent également un matériau sans défaut.

3.2.2 Essais réalisés et post-traitement

3.2.2.1 Protocole expérimental

Les essais sont réalisés avec un jeu de barres en nylon de diamètre 21 mm et des échantillons, obtenus par carottage, de diamètre 20 mm. Les propriétés mécaniques des barres et des échantillons sont rappelées dans le tableau 3.3.

	Module d'Young	Masse volumique	Diamètre	Célérité des ondes	Impédance acoustique	Impédance mécanique
Matériau	E (MPa)	ρ (kg/m^3)	D (mm)	C_b (m/s)	Z_{ac} (kg.m^{-2}.s^{-1})	Z_m (kg/s)
Nylon	3400	1140	21	1730	1,97.10^6	600
Mousse PIR	11	30	20,2	605	1,82.10^4	6

TABLEAU 3.3 – Comparaisons des paramètres des barres et de la mousse étudiée

Un des éléments clefs de ce tableau est la variation importante d'impédance mécanique ($Z_m = Z_{ac}S$) entre les barres et les échantillons. Cette variation se traduira par une forte réflexion de l'onde incidente et une faiblesse de l'onde transmise comme cela peut être observé sur la figure 3.10.

Comme en statique, deux configurations seront étudiées : compression simple et compression confinée. La compression simple nécessite uniquement l'utilisation des barres de manière classique. La compression confinée nécessitera du matériel supplémentaire, notamment une bague de confinement et des embouts en nylon.

La barre entrante a une longueur de 3 mètres et la barre sortante a une longueur de 1.78 mètre. Les jauges sont disposées sur les barres, au centre pour la barre entrante et à 39 cm de l'interface sortante pour la barre sortante. En raison du comportement viscoélastique du nylon, le transport des ondes et la correction de dispersion sont effectués avec le logiciel DAVID, en utilisant une correction viscoélastique [131]. La mesure de la vitesse du projectile est nécessaire, donc un capteur de vitesse (détecteur de position) est positionné en sortie du canon à air pour la mesure de la vitesse. Les échantillons sont des cylindres de diamètre 20 mm. Comme en statique, les essais sont suivis par imagerie au moyen d'une caméra rapide Photron SA5 et un mouchetis est déposé sur les échantillons pour permettre de réaliser un traitement par corrélation d'images numériques.

Les embouts en nylon, pour les essais confinés, seront collés aux interfaces des deux barres. Initialement, les embouts étaient scotchés aux barres, ce qui provoquait une perturbation dans les signaux des ondes de déformation. L'utilisation des embouts de diamètre un peu plus faible que les barres est nécessaire puisque les bagues de confinement ont un diamètre intérieur inférieur aux barres en nylon, pour que les embouts puissent coulisser à l'intérieur de la bague pour comprimer l'échantillon (fig. 3.13).

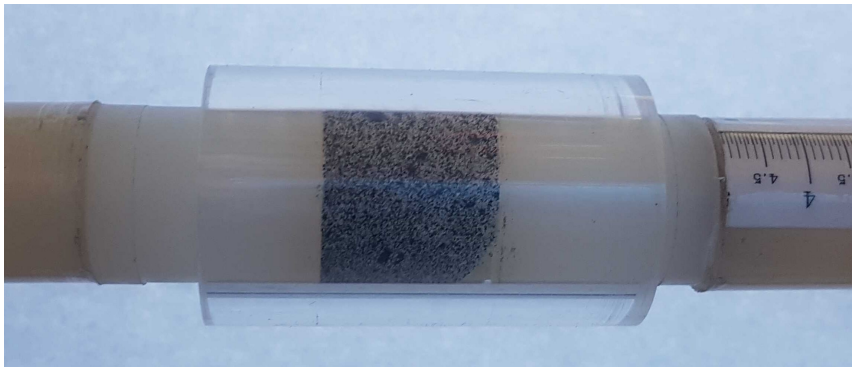


FIGURE 3.13 – Configuration utilisée pour la compression confinée aux barres de Hopkinson

En résumé, le matériel à disposition pour l'expérimentation est le suivant :

- Barres de Hopkinson en nylon de diamètre 21 mm ;
- Deux projectiles : diamètre 15 mm et longueurs 0,5 m et 1,3 m ;
- Caméra rapide (Photron SA5) et projecteurs froids ;
- Amplificateur ;
- Système d'acquisition et de numérisation ;

- Capteurs (Capteur de vitesse, jauges extensométriques) ;
- PC avec le logiciel LabView pour l'acquisition des données et le logiciel PFV pour configurer la caméra et enregistrer les images filmées ;
- Échantillons cylindriques à tester ;
- Peinture noir et blanc mat pour le mouchetis ;
- Embouts en nylon pour les essais confinés (Diamètres 20 mm, longueurs 30 ou 70 mm) ;
- Bague de confinement en PMMA.

3.2.2.2 Plan d'expérience

Le plan d'expérience a été mis en place en faisant varier un certain nombre de paramètres :

- Longueur du projectile : son adaptation permettra de faire varier la durée du chargement ;
- Longueur de l'échantillon : des échantillons courts permettront d'obtenir un équilibre plus rapide dans l'échantillon, à l'inverse des échantillons plus longs permettront de mieux observer la propagation de l'onde de compaction ;
- Pression dans le canon à air : la pression va conditionner la vitesse du projectile, et donc la vitesse entrante ;
- Type d'essai : compression simple ou confinée.

Les essais ont été réalisés à température ambiante.

Les listes des configurations d'essais sont données dans le tableau 3.4 pour la compression simple et dans le tableau 3.5 pour la compression confinée.

Référence essai	Dimensions (mm x mm)	Vitesse du projectile (m/s)	Longueur du projectile (m)
PIR-D-R-01	H18 D20.1	7.3	0.5
PIR-D-R-02	H17 D20.1	33.33	0.5
PIR-D-R-03	H14.0 D20.1	36.98	0.5
PIR-D-R-04	H13.6 D20.3	24.49	0.5
PIR-D-R-05	H14.4 D20.3	15	1.3
PIR-D-R-06	H14.26 D20.3	31.91	0.5
PIR-D-R-07	H14.46 D20.3	28.57	0.5
PIR-D-R-08	H15.62 D20.3	22.39	0.5
PIR-D-R-09	H7 D20.1	8.1	0.5
PIR-D-R-10	H15 D20.1	9.43	0.5
PIR-D-R-11	H13 D20.1	7.8	0.5
PIR-D-R-12	H12.46 D20.1	7	0.5
PIR-D-R-13	H12.5 D20.1	7.74	0.5
PIR-D-R-14	H9.3 D20.1	8.89	0.5
PIR-D-R-15	H9.5 D20.2	3.21	1.3
PIR-D-R-16	H15 D20.2	3.46	1.3
PIR-D-R-17	H14.57 D20.2	4.35	1.3
PIR-D-R-18	H14.78 D20.2	5.5	1.3
PIR-D-R-19	H12.68 D20.2	6.4	1.3
PIR-D-R-20	H6.1 D20.1	21.38	0.5

Tableau 3.4 – Tableau d'essais de compression simple dynamique

Référence essai	Dimensions (mm x mm)	Vitesse du projectile (m/s)	Longueur du projectile (m)
PIR-D-C-01	H16.16 D20.3	11.26	0.5
PIR-D-C-02	H10.3 D20.1	4.55	0.5
PIR-D-C-03	H14.41 D20.2	10.71	1.3
PIR-D-C-04	H13.33 D20.2	12.49	1.3
PIR-D-C-05	H13.56 D20.2	non mesuré	1.3
PIR-D-C-06	H14.34 D20.2	14.26	1.3
PIR-D-C-07	H13.8 D20.2	14.93	1.3
PIR-D-C-08	H12.95 D20.2	8.23	1.3
PIR-D-C-09	H15.1 D20.2	10.53	0.5
PIR-D-C-10	H14.8 D20.2	10.14	0.5
PIR-D-C-11	H15.4 D20.2	16.04	0.5
PIR-D-C-12	H14.7 D20.3	14.14	0.5
PIR-D-C-13	H16.01 D20.25	4.37	1.3
PIR-D-C-14	H14.6 D20.3	7.83	1.3
PIR-D-C-15	H10.48 D20.28	10.5	1.3
PIR-D-C-16	H10.48 D20.2	12.5	1.3
PIR-D-C-17	H13.62 D20.2	10.71	1.3
PIR-D-C-18	H15.34 D20.2	11.89	1.3
PIR-D-C-19	H15.07 D20.3	13.43	1.3
PIR-D-C-20	H9.8 D20.2	13.48	1.3

TABLEAU 3.5 – Tableau d'essais de compression confinée dynamique

Pour chaque essai, nous avons réalisé un essai à vide à la même pression du canon à air, pour effectuer une étape supplémentaire de correction des essais.

Il aurait été intéressant d'effectuer des essais dans la direction transversale. Cependant, au vu de la complexité des essais dans la direction de croissance, et comme la rigidité de la mousse est plus faible dans la direction transversale, ce qui donnerait une célérité des ondes plus faible et une impédance encore plus faible, ces essais n'ont pas été réalisés.

3.2.2.3 Post-traitement et méthodologie

À l'issue d'un essai, nous disposons des signaux électriques issus de la barrière de vitesse et des signaux électriques des jauges de déformations acquis et numérisés (fig. 3.14).

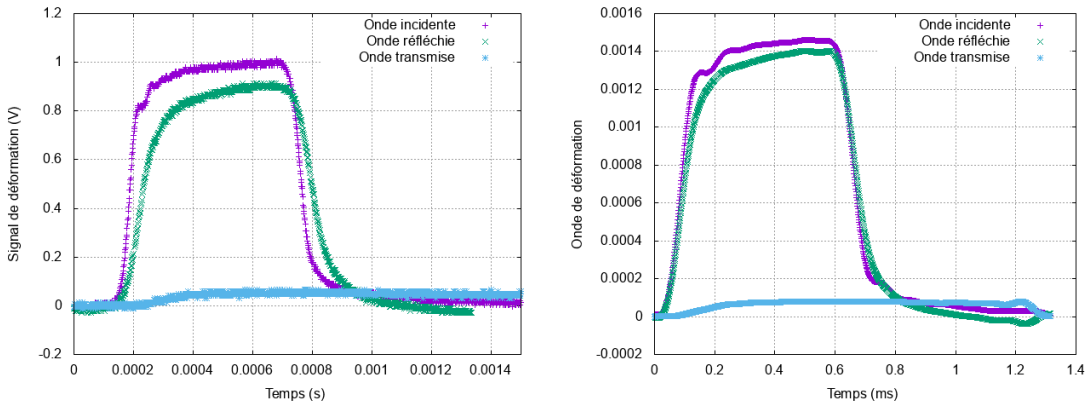


FIGURE 3.14 – Signaux de déformation : à gauche, signaux bruts, à droite, signaux convertis et corrigés (PIR-D-R-01)

Les projectiles étant recouverts à une de leurs extrémités d'une succession d'anneaux en aluminium réfléchissant la lumière, le signal de la barrière de vitesse présente l'allure d'un « peigne » qui permet de déterminer précisément la vitesse du projectile juste avant son contact avec la barre entrante, comme nous pouvons le voir sur la figure 3.15. La première frange est également utilisée pour déclencher l'acquisition des signaux et l'acquisition des images de manière synchronisée.

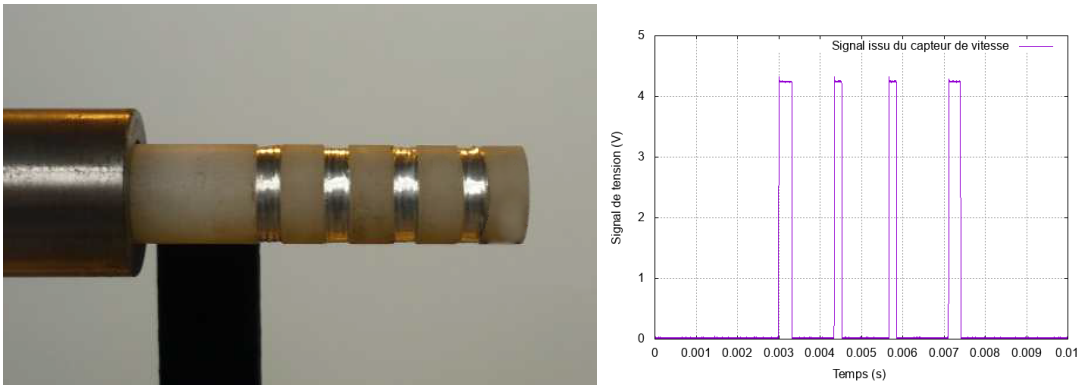


FIGURE 3.15 – Bandes réfléchissantes à l'extrémité du projectile et signal du capteur de vitesse

Le logiciel DAVID [131] est ensuite utilisé pour effectuer la conversion des signaux de tension des jauges en signaux de déformation (fig. 3.14), pour effectuer le transport des signaux à l'interface en les corrigeant pour tenir compte de la dispersion dans des barres viscoélastiques. La concordance entre la vitesse du projectile et l'intensité du créneau de déformation dans la barre entrante est également vérifiée.

Compte tenu des connaissances issues de la synthèse bibliographique et des développements analytiques, nous savons que pour de faibles élancements ($H/D \leq 0.5$) et pour de faibles vitesses d'impact ($v_{st_0} < 15$ m/s), un état d'équilibre devrait être atteint rapidement dans l'échantillon et qu'il ne devrait pas y avoir d'onde de compaction se propageant instantanément dans l'échantillon lors de l'arrivée de l'onde incidente.

Une des difficultés associées à l'étude des mousses de très faibles densités est leur très faible impédance. Classiquement, lorsque des essais de compression avec des barres au comportement viscoélastique sont à réaliser, nous effectuons un essai dit « barre-barre », c'est à dire sans échantillon, pour vérifier la qualité du transport des ondes et de la correction de dispersion. L'onde incidente, initialement mesurée au niveau de la jauge, transportée à l'interface et corrigée pour tenir compte de la dispersion doit être égale à l'onde transmise transportée à l'interface et corrigée. L'onde réfléchie doit être nulle.

$$\begin{cases} \varepsilon_{imt_b} \approx \varepsilon_{tmt_b} \\ \varepsilon_{rmt_b} \approx 0 \end{cases} \tag{3.74}$$

Il y a toujours une petite erreur résiduelle. Mais elle est négligeable si on fait des essais de compression en respectant un bon rapport d'impédance entre les barres et l'échantillon. Dans le cas de mousses de très faible densité, le rapport d'impédance est tel que seule une très faible partie de l'onde incidente sera transmise et que l'onde réfléchie sera presque

l'opposée de l'onde incidente rendant délicate l'évaluation de la force entrante. Pour vérifier la qualité du transport, nous réalisons un essai à vide, c'est-à-dire sans échantillon. Nous devrions donc avoir :

$$\varepsilon_{i_v}(t) + \varepsilon_{r_v}(t) = 0 \tag{3.75}$$

Mais l'analyse des signaux nous montre que cette condition n'est pas parfaitement satisfaite et qu'on aura plutôt pour les signaux mesurés, corrigés et transportés :

$$\varepsilon_{imt_v}(t) + \varepsilon_{rmt_v}(t) = \varepsilon_\delta(t) \tag{3.76}$$

Un exemple de tir à faible vitesse d'impact illustre la différence entre l'onde incidente et l'opposée de l'onde réfléchie. Si sur la majorité du signal, on a égalité, on observe un léger écart à la fin de la montée et à la fin de la descente (fig. 3.16).

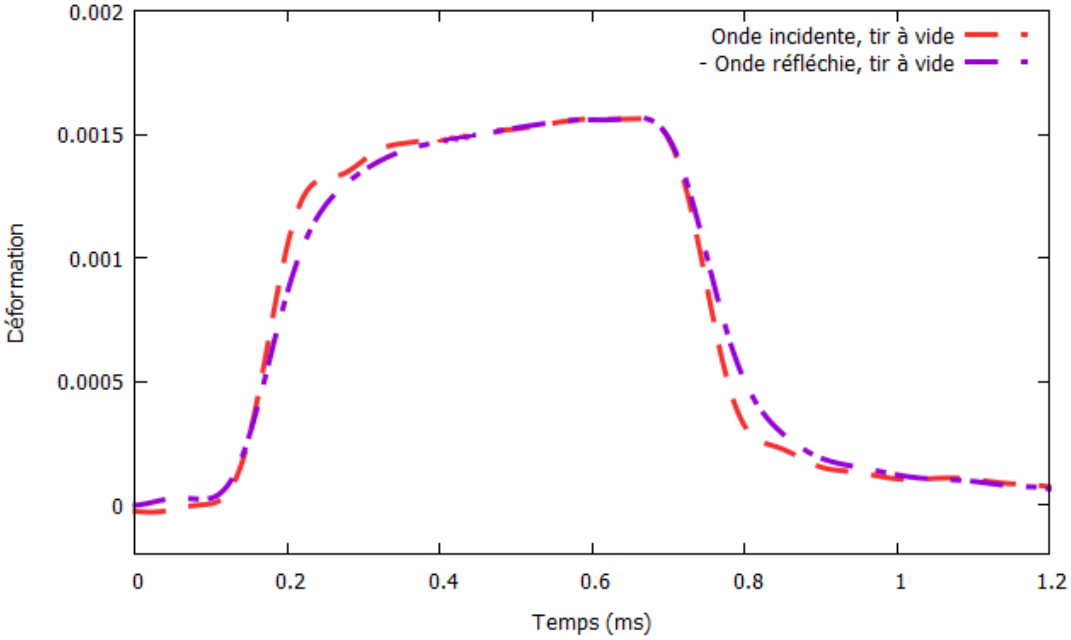


FIGURE 3.16 – Tir à vide : superposition des ondes incidente et opposée de la réfléchie, corrigées et transportées à l'extrémité de la barre

Il existe donc une erreur résiduelle sur la correction de dispersion et le transport. Considérons cette erreur résiduelle comme proportionnelle à l'amplitude, comme c'est le cas pour la correction de dispersion. Considérons également que cette erreur est la même, puisque le trajet est identique, quand on passe, pour l'onde incidente de la position de la jauge à l'extrémité de la barre, et pour l'onde réfléchie de l'extrémité de la face au point de mesure. On peut donc écrire :

$$\begin{cases} \varepsilon_i(t) = \varepsilon_{imt}(t) + \varepsilon_{er}(t) = \varepsilon_{imt}(t)(1 - \eta_\varepsilon(t)) \\ \varepsilon_{rmt}(t) = \varepsilon_r(t) + \varepsilon_{er}(t) = \varepsilon_r(t)(1 - \eta_\varepsilon(t)) \end{cases} \tag{3.77}$$

Comme l'erreur $\varepsilon_{er}(t)$ est faible ($|\eta_\varepsilon(t)| \ll 1$), nous avons :

$$\varepsilon_r(t) = \varepsilon_{rmt}(t)(1 + \eta_\varepsilon(t)) \tag{3.78}$$

Cette erreur générera deux pics d'efforts non physiques, l'un positif, l'autre négatif sur le signal de la force entrante (fig. 3.17). On peut, au passage, remarquer que l'erreur est négligeable sur la force sortante évaluée avec la seule onde transmise et avec un transport sur une distance nettement réduite.

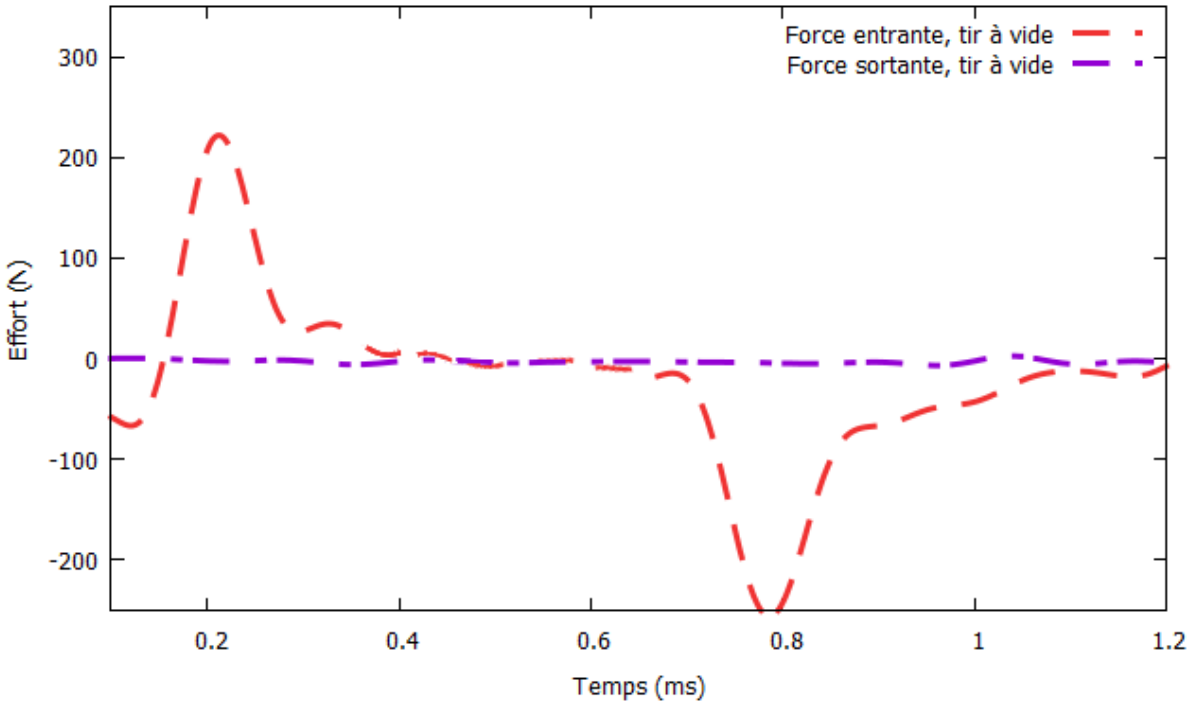


FIGURE 3.17 – Tir à vide : forces entrantes et sortantes évaluées à l'extrémité de la barre

Il est possible de relier ce paramètre d'erreur relative $\eta_\varepsilon(t)$ à la mesure de l'écart entre les ondes incidentes et réfléchies mesurées, transportées et corrigées lors de l'essai à vide, à partir des équations (3.75), (3.77) et (3.78) :

$$\varepsilon_{imt_v}(t)\,(1 - \eta_\varepsilon(t)) + \varepsilon_{rmt_v}(t)\,(1 + \eta_\varepsilon(t)) = 0 \tag{3.79}$$

Avec l'équation (3.76) et avec la formule de la vitesse entrante (équ. (3.16)), nous en déduisons :

$$\eta_\varepsilon(t) = \frac{\varepsilon_\delta(t)}{(\varepsilon_{imt_v}(t) - \varepsilon_{rmt_v}(t))} = \frac{\varepsilon_\delta(t) C_b}{v_{ev}(t)} \tag{3.80}$$

Nous nous intéressons maintenant à un essai avec échantillon pour la même vitesse d'impact que précédemment avec l'essai à vide. Les ondes incidentes mesurées, corrigées et transportées sont donc équivalentes.

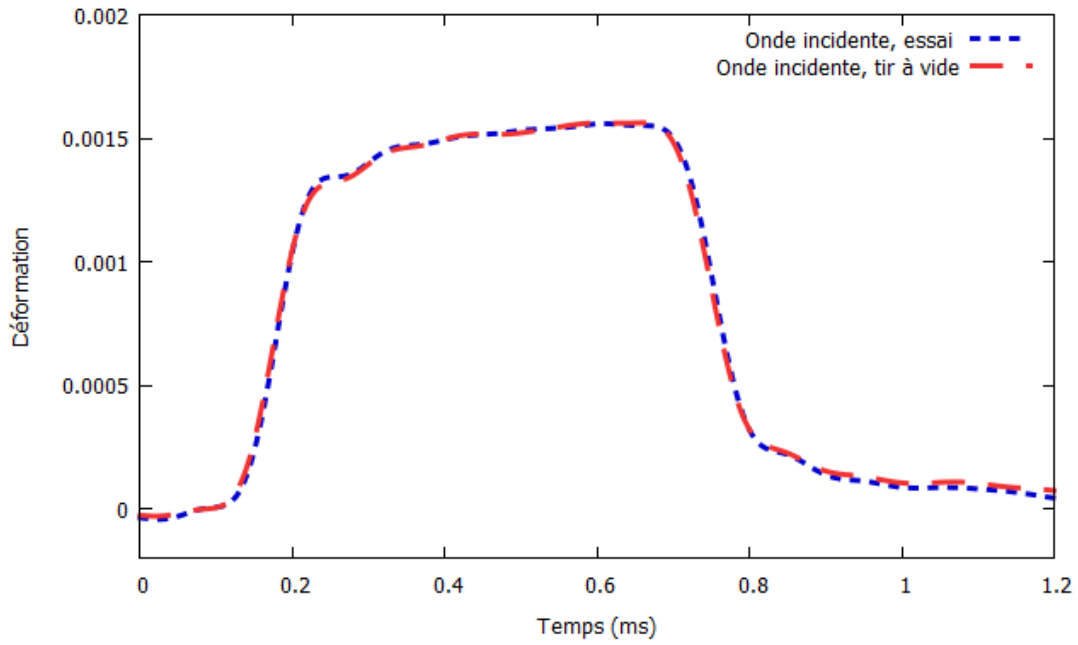


FIGURE 3.18 – Comparaison des ondes incidentes entre un essai à vide et avec échantillon

Le calcul des forces entrantes et sortantes aux interfaces de l'échantillon nous donne la figure (3.19).

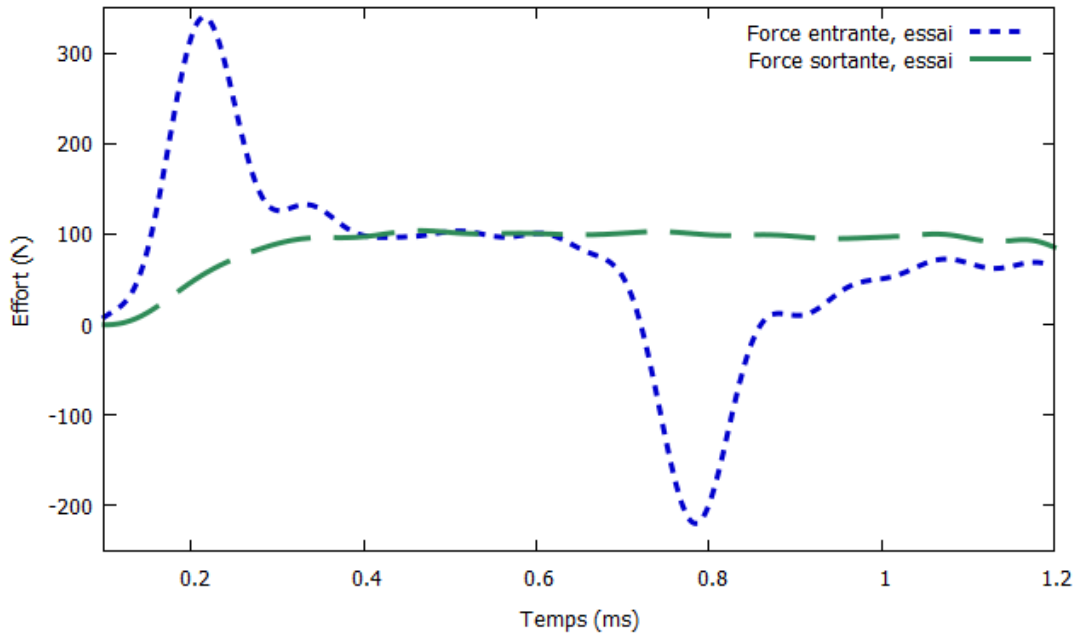


FIGURE 3.19 – Forces entrantes et sortantes sur un échantillon

Nous observons un très fort pic d'effort au début de l'essai puis une phase d'équilibre des efforts et enfin concernant la force entrante, un pic négatif à la fin du passage de l'onde (fig. 3.19). Si nous comparons les forces entrantes évaluées avec correction et transport des ondes entre les deux essais à vide et avec échantillon, nous observons que ces pics se produisent aux mêmes instants (fig. 3.20).

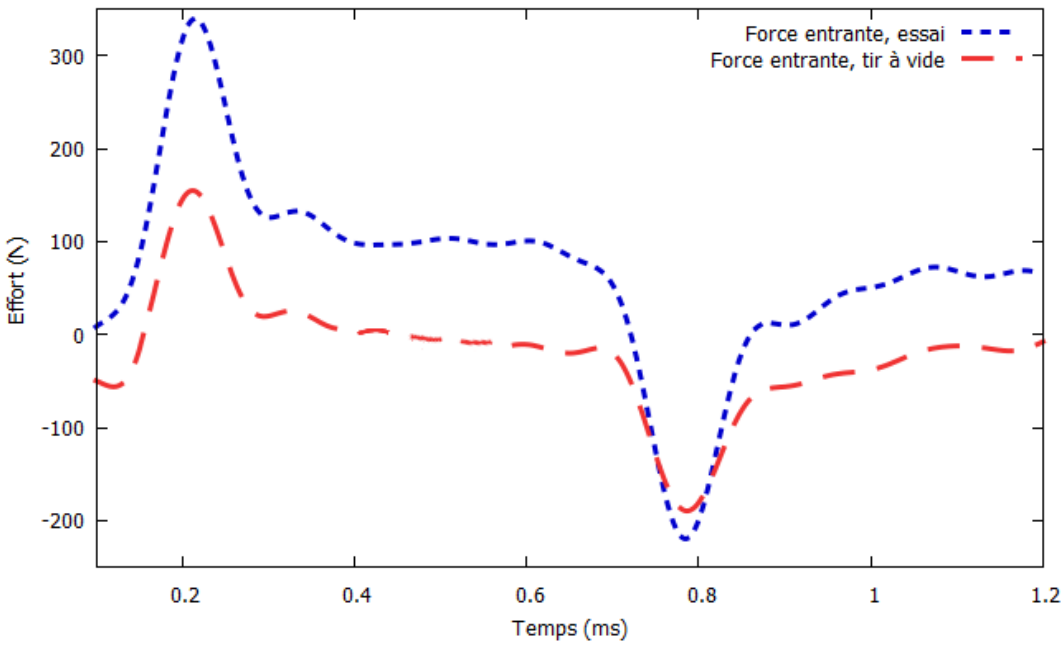


FIGURE 3.20 – Comparaison des forces entrantes à vide et avec échantillon

Compte tenu de l'analyse réalisée sur l'essai à vide, nous considérons donc que ces pics sont pour une bonne part liés à l'incertitude sur le transport et la correction de dispersion des ondes. Nous proposons d'apporter un « supplément de correction » pour une meilleure estimation de la force entrante. Si nous nous intéressons à la force entrante pour l'essai avec échantillons, elle vérifie l'équation de la force entrante classique (équ. (3.14)), soit en tenant compte de l'erreur sur le transport et la correction des ondes incidentes et réfléchies :

$$\varepsilon_{imt}(t)\left(1-\eta_{\varepsilon}(t)\right)+\varepsilon_{rmt}(t)\left(1+\eta_{\varepsilon}(t)\right)=\frac{F_e(t)}{E_bS_b} \tag{3.81}$$

D'où, en utilisant l'équation (3.80) :

$$\frac{F_e(t)}{E_bS_b}=\varepsilon_{imt}(t)+\varepsilon_{rmt}(t)-\varepsilon_{\delta}(t)\frac{\varepsilon_{imt}(t)-\varepsilon_{rmt}(t)}{\varepsilon_{imt_v}(t)-\varepsilon_{rmt_v}(t)} \tag{3.82}$$

Ce qui donne encore :

$$F_e(t)=F_{emt}(t)-F_{ev}(t)\frac{v_e(t)}{v_{ev}(t)} \tag{3.83}$$

Compte tenu de l'écart d'impédance entre la barre et l'échantillon, nous aurons $v_e(t)\approx v_{ev}(t)$, d'où :

$$\boxed{F_e(t)=F_{emt}(t)-F_{ev}(t)} \tag{3.84}$$

Nous pouvons appliquer cette correction à l'essai étudié (fig. 3.21).

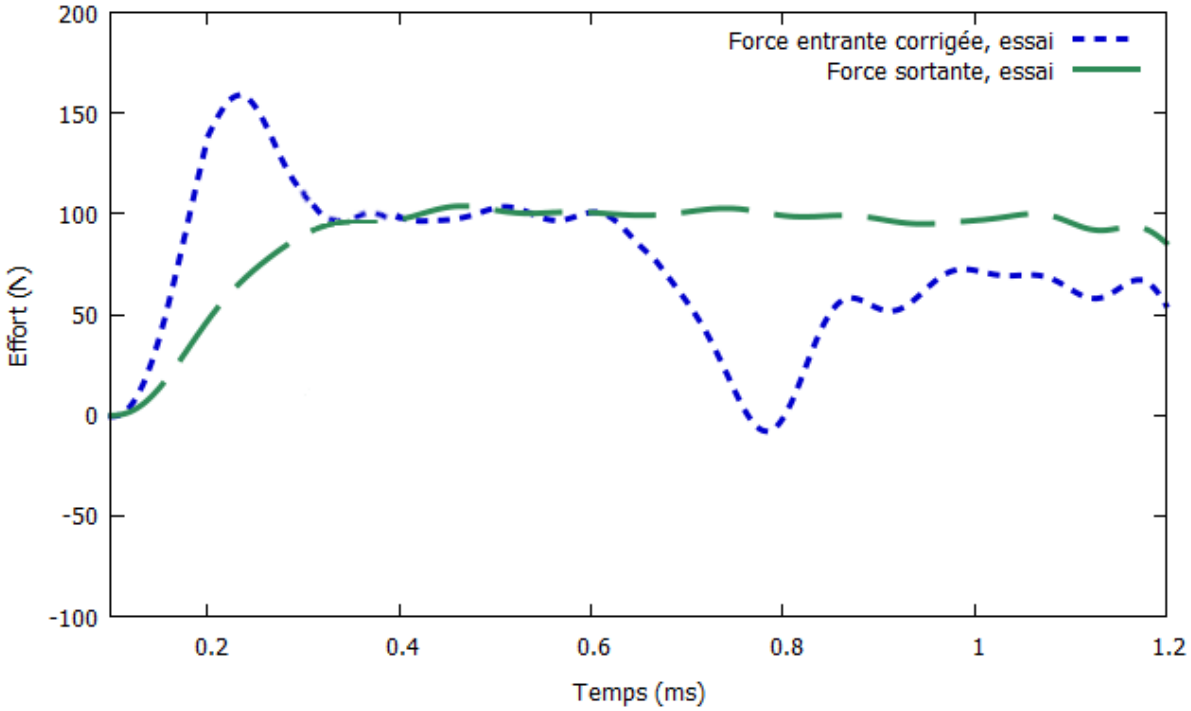


FIGURE 3.21 – Force entrante corrigée et force sortante sur l'échantillon

Le pic d'effort initial sur la force entrante est considérablement amoindri, l'équilibre observé plus rapidement et, en fin de passage de l'onde incidente, la force entrante redevient nulle comme attendu. En lien avec l'étude analytique réalisée précédemment, nous verrons, par la suite, que la présence de ce pic d'effort initial résiduel ne peut s'expliquer que partiellement par la réponse viscoélastique de la mousse dans les premiers instants du chargement.

Enfin, il est important de souligner que, contrairement aux essais sur un matériau usuel, l'absence d'équilibre, c'est-à-dire que la force sortante est toujours différente de la force entrante, pourra également s'expliquer par la propagation d'un front de choc dans l'échantillon. L'utilisation du suivi par imagerie rapide de l'essai permettra de l'observer de manière qualitative sur les images et quantitative au moyen de la corrélation d'images numériques.

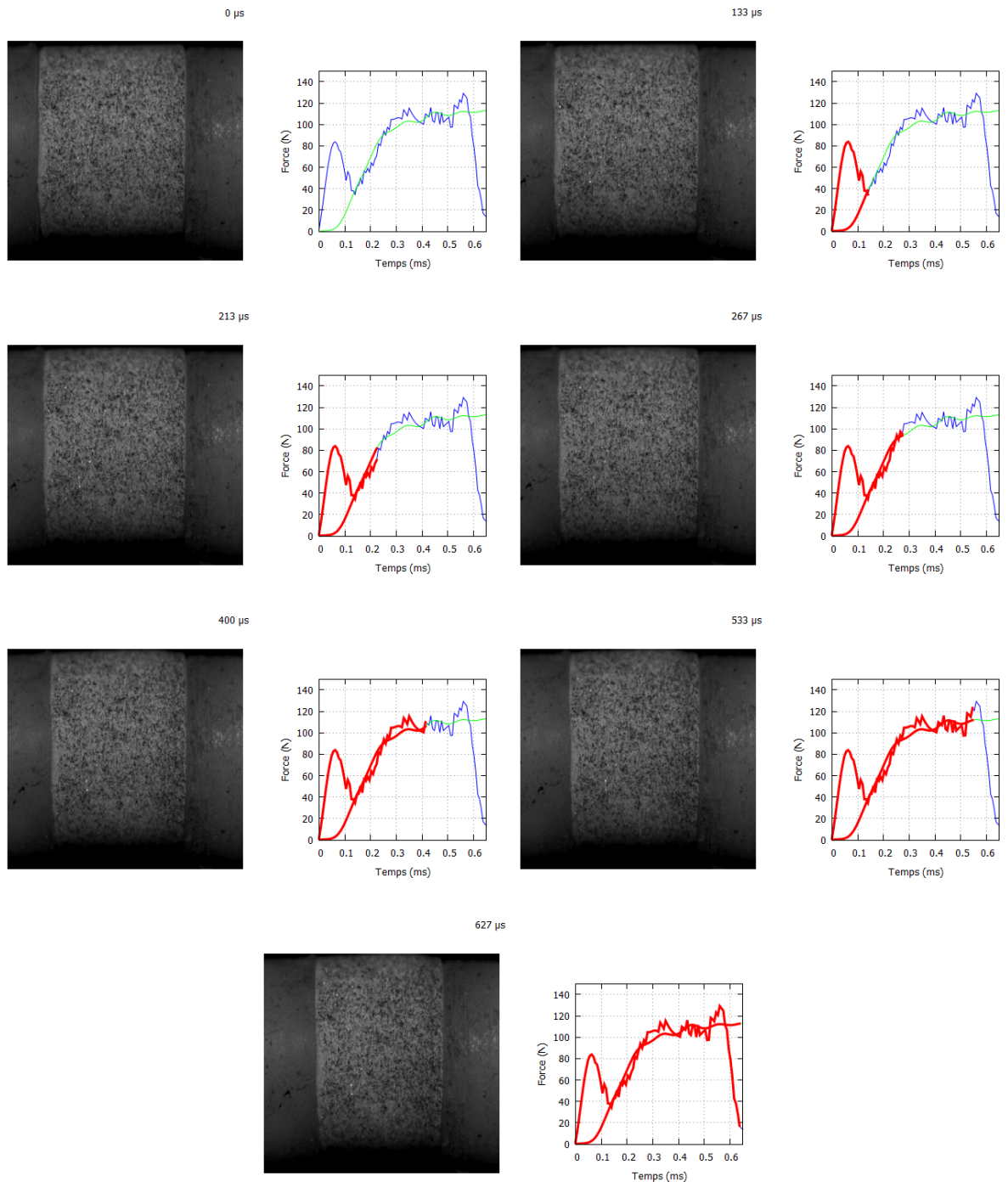


FIGURE 3.22 – Synchronisation des signaux (forces aux interfaces) avec les images de l'essai (PIR-D-R-01)

3.2.2.4 Corrélation d'images numériques

Rappels et généralités sur la CIN

Pour les essais dynamiques, nous utilisons une caméra rapide (Photron SA5) permettant de filmer un essai de compression, afin d'obtenir un ensemble d'images de la déformée de l'échantillon au cours du temps. Ces images sont ensuite analysées par Corrélation

d'Images Numériques pour nous permettre d'accéder aux champs de déplacement et de déformation à la surface de l'échantillon. Deux logiciels différents seront utilisés pour réaliser la CIN : Icasoft développé par le LAMCOS et l'INSA de Lyon, et Correli^{Q4} développé par le LMT Paris Saclay.

Icasoft repose sur une méthode locale, c'est-à-dire qu'il évalue les fonctions de corrélation croisée entre une portion de l'image de référence (une imagette) et une portion de l'image dans l'état déformée. Correli^{Q4} repose sur une méthode globale basée sur une approche éléments finis : chaque imagette est désormais liée à ses voisines par des noeuds à la frontière. La minimisation est réalisée sur l'assemblage des imagettes. Comme son nom l'indique, Correli^{Q4} est basé sur des éléments finis linéaires de type quadrangle à quatre nœuds.

Nous utiliserons principalement Icasoft, mais certains de nos développements étant réalisés dans MATLAB, nous utiliserons également Correli^{Q4} qui facilitera l'échange de données. Le traitement par CIN sur Correli^{Q4} est réalisé en plusieurs phases :

- Analyse a priori : Cette phase permet d'évaluer la qualité de l'image et d'évaluer la précision des résultats à venir. L'image de référence est choisie pour faire ces évaluations ;
- Prétraitement et traitement par l'algorithme de corrélation d'images ;
- Post-traitement, qui permet d'afficher les grandeurs mécaniques calculées.

Pour le post-traitement, les variables obtenues sont les déplacements dans les deux directions et les composantes du tenseur des déformations en chaque nœud du maillage formé par les imagettes d'une image et pour chaque image. Les coordonnées des imagettes sont également données sous forme de liste de valeurs prises par la coordonnée horizontale et verticale.

Pour Correli^{Q4}, le programme fournit un fichier résultat, exploitable sur MATLAB sous forme de variables. Les variables sont sous la forme de matrices à trois dimensions, avec deux dimensions représentant les lignes et colonnes des images, et une dimension représentant le nombre d'images traitées par corrélation d'images.

La corrélation d'images numériques fournit les champs de déplacements dans les deux directions et les champs de déformations de l'échantillon durant l'essai, avec une certaine discrétisation.

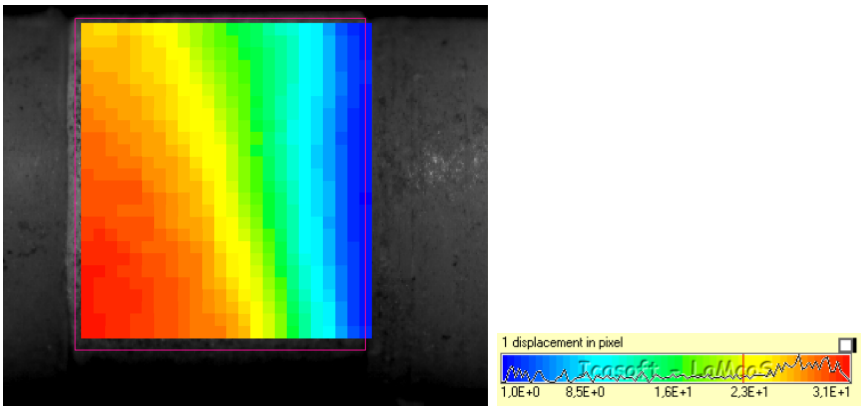


FIGURE 3.23 – Exemple de champ de déplacement horizontal (Icasoft)

Développements spécifiques pour le suivi par CIN en dynamique

Compte tenu de la particularité des essais réalisés, certains outils de post-traitement spécifiques ont été développés. D'un point de vue de la géométrie, comme nous travaillons avec des éprouvettes axisymétriques en compression simple ou confinée, il pourra être intéressant de disposer des champs de déplacement et de déformation moyennés perpendiculairement à la direction de propagation du choc. Cette moyenne permettra de réaliser un filtrage spatial des données.

Pour l'étude de la propagation des ondes, il paraît intéressant de disposer des champs de vitesse et d'accélération dans l'échantillon. Ils seront obtenus par différences finies centrées. La donnée du champ d'accélération nous permettra d'accéder à la contrainte par l'écriture de la conservation de la quantité de mouvement. Ces développements sont détaillés ci-après.

Débruitage par moyenne : Nous nous intéressons surtout au déplacement dans la direction de compression de l'essai. Nous définissons les grandeurs suivantes :

$$u_{CIN}\left(i,j,k\right) = u_x\left(j\Delta x, i\Delta y, k\Delta t\right) \tag{3.85}$$

$$\varepsilon_{CIN}\left(i,j,k\right) = \varepsilon_{xx}\left(j\Delta x, i\Delta y, k\Delta t\right) \tag{3.86}$$

Avec i et j des entiers correspondants aux coordonnées spatiales, k un entier correspondant au numéro de l'image, dx et dy les pas d'espaces et dt le pas de temps.

Nous effectuons, pour chaque rangée orthogonale à la direction de compression, une moyenne du déplacement (équ. (3.87)), et nous calculons également la déformation associée (équ. (3.88)).

$$u_{moy}\left(j,k\right) = \sum_{p=1}^{N_l} u_{CIN}\left(p,j,k\right) \tag{3.87}$$

$$\varepsilon_m(j,k) = \frac{u_{moy}(j+1,k) - u_{moy}(j-1,k)}{2\Delta x} \tag{3.88}$$

Calcul de la vitesse et des vitesses de déformations : La vitesse à partir du champ de déplacement moyen est calculée :

$$v(j,k) = \frac{u_{moy}(j,k+1) - u_{moy}(j,k-1)}{2\Delta t} \tag{3.89}$$

À la même occasion, nous effectuons une conversion du déplacement, qui est en pixel après traitement par corrélation d'images numériques, en millimètres. Cette conversion se fait en utilisant la longueur de l'échantillon en millimètres, ainsi que le nombre de pixels sur la longueur sur une image de l'échantillon non déformée.

Lorsque nous visualisons les images d'un essai sur la mousse de polyuréthane, nous observons une onde de compaction qui se propage dans l'échantillon, à partir de l'interface entrante ou sortante. Ce phénomène peut être observé par calcul sur les résultats de corrélation d'images numériques. Le champ de vitesse de déformation permet de repérer la position de l'onde de compaction tout au long de l'essai : la position du front de choc, à un instant donné, correspond à la position pour laquelle le champ de vitesse de déformation est maximal.

Les composantes du taux de déformation sont calculées par dérivation temporelle numérique de la déformation, ou par dérivation spatiale de la vitesse :

$$\dot{\varepsilon}(j,k) = \frac{\varepsilon_m(j,k+1) - \varepsilon_m(j,k-1)}{2\Delta t} \tag{3.90}$$

$$\dot{\varepsilon}(j,k) = \frac{v(j+1,k) - v(j-1,k)}{2\Delta x} \tag{3.91}$$

<u>*Calcul de l'accélération*</u> : Le calcul de l'accélération à partir d'un champ de déplacement temporel peut être effectué par un schéma numérique, obtenu par différences finies centrées :

$$a\left(j,k\right) = \frac{u_{moy}\left(j,k+1\right) - 2u_{moy}\left(j,k\right) + u_{moy}\left(j,k-1\right)}{\Delta t^2} \tag{3.92}$$

<u>*Mesure des contraintes via l'accélération*</u> : La composante axiale des contraintes est accessible via les accélérations par la satisfaction du principe fondamental de la dynamique [132, 7] :

$$\frac{\partial \sigma}{\partial x}(x,t) = \rho a(x,t) \tag{3.93}$$

Par intégration, le champ des contraintes est donné par :

$$\sigma\left(x,t\right) = \sigma\left(0,t\right) + \int_0^x \rho\left(\delta,t\right) a\left(\delta,t\right) d\delta \tag{3.94}$$

Avec :

$$\sigma\left(0,t\right) = \frac{F\left(0,t\right)}{S\left(0,t\right)} = \frac{F_e\left(t\right)}{S_{ech}} \tag{3.95}$$

Et le calcul de l'intégrale effectuée par discrétisation :

$$\int_0^x \rho\left(\delta,t\right) a\left(\delta,t\right) d\delta = \sum_{j=1}^{n(x)} a\left(j,k\right) \rho \Delta x \tag{3.96}$$

$n(x)$ correspond à l'indice discret en pixel pour lequel, sur l'image, l'abscisse x est atteinte.

Une autre manière d'intégrer est de supposer connue la contrainte en $x = L$:

$$\sigma(x,t) = \sigma(L,t) - \int_x^L \rho(\delta,t)\, a(\delta,t)\, d\delta \tag{3.97}$$

Avec :

$$\sigma(L,t) = \frac{F(L,t)}{S(L,t)} = \frac{F_s(t)}{S_{ech}} \tag{3.98}$$

Et le calcul de l'intégrale effectuée par discrétisation :

$$\int_x^L \rho(\delta,t)\, a(\delta,t)\, d\delta = \sum_{j=n(x)}^{N_c} a(j,k)\, \rho \Delta x \tag{3.99}$$

3.2.3 Résultats obtenus

3.2.3.1 Vérification des conditions d'essais et cohérence des mesures

Cette partie va traiter la vérification de certains éléments, notamment des relations entre certaines grandeurs expérimentales.

Pour les essais aux barres de Hopkinson, nous ne contrôlons pas directement la vitesse du projectile, mais seulement la pression dans le canon qui permettra de le mettre en mouvement. Pour chaque géométrie de projectile, il est possible de tracer la vitesse de ce dernier en fonction de la pression du canon à air, pour tous les essais réalisés.

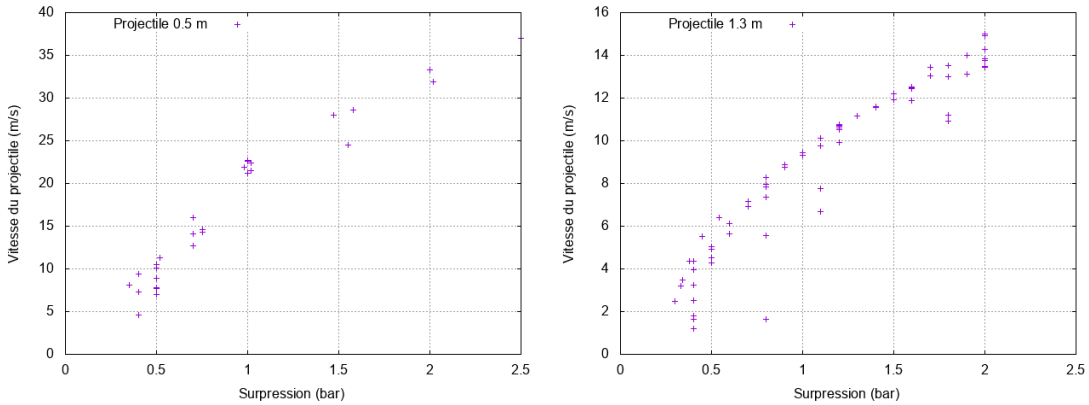


FIGURE 3.24 – Vitesse des projectiles en fonction de la pression dans le canon à air

Cette vérification n'a que peu d'importance, puisque la donnée en entrée dans le logiciel DAVID est la vitesse du projectile. Néanmoins, elle permet tout de même de vérifier la cohérence entre la vitesse du projectile et la pression choisie.

Une autre vérification porte sur la cohérence entre la vitesse du projectile et la vitesse à l'interface barre entrante-échantillon. Cette vérification est importante puisque ces deux valeurs sont issues de mesures différentes et qu'elles sont liées par les relations (3.42) pour

un essai à basse vitesse, et (3.56) pour un essai à haute vitesse avec formation d'une onde de compaction.

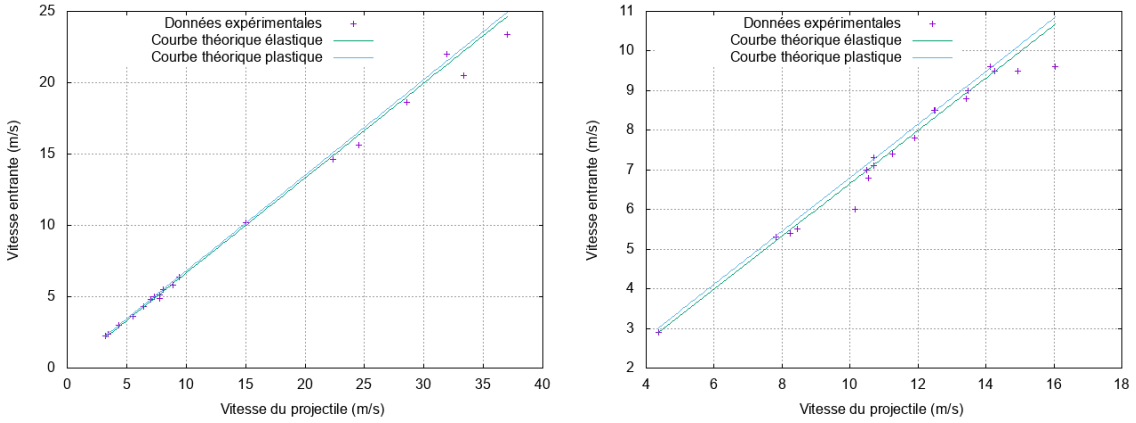


FIGURE 3.25 – Vitesse entrante en fonction de la vitesse du projectile : À gauche, compression simple, à droite, compression confinée

Tant dans le cas des essais de compression simple que des essais de compression confinée, les vitesses du projectile sont cohérentes avec les vitesses déduites des mesures de jauges sur la barre entrante. Compte tenu de la différence d'impédance acoustique entre la barre et l'échantillon et de la faible valeur de la limite d'élasticité de la mousse, il n'apparaît pas de différence significative entre la vitesse avec et sans formation d'onde de choc.

3.2.3.2 Détermination du comportement en dynamique

Classification des essais

Nous savons qu'en fonction de la vitesse du projectile, nous pouvons classifier théoriquement nos essais en plusieurs catégories : les essais sans propagation de choc et les essais avec propagation de choc. Pour la première catégorie, il est attendu après une phase de mise en équilibre de l'échantillon un état de contrainte homogène dans l'échantillon. Dans le cas de la propagation d'un front de compaction dans l'échantillon, l'apparition d'un état d'équilibre dans l'échantillon sera beaucoup plus tardive et nécessitera la propagation de la compaction dans tout l'échantillon. A ces deux catégories théoriques, nous ajoutons un troisième groupe qui correspond aux essais durant lesquels les échantillons ont été macroscopiquement fissurés ou pulvérisés avec de très forts mouvements hors plan avec pour corollaire l'impossibilité de réaliser une corrélation d'images numériques bidimensionnelle.

Le tableau 3.6 synthétise cette classification d'essais avec en regard la vitesse du projectile en m/s entre parenthèses.

Compression « uniforme »	Compression avec « choc »	Rupture
PIR-D-R-01 (7.3)	PIR-D-R-02 (33.33)	PIR-D-R-05 (15)
PIR-D-R-09 (8.1)	PIR-D-R-03 (36.98)	PIR-D-R-08 (22.39)
PIR-D-R-10 (9.43)	PIR-D-R-04 (24.49)	
PIR-D-R-11 (7.8)	PIR-D-R-06 (31.91)	
PIR-D-R-12 (7)	PIR-D-R-07 (28.57)	
PIR-D-R-13 (7.74)	PIR-D-R-20 (21.38)	
PIR-D-R-14 (8.89)		
PIR-D-R-15 (3.21)		
PIR-D-R-16 (3.46)		
PIR-D-R-17 (4.35)		
PIR-D-R-18 (5.5)		
PIR-D-R-19 (6.4)		

TABLEAU 3.6 – Classification des essais dynamiques aux barres de Hopkinson

Détermination de la contrainte plateau

La figure 3.26 montre, dans le cas d'un essai avec une vitesse d'impact inférieure à la vitesse critique de formation d'un choc de compaction, i.e. catégorie compression « uniforme », un exemple de calcul des contraintes aux interfaces et de la contrainte moyenne en fonction du temps ainsi qu'en fonction de la déformation, après avoir effectué l'opération de correction. Il s'agit de la poursuite du traitement d'un exemple complémentaire de celui déjà présenté précédemment (fig. 3.21).

La figure 3.26 montre un exemple de calcul des contraintes aux interfaces et de la contrainte moyenne en fonction du temps ainsi qu'en fonction de la déformation, après avoir effectué l'opération de correction.

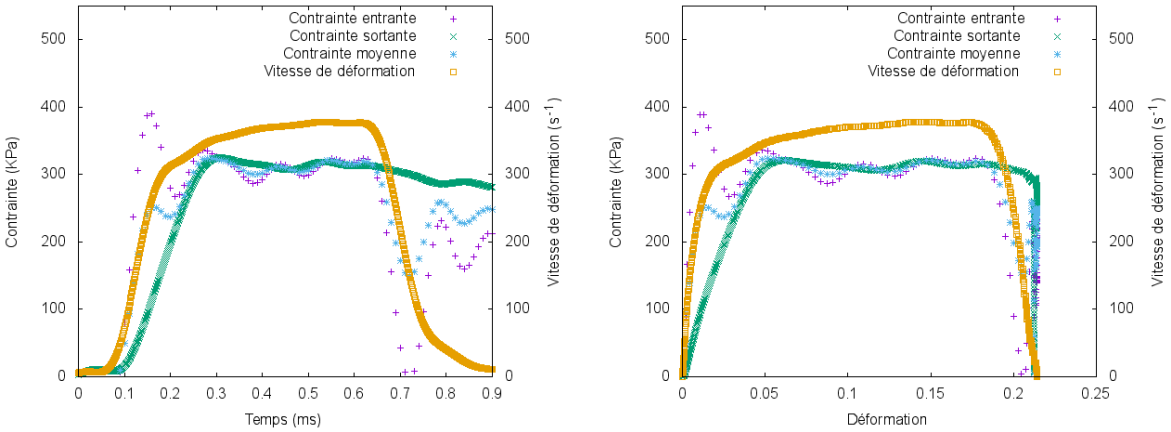


FIGURE 3.26 – Détermination de la contrainte plateau pour un essai

Comme nous l'avions remarqué, nous pouvons observer que l'équilibre n'est pas immédiat et qu'il est atteint avant la fin de la phase élastique. Compte tenu de l'absence d'équilibre sur toute la phase de réponse élastique, seule la partie plateau de la réponse de l'échantillon de mousse peut être exploitée. Pour l'analyse des essais statiques, la phase plateau est

caractérisée par une contrainte moyenne entre la déformation à la limite d'élasticité et la déformation à la densification. En raison de l'utilisation de deux longueurs de projectiles et d'échantillons de longueurs différentes, la densification n'est pas atteinte pour tous les essais. Pour permettre une comparaison des résultats d'essais, nous relevons la contrainte à un certain niveau de déformation, et nous choisissons, lorsque cela est possible, de mesurer la contrainte à 30% de déformation puisque c'est au milieu de la phase plateau, comme cela a été déterminé en statique. Si la déformation de l'échantillon n'atteint pas les 30%, nous relevons la contrainte à la déformation la plus élevée.

Sur le temps requis pour observer un équilibre entre la force entrante et la force sortante, nous pouvons comparer les valeurs expérimentales à la valeur classiquement retenue de 3 allers-retours d'onde dans l'échantillon pour des matériaux de faible impédance [133]. L'expression de cet intervalle de temps est donnée par la formule suivante :

$$\Delta t_e = 3 \times \frac{2L_{ech}}{C} = 6L_{ech}\sqrt{\frac{\rho}{E}} \tag{3.100}$$

Données :

- L_{ech} = 10-20 mm
- ρ = 30 kg/m^3
- E = 11 MPa

Nous obtenons un intervalle de temps compris entre 0,1 et 0,2 ms. Ce résultat est du même ordre de grandeur que l'intervalle de temps obtenu expérimentalement. Ce temps représente une partie non négligeable de l'essai, car les ondes élastiques dans la mousse sont plus lentes par rapport aux ondes élastiques du nylon.

Pour des essais à plus haute vitesse d'impact, un front de compaction se propage dans l'échantillon au travers duquel existe une discontinuité de contrainte. La condition précédente portant sur la mise en équilibre de l'échantillon n'est plus pertinente. Comme l'illustre la figure ci-après, complétée par une analyse des images de l'échantillon durant l'essai, l'égalité des forces entrantes et sortantes n'est observée qu'après que le front de l'onde de compaction a parcouru tout l'échantillon (fig. 3.27).

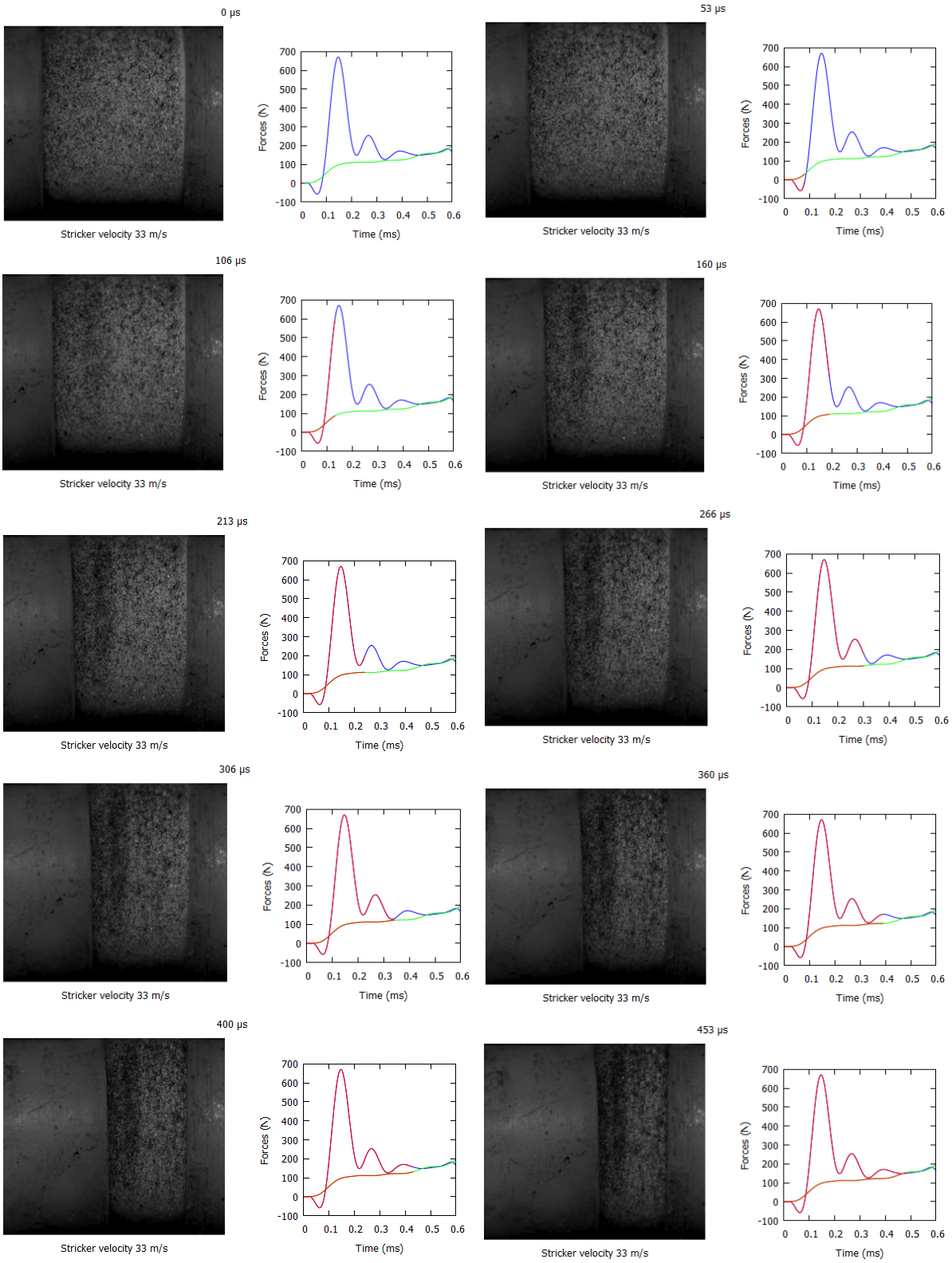


FIGURE 3.27 – Synchronisation des signaux (forces aux interfaces) avec les images de l'essai (PIR-D-R-02)

Détermination de la déformation à la densification

Pour la totalité des essais, l'utilisation de la mesure de force sortante est privilégiée pour

l'évaluation de la contrainte plateau, car son évaluation n'utilise que la mesure d'une onde progressive et que le transport est réalisé sur une faible longueur (fig. 3.28). Pour cet essai avec choc, il n'y a pas d'équilibre apparent jusqu'à la densification de l'échantillon. D'une manière générale, pour les essais à forte vitesse, une attention particulière est portée à l'analyse des images, car la mesure de la contrainte pourrait être surévaluée en raison d'un état de choc dans le matériau.

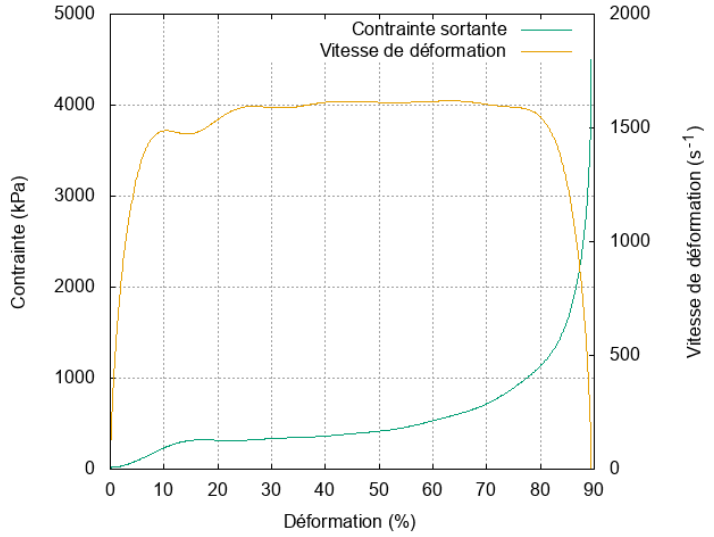


FIGURE 3.28 – Contrainte sortante en fonction de la déformation pour un essai en choc avec densification

Sensibilité à la vitesse de la contrainte plateau

Pour évaluer l'influence de la vitesse de déformation, nous traçons la contrainte plateau calculée en statique et en dynamique en fonction de la vitesse de déformation, en échelle semi-logarithmique.

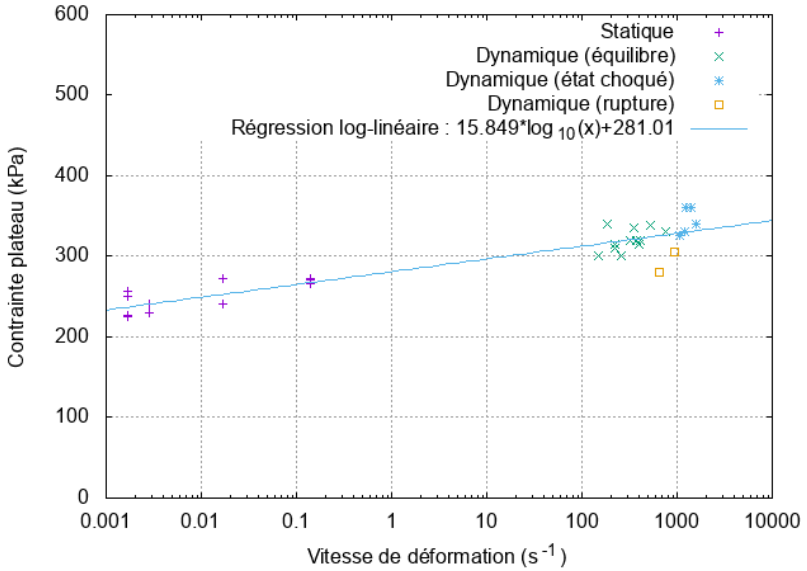


FIGURE 3.29 – Contrainte plateau en fonction de la vitesse de déformation

Nous pouvons voir que les données s'alignent suivant une droite, ce qui indique qu'il existe une relation log-linéaire entre la contrainte plateau et la vitesse de déformation. Il y a bien une influence de la vitesse de déformation sur la contrainte plateau de la mousse avec une variation de 40% sur la plage de vitesses de déformation étudiée. Nous remarquons également que malgré la présence d'un choc, l'analyse des essais à haute vitesse d'impact, validée par imagerie, permet d'évaluer une contrainte plateau cohérente avec les valeurs obtenues en l'absence de choc. Les essais avec rupture de l'échantillon, identifiée grâce au suivi par imagerie rapide, ne figurent sur le graphique que pour indiquer que l'évaluation de la contrainte n'est plus fiable lorsque l'échantillon se brise durant l'expérience. Nous pouvons déduire une relation empirique entre la contrainte de plateau et la vitesse de déformation, à température constante (température ambiante) :

$$\sigma_p(\dot{\varepsilon}) = A\log_{10}(\dot{\varepsilon}) + B \tag{3.101}$$

Nous obtenons (fig. 3.29) : $A = 15.849$ (kPa) and $B = 281.01$ (kPa). B correspond à la valeur empirique de la contrainte plateau à une vitesse de déformation de 1 s^{-1}.

Sensibilité à la vitesse de la déformation à la densification

La déformation à la densification n'a pas pu être mesurée pour tous les essais, puisqu'elle n'est pas atteinte à chaque essai. Cependant, pour certaines expériences, il a été possible de l'évaluer, et ces mesures sont sensiblement identiques et demeurent très proches de la déformation à la densification mesurée en statique. Même si d'autres mesures seraient bienvenues, nous pouvons déjà tirer une tendance : la déformation à la densification n'apparaît pas sensible à la vitesse.

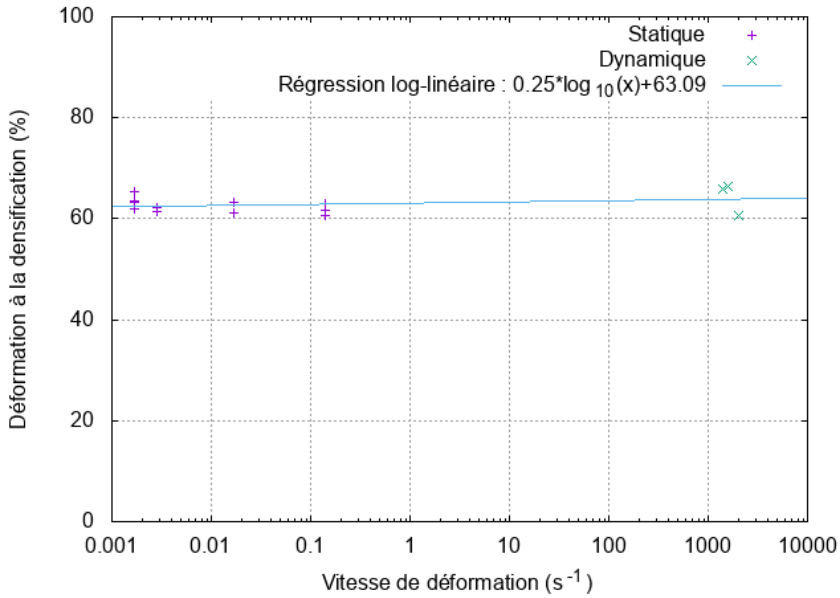


FIGURE 3.30 – Déformation à la densification en fonction de la vitesse de déformation

3.2.3.3 Influence de l'air

Comme pour l'étude du comportement statique de la mousse, il paraît important d'essayer de comprendre l'influence respective du gaz emprisonné dans les cellules et du squelette de ces cellules sur la contrainte plateau. Nous pouvons à nouveau déterminer la contrainte effective lors d'un essai. Avant cela, nous devons calculer le nombre de Fourier. Faute d'avoir pu réaliser des essais dynamiques dans l'eau avec imagerie rapide, nous reprenons l'observation réalisée en statique que nous supposerons toujours vérifiée, à savoir que l'air s'échappe des cellules après 30 % de déformation.

Par rapport au calcul du chapitre 2, la longueur caractéristique, la surface d'échange et le temps caractéristique sont des paramètres qui vont changer. Le temps caractéristique sera pris égal au temps d'un essai, et selon la longueur du projectile, sa valeur varie de 0,6 ms pour le projectile de 0,5 m à 1,5 ms pour le projectile de 1,3 m. Le diamètre d'un échantillon demeure fixe et proche de 20 mm. Sa hauteur varie de 10 à 20 mm, mais cette valeur n'intervient pas dans le calcul de la longueur caractéristique. Les valeurs du nombre de Fourier sont très faibles, de l'ordre de 10^{-5}, nous devons donc considérer une transformation adiabatique de l'air. La figure 3.31 illustre l'évolution de la contrainte effective, évaluée à partir de la contrainte sortante, pour un essai dynamique avec densification. La partie élastique de la réponse dynamique est tracée en pointillés, car sa pente n'est pas fiable dans la mesure où l'échantillon n'est pas encore en équilibre sur toute la phase élastique.

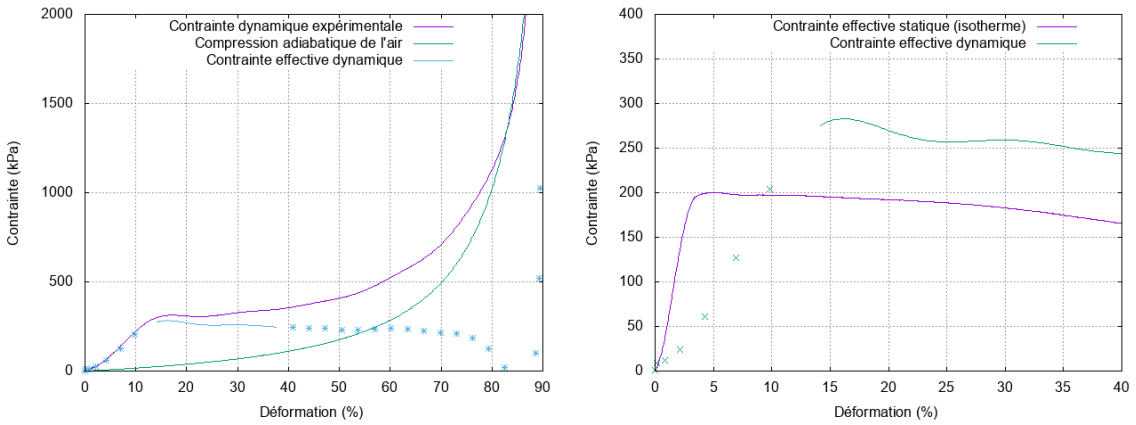


FIGURE 3.31 – Calcul de la contrainte effective en dynamique

Si nous comparons la contrainte effective entre les essais statiques et dynamiques, nous pouvons clairement observer un écart sur les contraintes de plateau (fig. 3.31). Nous pouvons conclure que la vitesse de déformation a une influence sur le comportement mécanique et que celle-ci n'est pas associée au gaz emprisonné dans les cellules, mais à la sensibilité à la vitesse du squelette cellulaire.

3.2.3.4 Influence du confinement

Une analyse identique à celle réalisée pour les essais dynamiques en compression simple est réalisée pour les essais dynamiques en compression oedométrique pour l'évaluation

de la contrainte plateau et l'évaluation de la déformation à la densification. Les résultats obtenus sont synthétisés sur les courbes en figures 3.32 pour la contrainte plateau et 3.34 pour la déformation à la densification. Sur la contrainte plateau, nous observons une forte dispersion des résultats. La présence d'un confinement ne permet pas, comme en compression simple, de distinguer nettement la fracturation d'un échantillon. La tendance reste toutefois identique en moyenne à celle observée pour les essais non confinés avec la mise en évidence d'une évolution log-linéaire de la contrainte plateau avec la vitesse de déformation dans la plage 230 kPa à 350 kPa. De même, l'évaluation de la déformation à la densification, toujours proche de 60%, ne montre pas d'effet de vitesse.

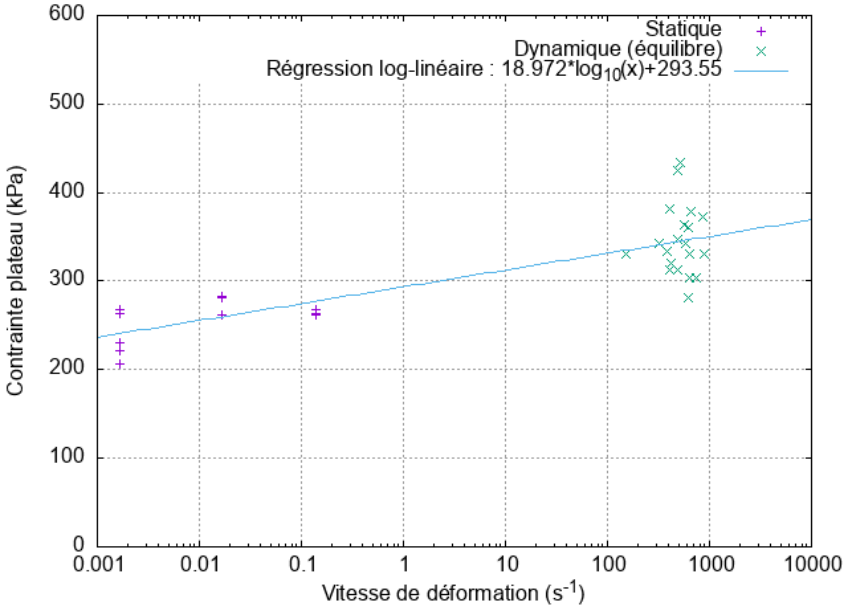


FIGURE 3.32 – Contrainte plateau en fonction de la vitesse de déformation pour les essais confinés

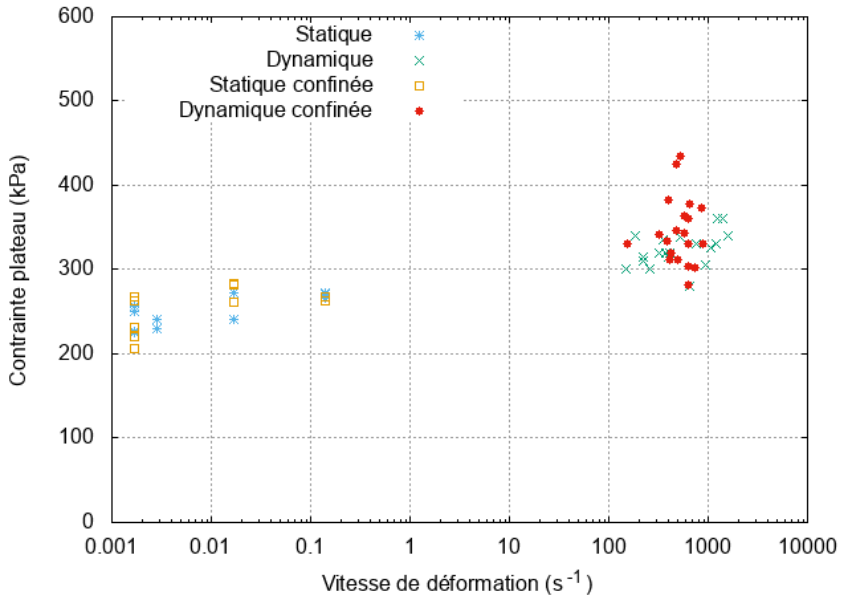


FIGURE 3.33 – Comparaison entre les essais dynamiques non confinés et confinés

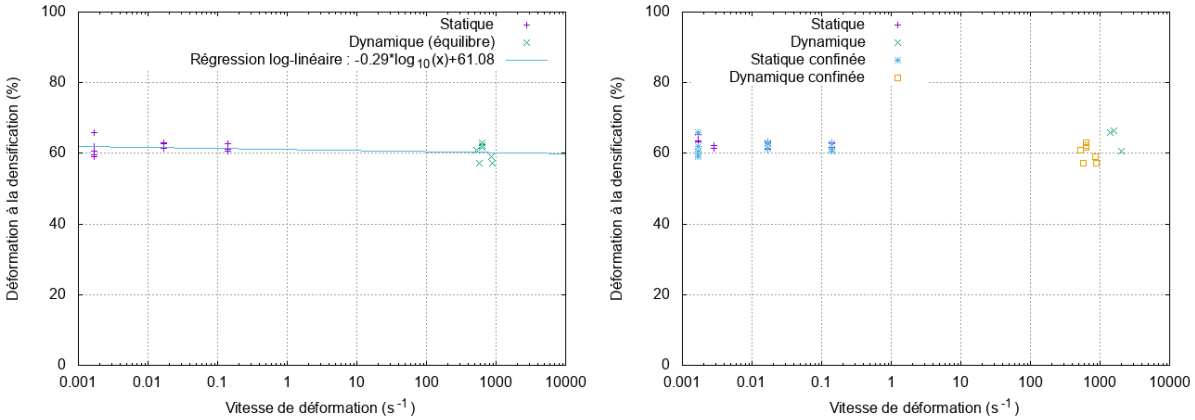


FIGURE 3.34 – Déformation à la densification en fonction de la vitesse de déformation - Essais confinés

La comparaison des résultats entre essais confinés et essais non confinés (fig. 3.32 et 3.33) montrent qu'il n'y a pas d'influence significative du confinement sur les valeurs des caractéristiques de la phase plateau.

3.2.3.5 Hétérogénéité de la déformation

Le traitement par corrélation d'images numériques de la séquence d'images issues des essais dynamiques nous permet d'analyser plus finement le processus de déformation au cours d'un essai.

Champs de déplacement et de déformation longitudinaux

Les figures 3.35 à 3.37 montrent trois exemples d'évolution des champs de déplacement et de déformation longitudinaux pour configurations représentatives.

La figure 3.35 présente les évolutions pour un essai de compression simple à faible vitesse d'impact ($v_{st_0} = 7{,}3$ m/s) pour lequel l'équilibre des efforts est atteint au milieu de la phase élastique. La figure 3.36 montre les évolutions pour un essai de compression simple à forte vitesse d'impact pour lequel l'apparition d'une onde de compaction est théoriquement prédite ($v_{st_0} = 33{,}3$ m/s) et pour lequel l'équilibre n'apparaît qu'au milieu de l'essai. La figure 3.37 montre un essai de compression confinée à vitesse d'impact modérée ($v_{st_0} = 10{,}1$ m/s) pour lequel l'équilibre des efforts est atteint en début de phase plateau. Ces trois exemples différents mettent en exergue l'absence d'homogénéité du champ de déformation au cours d'un essai et ce quelle que soit la vitesse d'impact. Les différents mécanismes de déformations mis en évidence sont les mêmes que ceux déjà observés en statique : initialement, le champ de déformation est homogène, sur un court intervalle de temps correspondant à la phase élastique, puis un front de compaction se propage, mettant en lumière un champ de déformation hétérogène dans le matériau durant la phase plateau.

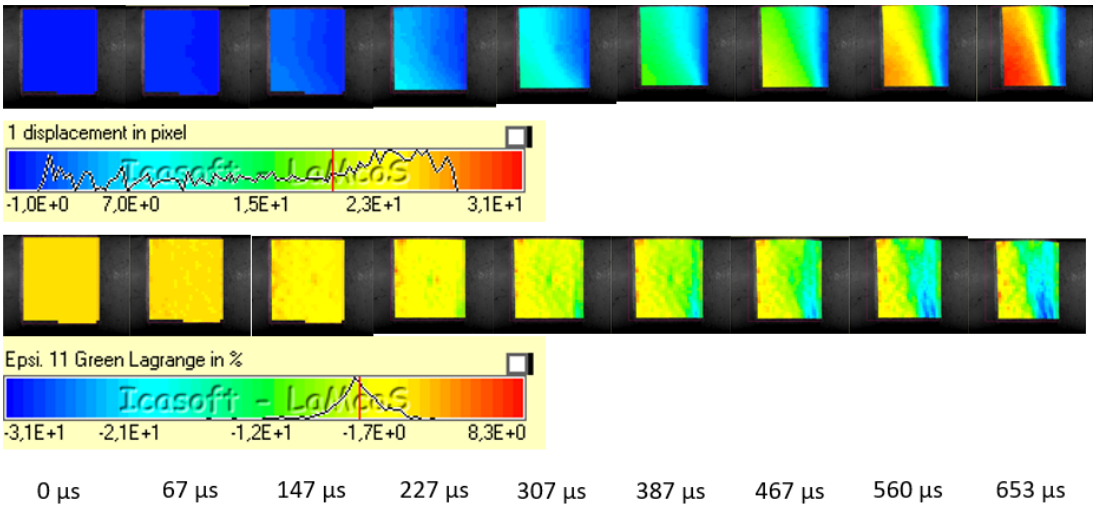


FIGURE 3.35 – Évolution des champs de déplacement et de déformation en compression simple, $v_{st_0} = 7{,}3$ m/s (PIR-D-R-01)

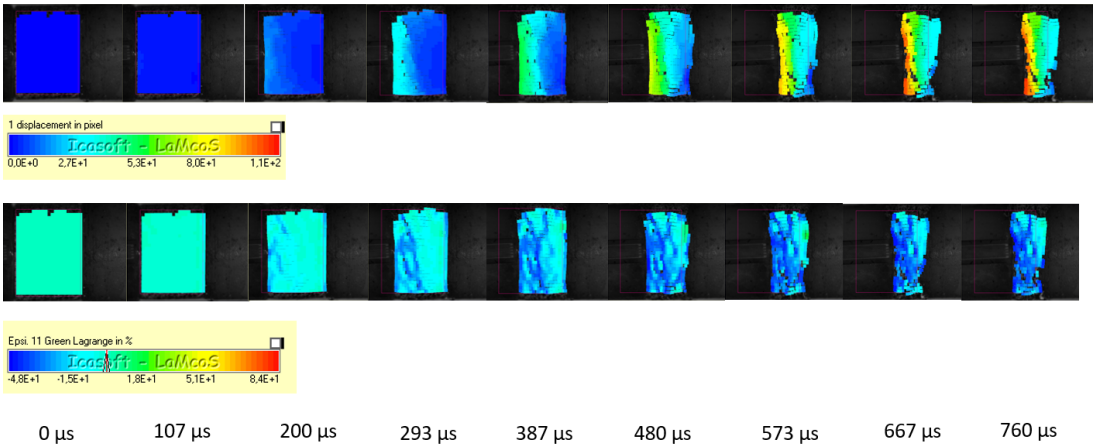


FIGURE 3.36 – Évolution des champs de déplacement et de déformation en compression simple à une vitesse d'impact supérieure à la vitesse critique, $v_{st_0} = 33{,}3$ m/s

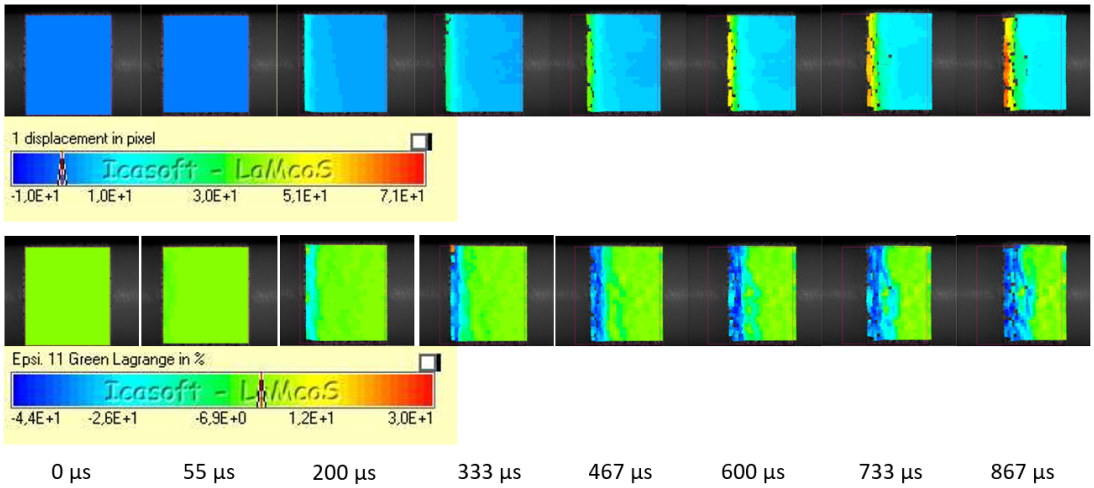


FIGURE 3.37 – Évolution des champs de déplacement et de déformation en compression confinée, $v_{st_0} = 10{,}1$ m/s

Nous remarquons de plus que, pour l'essai de compression confinée, le front de compaction est presque parfaitement orthogonal à la direction de compression. Ce résultat est également cohérent avec les observations réalisées en statique (fig. 2.35) où nous avions noté que la présence de la bague restreignait l'apparition d'un flambement global de l'échantillon.

Calcul de la déformation et de la vitesse de déformation

Les mesures de champs nous permettent également d'évaluer la différence de vitesse de déplacement entre les deux faces de l'échantillon et de déterminer une mesure alternative à celle déduite des barres pour la vitesse de déformation globale de l'échantillon. La figure 3.38 nous montre un exemple du suivi de la déformation globale de l'échantillon au cours du temps qui montre une vitesse de déformation globale constante pendant la plus grande partie de l'essai. Le tableau 3.7 donne la synthèse des vitesses de déformations déduites des ondes sur les barres entrantes et sortantes et celles déduites de la corrélation d'images numériques. En grande majorité, les vitesses de déformations sont assez proches entre les deux méthodes. Nous constatons quelquefois une surévaluation de la vitesse de déformation de l'échantillon par les mesures des barres, que nous expliquons par la présence d'un léger jeu initial entre les faces des barres et celles des échantillons au début de l'essai. Les mêmes observations peuvent être réalisées pour les essais de compression confinée (tab. 3.8).

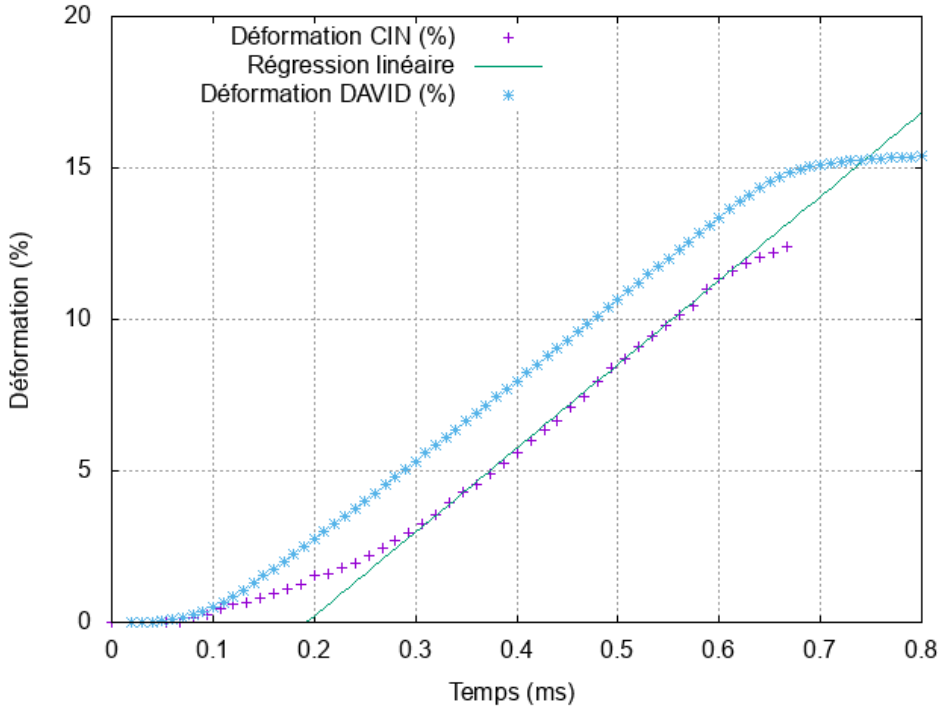


FIGURE 3.38 – Déformation d'un échantillon en compression dynamique en fonction du temps (PIR-D-R-01)

Référence essai	$\dot{\varepsilon}$ DAVID (s^{-1})	$\dot{\varepsilon}$ CIN (s^{-1})	Écart relatif (%)
PIR-D-R-01	260	277	-6,54
PIR-D-R-02	1180	1223	-3,64
PIR-D-R-03	1610	1576	2,11
PIR-D-R-04	1130	1001	11.42
PIR-D-R-05	700	606	13,43
PIR-D-R-06	1500	1283	14,47
PIR-D-R-07	1280	1225	4,3
PIR-D-R-09	760	702	7,63
PIR-D-R-11	370	326	11,89
PIR-D-R-13	400	150	62,5
PIR-D-R-14	610	433	29,02
PIR-D-R-15	220	225	-2,27
PIR-D-R-16	150	132	12
PIR-D-R-17	195	177	9,23
PIR-D-R-18	235	216	8,09
PIR-D-R-19	325	231	28,92

Tableau 3.7 – Tableau de résultats des vitesses de déformation - Essais de compression simple

Référence essai	$\dot{\varepsilon}$ DAVID (s^{-1})	$\dot{\varepsilon}$ CIN (s^{-1})	Écart relatif (%)
PIR-D-C-01	450	391	13,11
PIR-D-C-02	520	450	13,46
PIR-D-C-04	633	642	-1,42
PIR-D-C-05	616	639	-3,73
PIR-D-C-07	676	788	-16,57
PIR-D-C-08	399	409	-2,51
PIR-D-C-09	442	368	16,74
PIR-D-C-10	399	378	5,26
PIR-D-C-11	616	543	11,85
PIR-D-C-12	642	660	-2,8
PIR-D-C-13	173	133	23,12
PIR-D-C-14	351	298	15,1
PIR-D-C-15	642	613	4,52
PIR-D-C-16	789	920	-16,6
PIR-D-C-17	512	535	-4,49
PIR-D-C-19	555	585	-5,41
PIR-D-C-20	884	910	-2,94

Tableau 3.8 – Tableau de résultats des vitesses de déformation - Essais de compression confinée

Calcul de la vitesse du front de compaction

Comme en statique, il est possible pour de nombreux essais de suivre la position du front de compaction par observation des discontinuités du champ de vitesse. Nous pouvons tracer

la courbe de la position de ce front en fonction du temps, qui est approximativement une droite (fig. 3.39). Les premiers points de cette figure, ici $t < 0.2$ ms, ne sont pas pris en compte, car ils correspondent à la réponse élastique de l'échantillon. La pente correspond à la célérité de l'onde de compaction. En prenant les positions du front de choc en lagrangien, nous obtenons une célérité de l'onde de compaction de 17,85 m/s se déplaçant de la face sortante vers la face entrante (voir également figure 3.38).

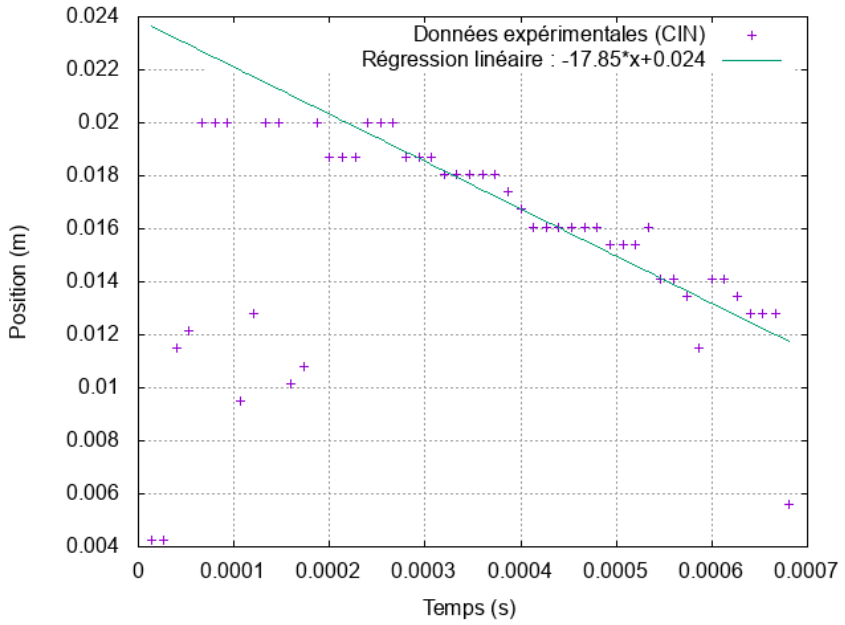


FIGURE 3.39 – Position du front de compaction en fonction du temps (PIR-D-R-01)

La synthèse des célérités du front de compaction identifiées pour l'ensemble des essais de compression réalisés est reportée sur la figure 3.40. Nous pouvons confronter les résultats obtenus avec ceux du modèle de comportement rigide parfaitement plastique avec verrouillage à la densification (modèle dit RPPL) qui prédit une relation linéaire entre la vitesse de compaction et la vitesse entrante (équ. (3.50)) avec un coefficient de proportionnalité égal à l'inverse de la déformation de verrouillage à la densification.

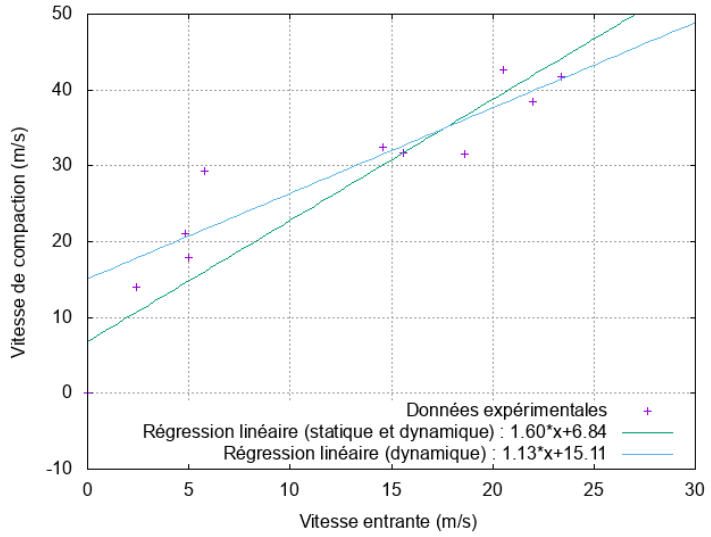


FIGURE 3.40 – Vitesse de compaction en fonction de la vitesse entrante

Si nous effectuons une régression linéaire sur l'ensemble des essais, nous obtenons un coefficient directeur de 1,60, et si la régression linéaire se fait uniquement sur les essais dynamiques, nous obtenons un coefficient directeur de 1,13. Ce coefficient directeur correspond à $1/\varepsilon_l$ (équ. (1.49)), ce qui donne dans le premier cas une déformation d'environ 63%, proche de la déformation à la densification ε_d, et dans le second cas, une déformation de 89%, proche de la déformation maximale ε_{max}.

Nous pouvons également effectuer la même opération pour les essais de compression confinée, comme le montre la figure 3.41. Nous obtenons également une déformation de verrouillage de 95,5 %.

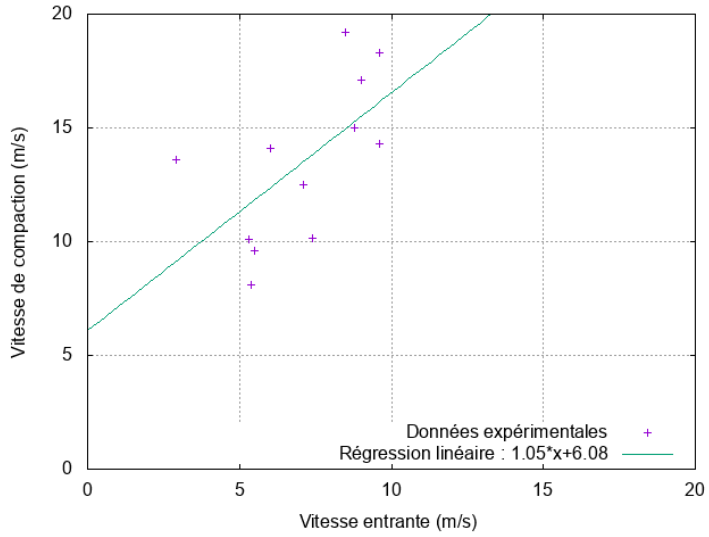


FIGURE 3.41 – Vitesse de compaction en fonction de la vitesse entrante - Essais confinés

Hétérogénéité de la contrainte avant équilibre

Au début de l'essai, le champ de contrainte et le champ de déformation ne sont pas uniformes dans l'échantillon. C'est la phase transitoire avant équilibre, et comme nous l'avons rappelé et observé précédemment, pour les essais avec une vitesse d'impact inférieure à la vitesse critique, il faut attendre quelques allers-retours d'ondes élastiques pour qu'il y ait équilibre et que la contrainte et la déformation soient uniformes. C'est seulement à partir de cet instant que nous pouvons procéder à l'analyse classique d'un essai de compression. Avec la mousse de polyuréthane, il n'est pas possible d'atteindre l'équilibre avant que la contrainte n'ait atteint une valeur proche de celle de la contrainte du plateau. De ce fait, la courbe de comportement identifiée n'a pas de sens dans la phase élastique. Cette particularité est liée aux propriétés physiques de la mousse qui conduisent à trois remarques :

- Faible célérité des ondes élastiques dans le matériau : si la célérité des ondes reste largement supérieure ($\approx$ 600 m/s) à celle de la vitesse entrante (jusqu'à 25 m/s), la condition $C_{ech} \gg v_e$ n'est pas vérifiée ;
- Forte viscosité : le temps caractéristique de la viscosité ($\eta_e/E \approx 2.10^{-5}$ s) est du même ordre de grandeur que celui associé à la propagation des ondes élastiques dans l'échantillon ($L_{ech}/C_{ech} \approx 2.10^{-5}$ s pour $L_{ech} = 15$ mm) ($\eta_e/E \approx L_{ech}/C_{ech}$) ;

- Faible résistance mécanique, i.e. faible niveau de la contrainte plateau, ou son corollaire plateau atteint pour une très faible déformation : Le temps pour une onde élastique pour traverser l'échantillon est de L_{ech}/C_{ech} qui correspond à un déplacement en face entrante sur la même durée de $u_e = v_e L_{ech}/C_{ech}$, conduisant à une déformation globale v_e/C_{ech} allant de 1% à 4% (pour v_e allant de 6 à 24 m/s), alors que l'ordre de grandeur de la limite d'élasticité est d'environ 4% ($\varepsilon \approx v_e/C_{ech}$).

La figure 3.42 montre l'état de déformation à un instant ($t = 6{,}7.10^{-5}$ s) au début de l'essai, ainsi que l'accélération le long de l'échantillon. Ces résultats sont accessibles à partir du champ de déplacement estimé à chaque instant par CIN au moyen des outils de post-traitement développés pour le suivi des essais dynamiques.

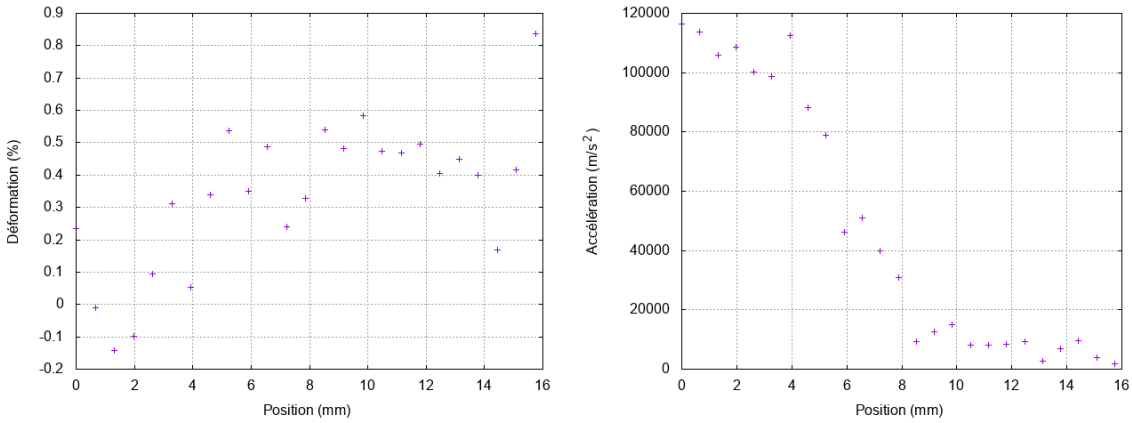


FIGURE 3.42 – Déformation et accélération le long de l'échantillon à un instant proche du début de l'essai

À partir de l'évaluation des accélérations, nous pouvons déterminer la répartition des contraintes dans l'échantillon (équ. (3.97), (3.98) et (3.99)). Le résultat est présenté en figure 3.43.

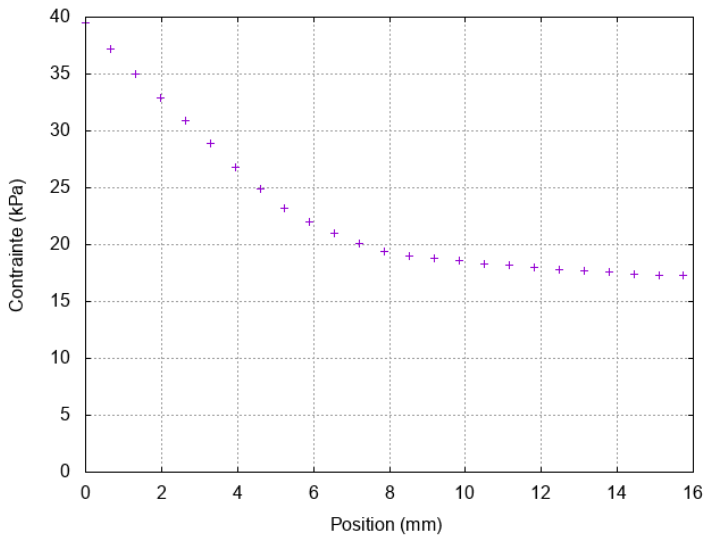
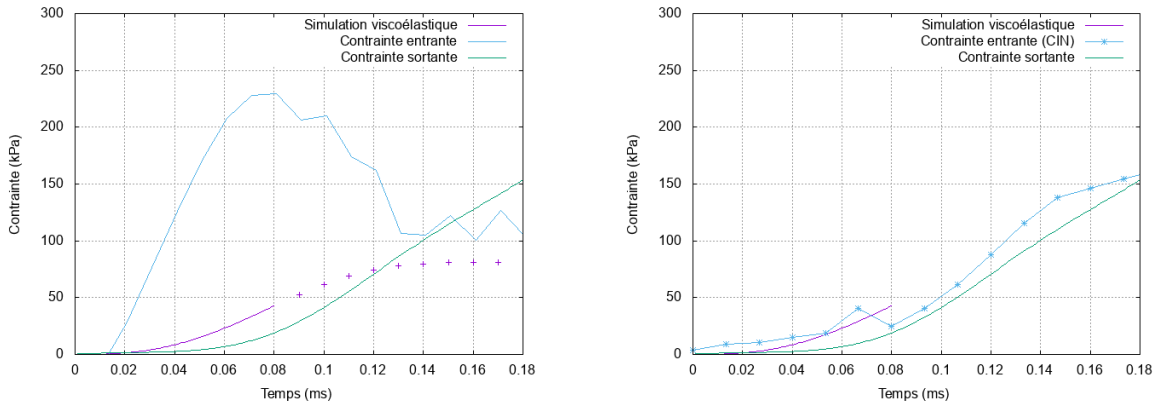


FIGURE 3.43 – Contrainte calculée par CIN le long de l'échantillon à un instant proche du début de l'essai

Un élément de validation de la méthode de calcul est que l'intégration spatiale de la masse volumique par l'accélération faite sur la longueur de l'échantillon (équ. (3.94)) à partir de la contrainte entrante conduit à la contrainte sortante, et réciproquement. Le niveau de contrainte le plus élevé se situe là où les déformations sont les plus faibles. Ce résultat en apparence contre-intuitif s'explique par la viscosité qui prédomine sur l'effet élastique sur la face entrante. Pour s'en convaincre, un calcul analytique de la contrainte à l'interface entrante d'un solide viscoélastique peut être fait (paragraphe 3.2.1). Ce calcul est pertinent au début de l'essai, pour une durée inférieure ou égale à celle d'un aller-retour d'une onde $t < 2L_{ech}/C_{ech}$, puisque le calcul analytique a été conduit en supposant un échantillon semi-infini, et que cette dernière hypothèse n'est plus valable si l'onde élastique revient à l'interface entrante. Nous effectuons, avec comme données la vitesse entrante v_e et comme paramètres ceux du matériau (E, ρ) et un coefficient de viscosité (η_e) de l'ordre de celui mesuré par la DMA, le calcul de la contrainte entrante (équ. (3.69) et (3.73)). Cette contrainte est comparée à celles entrantes et sortantes déduites des mesures des barres (fig. 3.44a), mais également à celle entrante déduite des mesures de champs (fig. 3.44b). Il est intéressant de constater, d'une part, que la contrainte prédite par le modèle viscoélastique est en bon accord avec celle déduite des mesures de champs et, d'autre part, qu'à l'inverse elle ne permet pas de reproduire l'intensité du pic de contrainte déduit du transport et de la correction des mesures de jauges sur la barre entrante.



(a) (b)

FIGURE 3.44 – Simulation viscoélastique de l'essai : (a) comparaison avec la contrainte entrante globale, (b) comparaison avec la contrainte entrante par corrélation d'images numériques

La valeur de la contrainte entrante calculée par corrélation d'images numériques, au-delà de la phase élastique, reste très proche de la contrainte sortante, ce qui signifie que la différence de contrainte mesurée par corrélation d'images numériques est faible, et justifie l'équilibre en phase plateau (fig. 3.45).

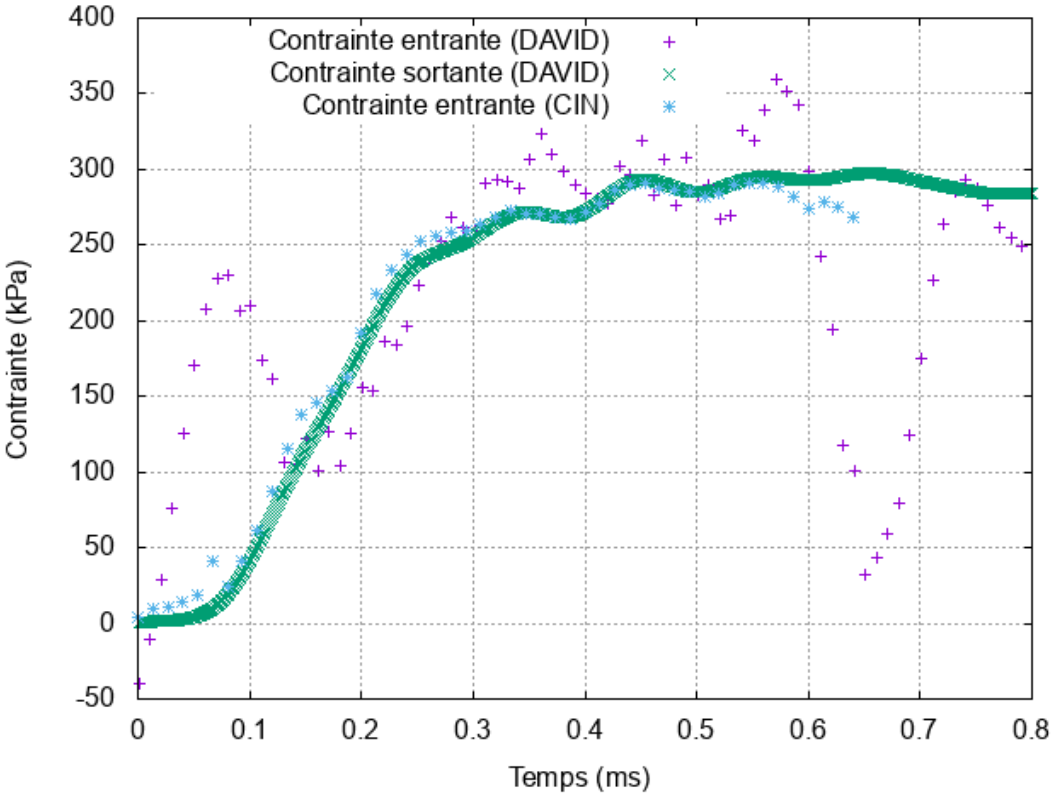


FIGURE 3.45 – Contrainte calculée par corrélation d'images numériques en fonction du temps

3.2.4 Synthèse du comportement viscoplastique

Cette étude expérimentale a permis de mettre en évidence le comportement viscoplastique de la mousse et de quantifier la sensibilité à la vitesse en phase non linéaire. Ce travail montre également la difficulté de caractériser en dynamique des mousses à très faibles densités, et montre également la nécessité de complémentarité entre l'étude du comportement via les signaux de déformation issus des barres, et l'étude du comportement par la corrélation d'images numériques, pour la compréhension du comportement mécanique.

Ces essais nous ont permis de déterminer les informations suivantes, en compression simple et confinée :

- La contrainte dans la phase plateau en fonction de la vitesse de déformation ;
- La déformation à la densification en fonction de la vitesse de déformation, lorsque cela a été possible ;
- La mesure du champ de déformation lors d'un essai ;
- La célérité de l'onde de compaction, lorsque cela a été possible ;
- La mesure de la variation de contrainte dans l'échantillon.

3.3 Synthèse du comportement dynamique

Dans ce chapitre, nous avons caractérisé la mousse de polyuréthane en dynamique, en phase élastique linéaire et en phase non linéaire. Nous avons pu mettre en évidence le comportement mécanique viscoélastique et viscoplastique de la mousse de polyuréthane.

La caractérisation viscoélastique a permis de déterminer le module d'Young dynamique et le coefficient de viscoélasticité de la mousse. Cette caractérisation a été utile pour analyser les conditions d'équilibre des essais aux barres de Hopkinson et contribue à la modélisation du matériau. La caractérisation viscoplastique a permis de déterminer la contrainte en phase plateau à des vitesses de déformation de 100 à 1600 s^{-1}, ainsi que la déformation à la densification pour quelques essais, en compression simple et confinée.

La caractérisation mécanique expérimentale étant achevée, nous poursuivons avec le chapitre 4 sur la modélisation simplifiée du comportement des matériaux utilisées dans un second temps pour alimenter des modèles à un degré de liberté de l'ensemble bardage-isolant permettant d'évaluer les possibilités d'atténuation d'une onde de souffle.

Chapitre 4

Modèles de comportement matériau et système dissipatif

Sommaire

4.1 Modélisation de la compression dynamique d'un échantillon de mousse 171

4.1.1 Modélisation du problème 171

4.1.2 Application du modèle 1D 175

4.1.3 Synthèse de la modélisation 1D et perspectives d'amélioration . 182

4.2 Réponse du système de protection, approche par modèles à un degré de liberté 184

4.2.1 Modélisation du problème 184

4.2.2 Résolution théorique du problème 185

4.2.3 Résolution numérique du problème 196

4.2.4 Application et résultats obtenus 198

4.2.5 Synthèse de la modélisation à un degré de liberté 212

4.3 Synthèse sur les modélisations : matériau et système de protection 214

L'objectif de ce chapitre est de proposer dans un premier temps quelques éléments de modélisation du comportement mécanique des matériaux d'études permettant de simuler les essais dynamiques et d'identifier des paramètres caractéristiques. Dans un second temps, on s'appliquera à modéliser de manière simplifiée le système dissipatif composé d'un bardage et d'une couche de matériau isolant lorsqu'il est utilisé comme dispositif de protection vis-à-vis d'une onde de surpression.

Ce chapitre est ainsi composé de deux parties :

- La première partie portera sur la modélisation en une dimension de la compression d'un échantillon de mousse à même de reproduire les différentes caractéristiques de la compression dynamique d'un matériau cellulaire. L'objectif de cette partie est notamment d'identifier la dépendance à la vitesse au moyen de coefficients de viscoélasticité et de viscoplasticité.
- La deuxième partie portera sur la modélisation à un degré de liberté du système de protection bardage-matériau isolant. Le bardage sera modélisé par un solide rigide et plusieurs modèles de comportement seront testés pour le matériau isolant. Les potentialités de protection au moyen d'une mousse polymérique et d'une laine minérale seront ensuite évaluées.

4.1 Modélisation de la compression dynamique d'un échantillon de mousse

Les campagnes d'essais sur la mousse de polyuréthane ont mis en évidence une sensibilité de la réponse à la vitesse de déformation. Des modèles de comportement avec une composante visqueuse seront étudiés pour reproduire cette dépendance à la vitesse. Les essais ont également fait ressortir une réponse non homogène, particulièrement lors des campagnes d'essais de compression dynamique aux barres de Hopkinson. De ce point de vue, une modélisation de la mousse vue comme une structure pourrait permettre de rendre compte de cette non-uniformité dans le sens de la compression. Dans cette section, une exploration préliminaire des possibilités offertes par une telle modélisation est réalisée. Elle se limitera à étudier l'hétérogénéité due aux allers-retour des ondes avant établissement d'un équilibre.

4.1.1 Modélisation du problème

4.1.1.1 Introduction

L'objectif est de proposer des modèles de comportement à complexité croissante permettant de reproduire le comportement unidimensionnel d'un échantillon de mousse de polyuréthane en compression dynamique et d'identifier les paramètres matériaux associés. Le modèle de comportement le plus complet sera un modèle viscoélastique-viscoplastique [134].

FIGURE 4.1 – Problème simulé en 1D

Les conditions aux limites du problème de structure sont issues des résultats expérimentaux, c'est-à-dire que nous utiliserons comme données d'entrée de notre calcul, les déplacements aux interfaces entrantes et sortantes de l'échantillon déduits des mesures d'ondes sur les barres entrantes et sortantes (fig. 4.1).

4.1.1.2 Équation à résoudre

L'équation résolue est déduite du principe fondamental de la dynamique, sous forme vectorielle, en description lagrangienne :

$$\vec{div}\underline{\underline{\sigma}} + \vec{f} = \rho \frac{\partial^2 \vec{u}}{\partial t^2} \tag{4.1}$$

Nous étudions le problème en 1D, avec une contrainte axiale selon x et sans forces volumiques ($\vec{f} = \vec{0}$), nous obtenons une équation aux dérivées partielles :

$$\frac{\partial \sigma(x,t)}{\partial x} = \rho \frac{\partial^2 u(x,t)}{\partial t^2} \tag{4.2}$$

À cette équation aux dérivées partielles, nous associons les conditions aux limites $u(0,t)$, $u(L,t)$ connues expérimentalement. La contrainte est évaluée à partir de différents modèles matériaux décrits ci-après.

4.1.1.3 Modèles utilisés

Nous étudierons les modèles suivants : élastique, élasto-plastique, élasto-viscoplastique, viscoélastique-viscoplastique. Le modèle le plus complet - viscoélastique-viscoplastique - est représenté au moyen d'éléments rhéologiques associés en parallèle et en série en figure 4.2. Il convient de noter qu'à ce stade, le modèle le plus complet ne permettra pas de représenter la phase de densification du matériau.

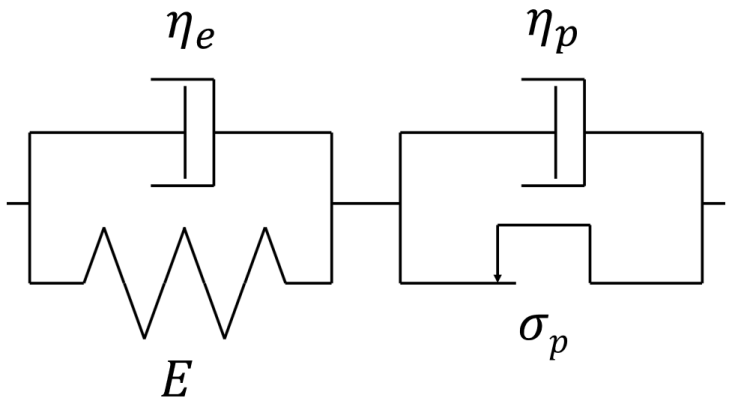


FIGURE 4.2 – Modèle rhéologique viscoélastique-viscoplastique

Les paramètres des modèles sont les suivants :

- Module d'Young E : déterminé à partir des essais dynamiques aux barres de Hopkinson ;
- Contrainte plateau σ_p : déterminée à partir des essais statiques ;
- Coefficient de viscoélasticité η_e : déterminé à partir des essais dynamiques (DMA) ;
- Coefficient de viscoplasticité η_p : déterminé par méthode inverse à partir des essais dynamiques aux barres de Hopkinson.

Pour un modèle élastique, l'équation du modèle est simplement :

$$\sigma(x,t) = E\varepsilon(x,t) = E\frac{\partial u(x,t)}{\partial x} \tag{4.3}$$

Pour un modèle élastoplastique, avec la convention de déformations et contraintes positives en traction, la réponse en contrainte vérifie l'équation (4.4). Comme nous ne nous

intéresserons qu'à la phase de compression du matériau, il ne sera pas nécessaire de programmer la décharge élastique.

$$\sigma(x,t) = \max(E\varepsilon(x,t), -\sigma_p) \tag{4.4}$$

Pour un modèle viscoélastique-viscoplastique, avec partition en déformations viscoélastiques et viscoplastiques (fig. 4.2), les équations constitutives du modèle, en convention traction, sont les suivantes :

$$\varepsilon(x,t) = \varepsilon_e(x,t) + \varepsilon_{vp}(x,t) \tag{4.5}$$

$$\sigma(x,t) = E\varepsilon_e(x,t) + \eta_e \frac{\partial \varepsilon_e(x,t)}{\partial t} = E\left(\varepsilon(x,t) - \varepsilon_{vp}(x,t)\right) + \eta_e \frac{\partial \varepsilon_e(x,t)}{\partial t} \tag{4.6}$$

Et :

$$\sigma(x,t) = \eta_p \frac{\partial \varepsilon_{vp}(x,t)}{\partial t} + \max\left(\sigma(x,t), -\sigma_p\right) \tag{4.7}$$

ou encore pour la vitesse de déformation viscoplastique :

$$\frac{\partial \varepsilon_{vp}(x,t)}{\partial t} = \min\left(\frac{\sigma(x,t) + \sigma_p}{\eta_p}, 0\right) \tag{4.8}$$

Ce que décrit concrètement le modèle, lors d'une simulation avec une déformation évoluant de manière monotone :

- Si $|\varepsilon| < \left|\frac{\sigma_p}{E}\right|$ autrement dit $|\sigma| < |\sigma_p|$, alors la déformation demeure viscoélastique : $|\varepsilon_e| \nearrow$, $|\varepsilon_{vp}| = 0$, la contrainte vaut : $\sigma = E\varepsilon_e + \eta_e \frac{\partial \varepsilon_e}{\partial t} = E\varepsilon + \eta_e \frac{\partial \varepsilon}{\partial t}$;
- Si $|\varepsilon| > \left|\frac{\sigma_p}{E}\right|$, autrement dit $|\sigma| \geq |\sigma_p|$, alors la déformation viscoplastique augmente, car le patin glisse, ce qui fait également réagir l'amortisseur : $|\dot{\varepsilon}_{vp}| \nearrow, |\varepsilon_{vp}| \nearrow$, la contrainte est « ralentie » dans sa progression, car nous avons : $\sigma = E\varepsilon_e + \eta_e \frac{\partial \varepsilon_e}{\partial t} = E\left(\varepsilon - \varepsilon_{vp}\right) + \eta_e \frac{\partial(\varepsilon - \varepsilon_{vp})}{\partial t}$

4.1.1.4 Schéma numérique

Discrétisation

La discrétisation de l'équation aux dérivées partielles se fait par différences centrées :

$$\frac{\partial \sigma}{\partial x} \approx \frac{\sigma(x+dx,t) - \sigma(x-dx,t)}{2dx} \tag{4.9}$$

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \approx \frac{u(x,t+dt) - 2u(x,t) + u(x,t-dt)}{dt^2} \tag{4.10}$$

Nous avons donc :

$$\frac{\sigma\left(x+dx,t\right)-\sigma\left(x-dx,t\right)}{2dx}=\rho\left(\frac{u\left(x,t+dt\right)-2u\left(x,t\right)+u\left(x,t-dt\right)}{dt^2}\right) \tag{4.11}$$

$$u\left(x,t+dt\right)=\frac{dt^2}{\rho}\left(\frac{\sigma\left(x+dx,t\right)-\sigma\left(x-dx,t\right)}{2dx}\right)+2u\left(x,t\right)-u\left(x,t-dt\right) \tag{4.12}$$

Seule la connaissance de la contrainte en tout point de l'espace à l'instant t, et la connaissance des déplacements aux deux instants t et $t-dt$ est nécessaire pour le calcul du déplacement à l'instant $t+dt$, il s'agit donc d'un schéma numérique explicite.

La discrétisation de la déformation est donnée par :

$$\varepsilon\left(x,t\right)=\frac{\partial u(x,t)}{\partial x}=\frac{u\left(x+dx,t\right)-u\left(x-dx,t\right)}{dx} \tag{4.13}$$

La discrétisation du modèle viscoélastique-viscoplastique donne :

$$\frac{\partial\varepsilon_{vp}\left(x,t\right)}{\partial t}\approx\frac{\varepsilon_{vp}\left(x,t+dt\right)-\varepsilon_{vp}\left(x,t\right)}{dt} \tag{4.14}$$

Donc :

$$\varepsilon_{vp}\left(x,t+dt\right)=\varepsilon_{vp}\left(x,t\right)+dt\frac{\partial\varepsilon_{vp}\left(x,t\right)}{\partial t} \tag{4.15}$$

Et :

$$\frac{\partial\varepsilon_{e}\left(x,t\right)}{\partial t}\approx\frac{\varepsilon_{e}\left(x,t+dt\right)-\varepsilon_{e}\left(x,t\right)}{dt} \tag{4.16}$$

où la déformation élastique ε_e est déduite de l'équation (4.5).

La vitesse de déformation viscoplastique est ensuite déterminée par l'équation (4.8).

La contrainte est finalement déterminée connaissant $\varepsilon(x,t)$, $\varepsilon_{vp}\left(x,t\right)$ et $\dot{\varepsilon}_e\left(x,t\right)$ par l'équation (4.6).

Algorithme de calcul

L'algorithme de calcul se présente comme ceci :

- Initialisation : $u(x,0)$ connu, nous pouvons déterminer $u(x,dt)$ en tout x ;
- Connaissant $u(x,t)$ en tout x et pour tout instant jusqu'à t, $\varepsilon(x,t)$ est calculée par dérivation spatiale du déplacement (équ. (4.13)) ;
- Nous calculons $\varepsilon_{vp}(x,t)$ (équ. (4.15)) ;
- La contrainte est calculée avec l'équation (4.6) ;

- Nous pouvons en déduire la vitesse de déformation plastique $\dot{\varepsilon}_{vp}$ (équ. (4.8)) ;
- Et finalement, le déplacement à l'instant $t + dt$ est déterminé par l'équation (4.12).

Stabilité de l'algorithme

En l'absence de viscosité, la condition de Courant-Friedrich-Levy dite CFL établit que la célérité des ondes élastiques (ondes dont la célérité est la plus élevée) doit vérifier :

$$C = \sqrt{\frac{E}{\rho}} < \frac{dx}{dt} \tag{4.17}$$

Ceci signifie que l'onde élastique ne doit pas parcourir plus d'un pas spatial en un pas de temps, sinon le programme n'est pas stable. Comme la discrétisation temporelle pour les essais est de $dt = 10^{-6}$ s, ce pas de temps est choisi en priorité. Le pas d'espace minimal est de $4{,}48.10^{-4}$ m (valeur obtenue avec les paramètres $\rho = 30$ kg/m^3 et $E = 6.10^6$ Pa). Nous prendrons $dx = 10^{-3}$ m, ce qui signifie que nous sommes précis au millimètre. Le nombre de pas de temps sera de 1000 pas de temps pour les essais avec le projectile de 0.5 m, et de 2000 pas de temps pour les essais avec le projectile de 1.3 m, puisque la durée de l'essai est plus longue avec un projectile plus long. Le nombre de pas d'espace sera égal à la longueur en millimètre arrondie.

Si nous intégrons la viscoélasticité dans le modèle, le module d'Young apparent va augmenter, et de ce fait la célérité des ondes, modifiant ainsi les conditions de stabilité. Nous verrons par la suite comment la discrétisation est adaptée dans ce cas.

4.1.2 Application du modèle 1D

4.1.2.1 Essai de référence et conditions aux limites

Nous travaillerons sur l'essai de référence PIR-D-R-01, c'est-à-dire un essai avec un échantillon présentant un élancement voisin de 1 et une faible vitesse d'impact (7 m/s, voir tableau 3.4). D'autres essais seront sélectionnés par la suite pour identifier le coefficient de viscoplasticité. Nous choisissons un module d'Young cohérent avec la pente mesurée en phase élastique pour les essais dynamiques (6 MPa) en ne travaillant qu'avec les données issues des barres. Cette valeur est inférieure à la valeur qui serait déduite de la corrélation d'images numériques, environ le double, qui elle est cohérente avec les valeurs déduites des essais DMA. Nous choisissons une contrainte plateau de 230 kPa pour les simulations avec le modèle élasto-viscoplastique. Un exemple pour les conditions aux limites de déplacement est donné en figure 4.3.

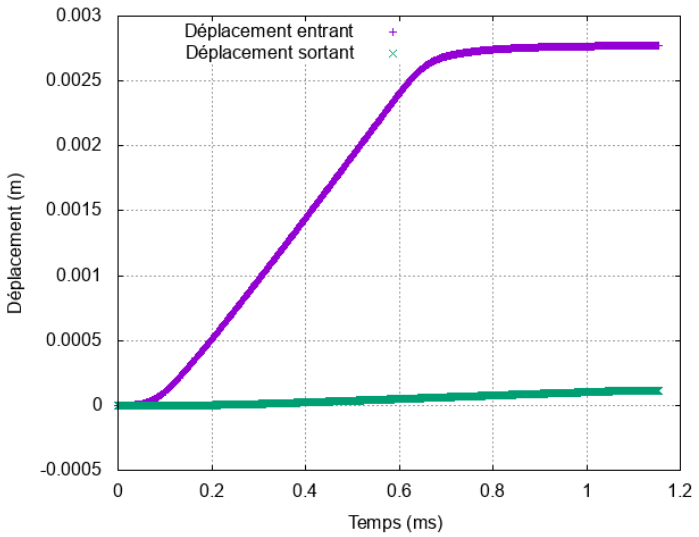


FIGURE 4.3 – Conditions aux limites en déplacement pour les simulations

La pertinence du modèle est évaluée en comparant les contraintes au niveau des interfaces de l'échantillon, déduites des mesures expérimentales via les efforts, à celles évaluées avec le modèle. Le champ de déformation dans l'échantillon peut être étudié également, mais la modélisation à l'état actuel ne permet pas de comparer le champ de déformation expérimental au champ de déformation simulé, puisque la modélisation ne permet pas à ce stade de générer une localisation des déformations. Le champ de déformation simulé devient homogène après la mise en équilibre de l'échantillon.

4.1.2.2 Modèle élastique

Observons tout d'abord le champ de déformation à plusieurs instants au cours d'une simulation, en figures 4.4 et 4.5.

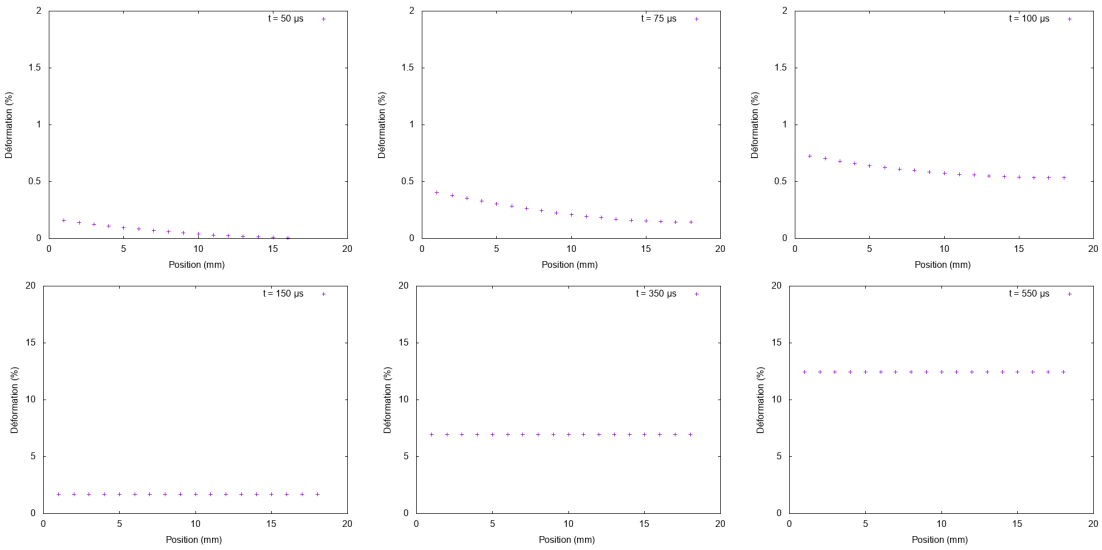


FIGURE 4.4 – Évolution de la déformation dans l'échantillon à plusieurs instants de la simulation élastique

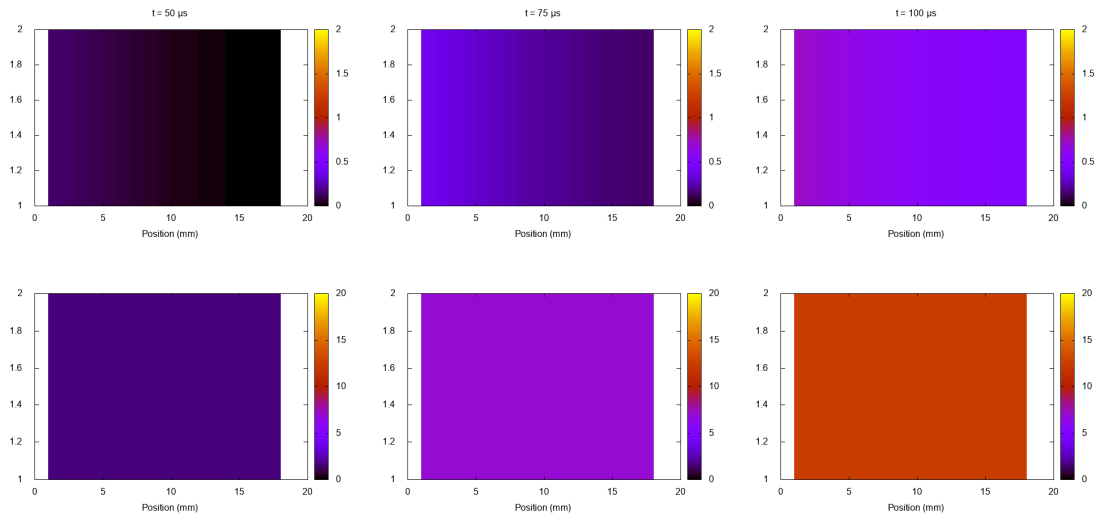


FIGURE 4.5 – Déformation à plusieurs instants de la simulation élastique

Nous observons un champ de déformation hétérogène dans les premiers instants de l'essai. À partir de 150 μs la déformation devient homogène.

Les contraintes aux interfaces calculées par la simulation élastique sont données en figure 4.6 et comparées aux mesures expérimentales.

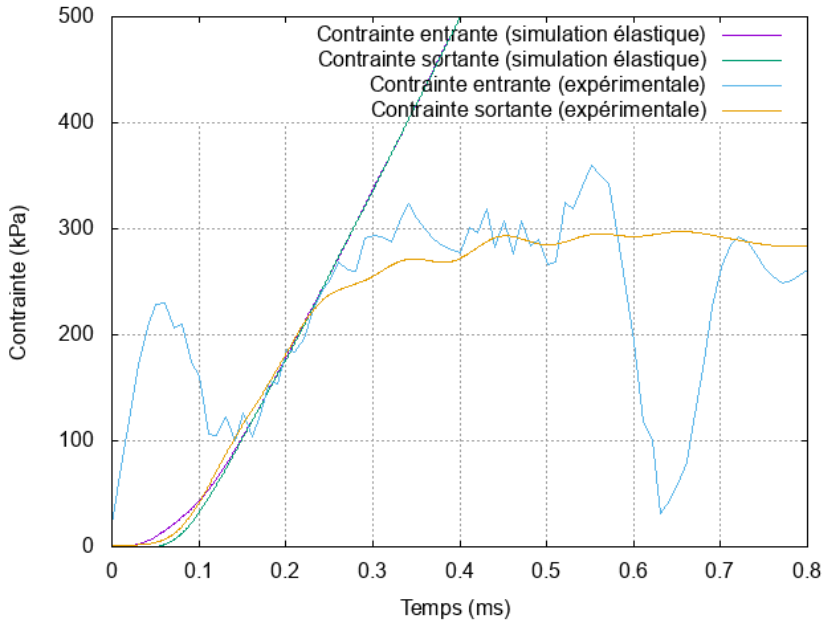


FIGURE 4.6 – Contrainte en fonction du temps (simulation élastique)

Nous remarquons qu'avec le module d'Young de 6 MPa, nous réussissons à approcher les contraintes expérimentales en phase élastique. Passée la phase élastique, les contraintes simulées continuent de croître de manière linéaire, ce qui est cohérent avec le modèle étudié. Nous observons l'équilibre de l'échantillon par la simulation autour de 150 μs, ce qui correspond à l'apparition d'une déformation homogène dans l'échantillon. Cette observation permet également d'apporter un élément supplémentaire de justification sur

l'équilibre des essais de compression dynamique pour les faibles vitesses d'impact. Nous observons également que le pic de contrainte entrante observé expérimentalement ne peut pas être expliqué par la mise en équilibre de l'échantillon avec un comportement du matériau élastique.

4.1.2.3 Modèle élastoplastique

Les contraintes aux interfaces calculées par la simulation élastoplastique sont données en figure 4.7. Nous choisissons ici une contrainte plateau correspondant à la contrainte plateau dynamique associée à cet essai (300 kPa).

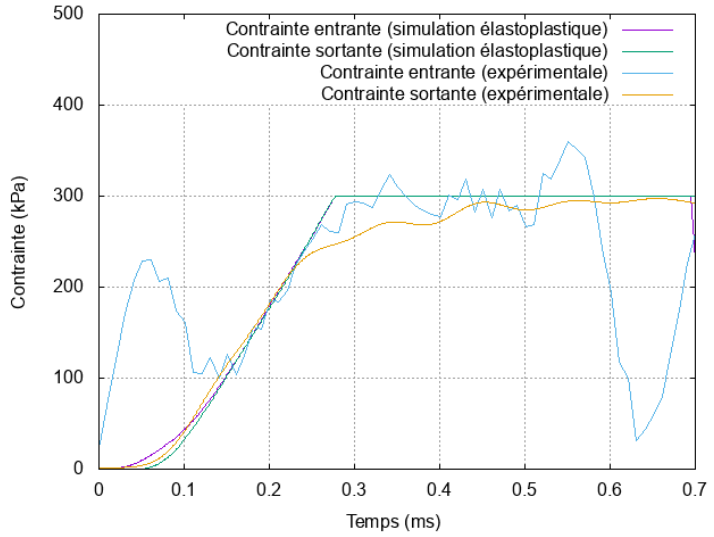


FIGURE 4.7 – Contrainte en fonction du temps (simulation élastoplastique)

Dans ce cas-là, nous réussissons à simuler la plasticité et la non-linéarité de la contrainte. Les contraintes simulées restent égales en phase plateau. Ce modèle nécessite de connaître la contrainte plateau en dynamique pour chaque vitesse de déformation. Il est dans ce cas possible de faire appel à la relation empirique vue chapitre 3 (équ. (3.101)). Une autre possibilité est d'introduire une dépendance à la vitesse sur la phase plateau au travers d'un modèle viscoplastique.

4.1.2.4 Modèle élasto-viscoplastique

Le modèle élasto-viscoplastique est obtenu en prenant le modèle général viscoélastique-viscoplastique décrit en 4.1.1, et en choisissant un coefficient de viscoélasticité η_e à 0. Ceci nous permettra d'identifier plus facilement le coefficient de viscoplasticité. Les contraintes aux interfaces calculées par la simulation élasto-viscoplastique sont données en figure 4.8. Nous prenons une contrainte plateau de 230 kPa, c'est-à-dire la valeur déduite des essais aux plus faibles vitesses de déformations, et nous choisissons le coefficient de viscoplasticité de telle sorte que la contrainte s'approche au mieux des mesures expérimentales. Nous choisissons un coefficient de 250 Pa.s.

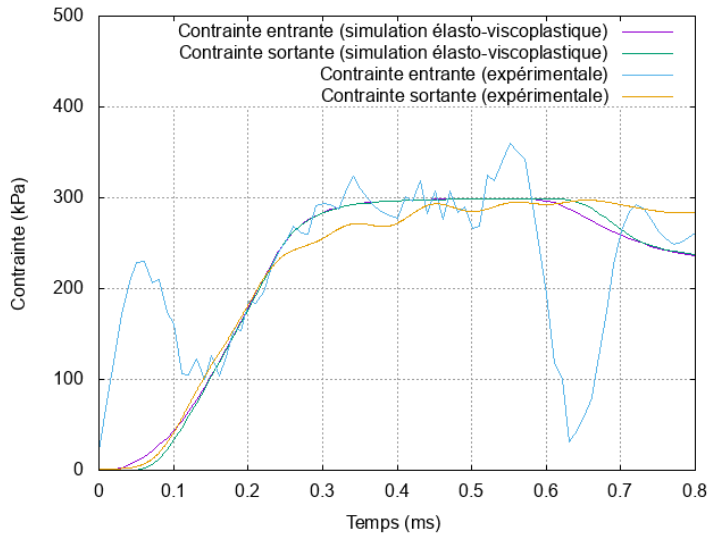


FIGURE 4.8 – Contrainte en fonction du temps (simulation élasto-viscoplastique)

Dans ce cas-là, nous réussissons à simuler la viscoplasticité, puisque la contrainte plateau simulée est différente de la contrainte plateau en entrée du programme et est plus élevée. Les contraintes simulées restent égales en phase plateau. Par la suite, nous effectuons des simulations sur une large gamme d'essais dynamiques permettant de valider la valeur obtenue ou du moins l'ordre de grandeur du coefficient de viscoplasticité. Le tableau 4.1 montre le coefficient de viscosité optimal pour chaque essai et la vitesse de déformation associée, lorsque la contrainte plateau de référence statique est conservée égale à 230 kPa.

Référence essai	Longueur échantillon (mm)	Vitesse de déformation (s^{-1})	Coefficient de viscoplasticité (Pa.s)
PIR-D-R-01	18	260	250
PIR-D-R-09	7	760	100
PIR-D-R-11	13	350	300
PIR-D-R-12	12	380	200
PIR-D-R-13	13	400	200
PIR-D-R-14	10	520	100
PIR-D-R-15	9	220	300
PIR-D-R-18	15	225	250

TABLEAU 4.1 – Tableau de résultats des coefficients de viscoplasticité

Le coefficient de viscoplasticité doit donc être de l'ordre de 200-300 Pa.s. Ce coefficient est d'ailleurs assez proche du coefficient de viscoélasticité mesuré au moyen des essais DMA. Cela pourrait montrer que le modèle peut se raffiner en n'utilisant qu'un seul coefficient de viscosité commun à la phase élastique et à la phase plateau. Cependant, il y a quelques identifications qui donnent un coefficient plus faible autour de 100 Pa.s avec des vitesses de déformations plus élevées, ce qui pourrait montrer une variation de ce coefficient avec la vitesse. Il n'est pas possible de conclure compte tenu du nombre d'essais limités et de la variabilité des propriétés mécaniques inhérente aux échantillons issus de panneaux industriels.

Les figures 4.9, 4.10 et 4.11 permettent néanmoins d'illustrer les possibilités de reproduire la sensibilité à la vitesse de la réponse de la mousse de polyuréthane sur la phase plateau pour notre gamme de vitesses avec les paramètres suivants : $E = 6$ MPa, $\sigma_p = 230$ kPa et η_p compris entre 100 et 250 Pa.s.

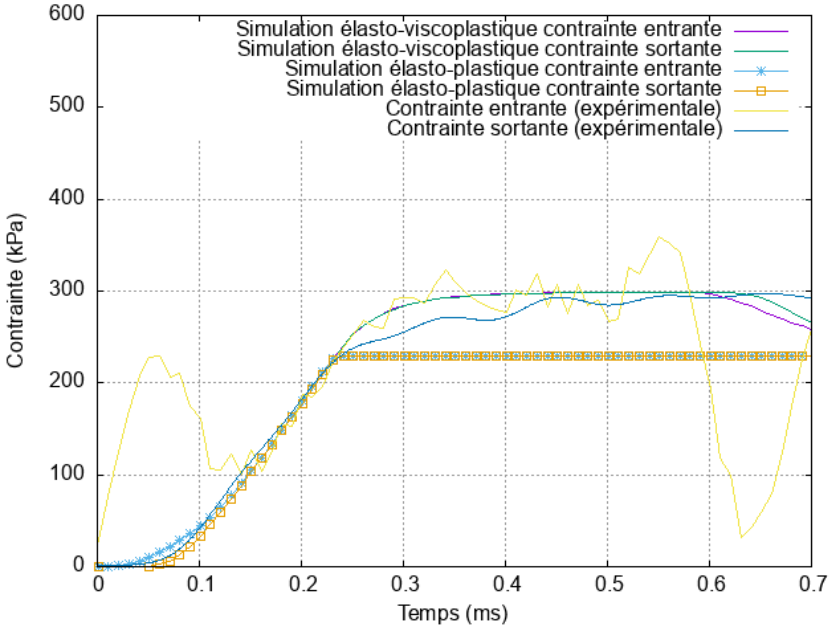


FIGURE 4.9 – Contrainte en fonction du temps pour une simulation élastique-viscoplastique : $\sigma_p = 300$ kPa, $\dot{\varepsilon} = 260$ s^{-1} et $\eta_p = 250$ Pa.s

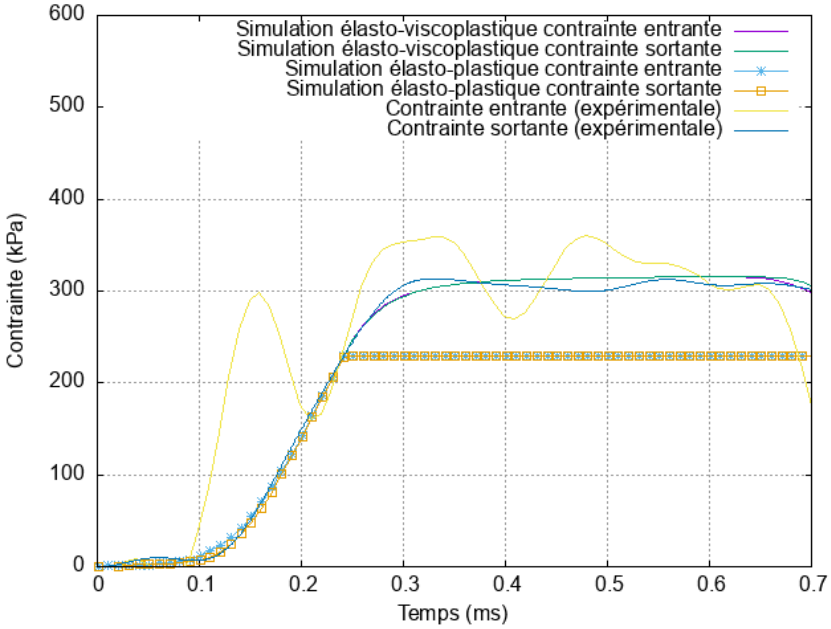


FIGURE 4.10 – Contrainte en fonction du temps pour une simulation élastique-viscoplastique : $\sigma_p = 320$ kPa, $\dot{\varepsilon} = 380$ s^{-1} et $\eta_p = 200$ Pa.s

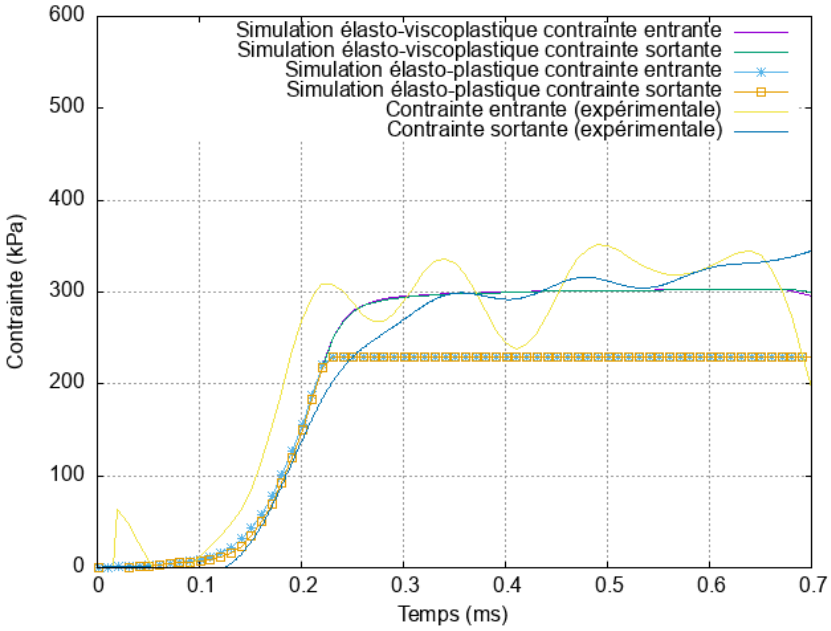


FIGURE 4.11 – Contrainte en fonction du temps pour une simulation élastique-viscoplastique : $\sigma_p = 330$ kPa, $\dot{\varepsilon} = 520$ s^{-1} et $\eta_p = 100$ Pa.s

4.1.2.5 Modèle viscoélastique-viscoplastique

Les différentes évolutions du modèle nous ont permis de reproduire la réponse d'un échantillon en compression dynamique. Si le temps nécessaire à la mise en place d'un équilibre entre force entrante et force sortante dans l'échantillon peut être correctement prédit, nos modèles ne permettent pas de retrouver le pic de contrainte sur la force entrante. Nous allons dans ce paragraphe étudier l'effet de la viscoélasticité sur l'équilibre dans les premiers instants des essais.

Comme précisé auparavant, il nous faut changer la discrétisation spatiale ou temporelle pour vérifier la condition CFL et assurer la stabilité du schéma. Comme le pas de temps est déterminé par la fréquence d'acquisition, il est plus simple est d'augmenter le pas d'espace. Nous prenons un pas spatial de $dx = 3.10^{-3}$ m.

Les contraintes aux interfaces calculées par la simulation viscoélastique-viscoplastique sont données en figure 4.12. Nous reprenons les mêmes paramètres que précédemment, et nous prenons un coefficient de viscoélasticité de 250 Pa.s.

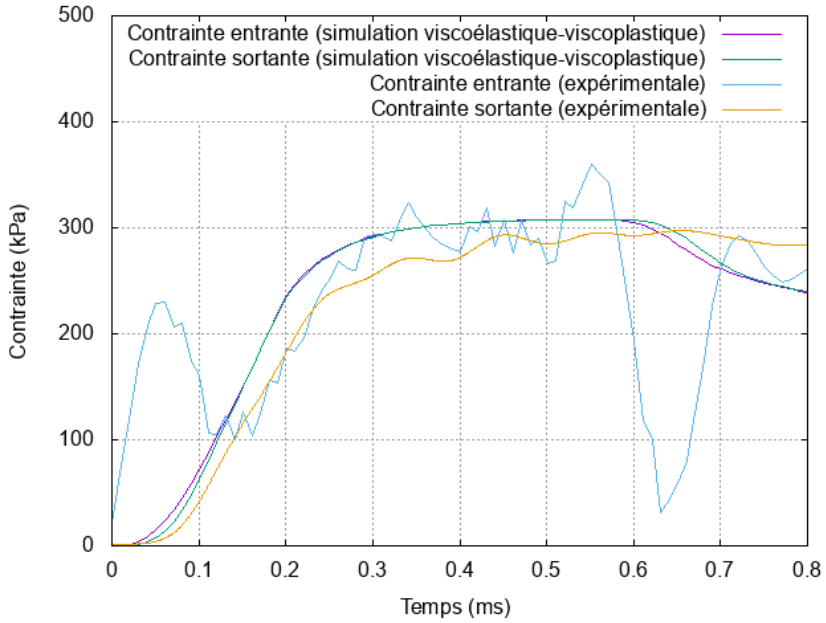


FIGURE 4.12 – Contrainte en fonction du temps (simulation viscoélastique-viscoplastique)

Comme nous pouvons le constater, il y a bien une augmentation de la pente en phase élastique liée à la viscoélasticié mais celle-ci est présente sur les contraintes entrantes et sortantes. Il n'est donc pas possible d'expliquer ce pic de contrainte par la viscoélasticité. Ce résultat vient corroborer celui déjà obtenu au chapitre 3 (paragraphe 3.2.1) avec les solutions analytiques viscoélastiques valides seulement le temps d'un aller-retour dans l'échantillon.

4.1.3 Synthèse de la modélisation 1D et perspectives d'amélioration

Cette modélisation en une dimension a permis d'initier des travaux de modélisation de la réponse de la mousse de polyuréthane sous sollicitations dynamiques, en utilisant une combinaison de modèles de comportement rhéologiques classiques. Il a permis entre autres d'obtenir des informations supplémentaires sur la mise en place de l'équilibre des forces dans l'échantillon, d'obtenir par un modèle élastoplastique simple des courbes de contrainte approchées de manière satisfaisante aux courbes expérimentales, et d'amorcer l'identification du paramètre viscoplastique associé au modèle permettant de reproduire la sensibilité de la contrainte plateau à la vitesse de déformation.

Cette modélisation ne constitue qu'une première étape, car ni la densification ni le phénomène majeur de localisation des déformations ne sont pris en compte. La description de la phase de densification pourra se faire aisément en ajoutant un modèle rhéologique supplémentaire qui sera activé à la déformation à la densification. Elle sera de ce fait prise en compte dans l'étude de la réponse du système de protection composé d'un bardage et d'un isolant en mousse de polyuréthane (section 4.2). Pour le volet concernant la localisation des déformations en phase plateau, nous proposons quelques pistes d'enrichissement du modèle qui pourraient permettre de rendre compte de cette localisation des déformations

tout en restant dans un cadre d'approches continues au moyen de différents ajouts [135] :

- une contrainte plateau σ_p non constante, avec un écrouissage négatif juste après le seuil de non-linéarité, ce qui rendrait possible une localisation des déformations $(\sigma_p(\varepsilon_{vp}) = \sigma_{p_0} - R_p\,\varepsilon_{vp})$;
- des défauts, comme une répartition de porosité non-homogène qui pourrait être déduite d'une tomographie d'un échantillon, à même de fixer le lieu d'apparition de cette localisation [136] ;
- une procédure de régularisation permettant de fixer une largeur caractéristique de bande et d'éviter, pour des simulations numériques quasi-statiques avec un modèle indépendant du temps, une dépendance de la réponse à la discrétisation spatiale ; cette régularisation peut par exemple être obtenue avec des modèles à gradient de plasticité ou des modèles micromorphiques, ces approches ayant été appliquées avec succès à des mousses [137, 138].

4.2 Réponse du système de protection, approche par modèles à un degré de liberté

4.2.1 Modélisation du problème

Le problème général consiste à déterminer la réponse d'un bâtiment équipé d'un revêtement de protection face à un chargement de type onde de souffle résultant d'une détonation. Le chargement est supposé connu et utilisé comme donnée d'entrée du calcul. L'approche simplifiée la plus courante est de considérer la structure comme infiniment rigide et de ne prendre en compte l'interaction fluide-structure qu'au travers de coefficients de réflexion permettant, à partir de l'onde incidente en champ libre résultant de l'explosion, de déterminer le signal de surpression à appliquer sur la structure [139]. Ici comme la structure de protection a pour but d'atténuer l'onde de souffle, cette hypothèse très forte n'est pas conservée. La résolution complète d'un problème de couplage fluide-structure est extrêmement complexe et une version plus simple, cohérente pour des accidents industriels avec de faibles niveaux de surpression incidente, est retenue, celle d'un comportement linéaire du fluide, approche dite de « l'acoustique linéaire » [124].

L'objectif de cette modélisation est d'effectuer une première prédiction sur un problème de structure *revêtement de protection* (bardage et matériau isolant) - *bâtiment*, avec un effort de surpression arrivant sur ce système. Pour évaluer l'effet du dispositif de protection, nous effectuerons le calcul de la surpression transmise sur le bâtiment et du déplacement du bardage.

Le type de chargement de surpression représentatif de l'onde de souffle issue d'une explosion de type détonation est décrit en figure 4.13. Le chargement du système se fait par application d'une pression sur une paroi, ici le bardage.

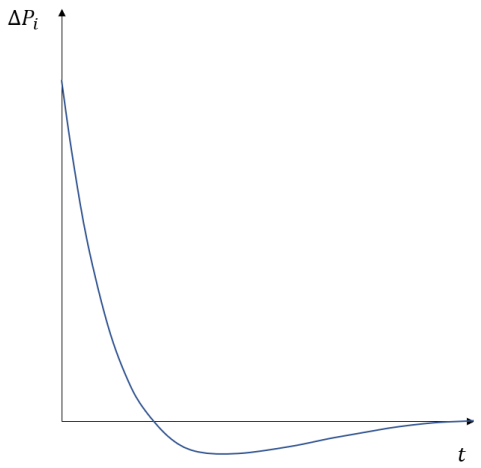


FIGURE 4.13 – Signal de surpression associé à l'onde de souffle issue d'une détonation

Pour quantifier le potentiel de protection du dispositif, une modélisation initiale unidimensionnelle du problème est pertinente. Ce modèle simplifié est illustré figure 4.14. L'ensemble est constitué d'un élément à protéger, le bâtiment, d'un dispositif de protec-

tion composé d'un bardage (en bleu) et d'un matériau dissipatif (mousse isolante, laine isolante).

FIGURE 4.14 – Modélisation de la structure

Les systèmes de bardage sont réalisés à partir de tôles en acier ou en aluminium, d'épaisseur comprise entre 0,63 mm et 1,50 mm [140]. Pour permettre une isolation thermique suffisante, une épaisseur caractéristique d'isolant de 100 mm à 300 mm au minimum est à envisager, selon l'application des réglementations thermiques dites RT 2012 ou RT 2020. L'épaisseur du bardage pourra donc être négligée vis-à-vis de celle de l'isolant. La différence de module d'Young entre le bardage, typiquement pour l'aluminium 74 GPa et pour l'acier 200 GPa et celle de l'isolant thermique pour la mousse PIR étudiée 11 MPa, permettra également de supposer le bardage comme rigide dans le modèle unidimensionnel.

4.2.2 Résolution théorique du problème

4.2.2.1 Équations mises en jeux

Nous considérons que le bardage est rigide, et qu'il n'a pas d'épaisseur. Le déplacement sur la paroi externe du bardage est donc égal au déplacement de la paroi interne du bardage, et de même pour la pression transmise. L'équation de propagation d'onde dans l'air permet de déterminer le déplacement en tout point de l'espace, et en particulier sur la paroi externe du bardage (équ. (4.18)).

$$\frac{\partial^2 u(x,t)}{\partial x^2} - \frac{1}{C_0^2}\frac{\partial^2 u(x,t)}{\partial t^2} = 0 \tag{4.18}$$

La solution de cette équation aux dérivées partielles est de la forme de l'équation (4.19).

$$u\left(x,t\right) = f\left(t - \frac{x}{C_0}\right) + g\left(t + \frac{x}{C_0}\right) \tag{4.19}$$

La fonction f correspond à une onde progressive, et la fonction g correspond à une onde régressive, toutes deux se propageant à la célérité C_0, correspondant à la célérité d'une

onde de pression dans l'air. Pour les problèmes qui sont traités, il y aura trois ondes à considérer : l'onde incidente progressive, l'onde transmise progressive et l'onde réfléchie régressive.

L'équation (4.20) donne le comportement isotherme de l'air sous la forme linéarisée, reliant la surpression et le déplacement de l'air.

$$\Delta P\left(x,t\right) = -\gamma P_0 \frac{\partial u\left(x,t\right)}{\partial x} \tag{4.20}$$

Le principe fondamental de la dynamique appliquée au système {bardage} de densité surfacique de masse m donne l'équation (4.21).

$$m\frac{\partial^2 u\left(0,t\right)}{\partial t^2} = \sum_j \Delta P_j \tag{4.21}$$

Avec les ΔP_j les efforts extérieurs au bardage.

4.2.2.2 Bardage seul sans matériau isolant

Pour ce premier problème, nous nous intéressons à la réponse du bardage seul face à une explosion. Nous supposons que la face arrière du bardage est un milieu semi-infini sans rigidité, et donc nous n'imposons pas de conditions aux limites liées à la structure à protéger.

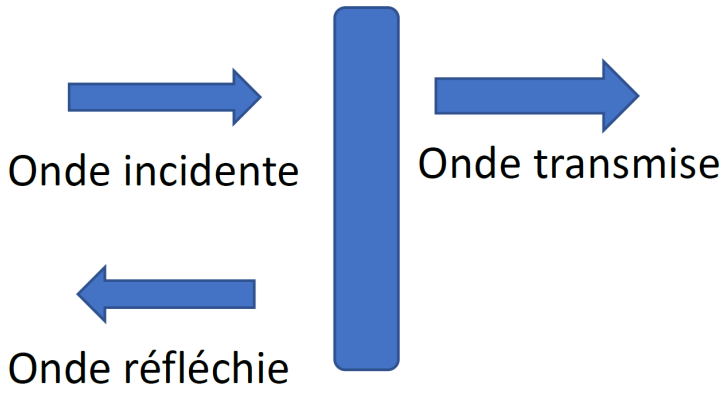


FIGURE 4.15 – Modélisation de la structure - Bardage seul

Soit u_e le champ de déplacement dû aux ondes incidente et réfléchie, et u_i le champ de déplacement dû à l'onde transmise. Les champs de déplacements vérifient l'équation (4.18). En connaissant la nature des ondes, leurs expressions sont données par les équations (4.22) et (4.23).

$$u_e\left(x,t\right) = f_1\left(t - \frac{x}{C_0}\right) + f_2\left(t + \frac{x}{C_0}\right) \tag{4.22}$$

$$u_i\left(x,t\right) = f_3\left(t - \frac{x}{C_0}\right) \tag{4.23}$$

L'équation (4.20) donne la pression pour chaque champ de déplacement.

$$\Delta P_e\left(x,t\right) = -\gamma P_0 \frac{\partial u_e\left(x,t\right)}{\partial x} = -\gamma P_0 \left(-\frac{1}{C_0} f_1'\left(t - \frac{x}{C_0}\right) + \frac{1}{C_0} f_2'\left(t + \frac{x}{C_0}\right)\right) \tag{4.24}$$

$$\Delta P_t\left(x,t\right) = -\gamma P_0 \frac{\partial u_i\left(x,t\right)}{\partial x} = \frac{\gamma P_0}{C_0} f_3'\left(t - \frac{x}{C_0}\right) \tag{4.25}$$

L'impédance acoustique de l'air est définie par le rapport entre la surpression et la vitesse de l'air.

$$Z_a = \frac{\Delta P}{v} \tag{4.26}$$

Dans ce cas, le calcul de l'impédance pour chaque onde donne le même résultat :

$$Z_a = \frac{\Delta P_t\left(x,t\right)}{\left(\frac{\partial u_i(x,t)}{\partial t}\right)} = \frac{\frac{\gamma P_0}{C_0} f_3'\left(t - \frac{x}{C_0}\right)}{f_3'\left(t - \frac{x}{C_0}\right)} = \frac{\gamma P_0}{C_0} \tag{4.27}$$

Nous obtenons donc les équations suivantes :

$$\Delta P_i\left(x,t\right) = Z_a f_1'\left(t - \frac{x}{C_0}\right) \tag{4.28}$$

$$\Delta P_r\left(x,t\right) = -Z_a f_2'\left(t + \frac{x}{C_0}\right) \tag{4.29}$$

$$\Delta P_t\left(x,t\right) = Z_a f_3'\left(t - \frac{x}{C_0}\right) \tag{4.30}$$

Le mouvement du bardage est décrit par un champ de déplacement $u_s\left(t\right)$ qui est caractérisé par l'équation (4.31).

$$u_s\left(t\right) = u_e\left(0,t\right) = u_i\left(0,t\right) \tag{4.31}$$

De cette équation, nous obtenons une relation simple entre les fonctions f_1, f_2 et f_3.

$$u_s\left(t\right) = f_1\left(t\right) + f_2\left(t\right) = f_3\left(t\right) \tag{4.32}$$

Le principe fondamental de la dynamique donné en équation (4.21) appliqué à ce problème donne l'équation suivante :

$$m\frac{d^2 u_s\left(t\right)}{dt^2} = \Delta P_i + \Delta P_r - \Delta P_t = Z_a\left(f_1'\left(t\right) - f_2'\left(t\right) - f_3'\left(t\right)\right) \tag{4.33}$$

En effectuant la transformée de Laplace des équations (4.32) et (4.33) et en couplant ces deux équations, nous obtenons l'équation suivante :

$$mp^2\left(\underline{f_1}(p)+\underline{f_2}(p)\right)=Z_a p\left(\underline{f_1}(p)-\underline{f_2}(p)-\underline{f_3}(p)\right)=-2Z_a p\underline{f_2}(p) \tag{4.34}$$

Comme la surpression incidente dérive de la fonction f_1 d'après (4.28), nous obtenons l'équation suivante par transformée :

$$\underline{f_1}(p)=\frac{1}{Z_a p}\underline{\Delta P_i}(p) \tag{4.35}$$

L'équation (4.34) permet de déduire les relations suivantes :

$$\underline{f_2}(p)=-\frac{p}{p+\xi}\underline{f_1}(p) \tag{4.36}$$

$$\underline{f_3}(p)=\frac{\xi}{p+\xi}\underline{f_1}(p) \tag{4.37}$$

Avec :

$$\xi=\frac{2Z_a}{m} \tag{4.38}$$

Nous pouvons également en déduire :

$$\underline{\Delta P_t}(p)=\frac{\xi}{p+\xi}\underline{\Delta P_i}(p) \tag{4.39}$$

La transformée de Laplace de l'équation (4.32) et les équations (4.35) et (4.36) donnent la transformée de Laplace du déplacement en fonction de la transformée de la surpression incidente.

$$\underline{u_s}(p)=\underline{f_1}(p)+\underline{f_2}(p)=\frac{1}{Z_a p}\underline{\Delta P_i}(p)-\frac{p}{p+\xi}\frac{1}{Z_a p}\underline{\Delta P_i}(p)=\frac{\xi}{Z_a p\,(p+\xi)}\underline{\Delta P_i}(p) \tag{4.40}$$

Le rapport entre le déplacement du bardage et la surpression incidente correspond à la fonction de transfert du système. Cette dernière montre que le système est un système linéaire du premier ordre. Le calcul de la réponse en déplacement va se faire en prenant deux cas pour la surpression incidente nous permettant de trouver des solutions analytiques : un signal échelon (4.41) et un signal en exponentielle (4.42), version simplifiée du signal de surpression issu d'une détonation (fig. 4.14) usuellement approché par un signal de Friedlander.

$$\Delta P_i\,(0,t)=\begin{cases}\Delta P_0 \;\; si\;\; t\in[0,t_f]\\ 0 \;\; si\;\; t>t_f\end{cases} \tag{4.41}$$

$$\Delta P_i\left(0,t\right) = \Delta P_0 e^{-bt} \tag{4.42}$$

Le paramètre b est ajusté à partir de la durée de phase positive du signal de surpression (fig. 4.14), de telle sorte que la valeur de la surpression soit nulle à $t = t_f$.

$$b = \frac{5}{t_f} \tag{4.43}$$

La transformée de Laplace de ces signaux sont respectivement en (4.44) et (4.45).

$$\underline{\Delta P_i} = \Delta P_0 \left(\frac{1}{p} - \frac{e^{-pt_f}}{p}\right) \tag{4.44}$$

$$\underline{\Delta P_i} = \frac{\Delta P_0}{p+b} \tag{4.45}$$

En remplaçant les équations (4.44) ou (4.45) dans l'expression (4.39), et par transformée inverse, nous pouvons déterminer la pression transmise au bardage dans les deux cas. L'équation (4.46) donne l'expression complète de la surpression transmise pour une surpression incidente échelon, et l'équation (4.47) donne la surpression transmise pour une surpression incidente exponentielle.

$$\Delta P_t\left(0,t\right) = \begin{cases} \Delta P_0\left(1-e^{-\xi t}\right) \;\; si\ t \in [0,t_f] \\ \Delta P_0\left(1-e^{-\xi t_f}\right)e^{-\xi\left(t-t_f\right)} \;\; si\ t > t_f \end{cases} \tag{4.46}$$

$$\Delta P_t\left(0,t\right) = \frac{\xi \Delta P_0}{b-\xi}\left(e^{-\xi t} - e^{-bt}\right) \tag{4.47}$$

En remplaçant les équations (4.44) ou (4.45) dans l'expression (4.40), et par transformée inverse, nous obtenons le déplacement du bardage dans les deux cas.

$$u_s\left(t\right) = \begin{cases} \frac{\Delta P_0}{Z_a}\left(t + \frac{1}{\xi}\left(e^{-\xi t}-1\right)\right) \;\; si\ t \in [0,t_f] \\ \frac{\Delta P_0}{Z_a}\left(t_f + \frac{1}{\xi}\left(e^{-\xi t_f}-1\right)\right) + \frac{\Delta P_0}{Z_a \xi}\left(1-e^{-\xi t_f}\right)\left(1-e^{-\xi\left(t-t_f\right)}\right) \;\; si\ t > t_f \end{cases} \tag{4.48}$$

$$u_s\left(t\right) = \frac{\Delta P_0}{bZ_a}\left(1 - \frac{\xi b}{b-\xi}\left(\frac{1}{\xi}e^{-\xi t} - \frac{1}{b}e^{-bt}\right)\right) \tag{4.49}$$

Pour le cas général, signature de pression expérimentale, une autre manière de présenter l'équation résolue consiste à utiliser l'expression (4.32) dans l'équation (4.33) :

$$m\frac{d^2u_s\left(t\right)}{dt^2} = \Delta P_i + \Delta P_r - \Delta P_t = Z_a\left(f_1'\left(t\right) - \left(\frac{du_s\left(t\right)}{dt} - f_1'\left(t\right)\right) - \frac{du_s\left(t\right)}{dt}\right) \tag{4.50}$$

L'équation obtenue, dont la solution pourra être recherchée numériquement, est la suivante :

$$\boxed{m\frac{d^2u_s(t)}{dt^2} + 2Z_a\frac{du_s(t)}{dt} = 2\Delta P_i(0,t)} \tag{4.51}$$

4.2.2.3 Bardage avec matériau isolant - modèle élastique linéaire

Pour ce deuxième problème, l'isolant est ajouté dans la modélisation du dispositif de protection. Dans un premier temps, nous ne considèrerons que la réponse élastique de l'isolant, modélisé par un ressort de raideur surfacique k.

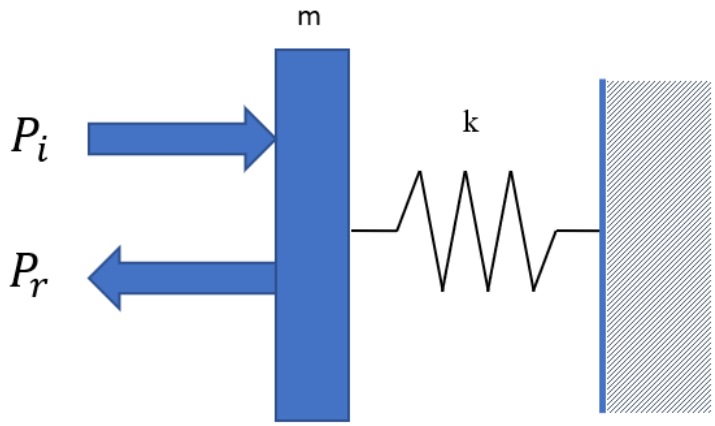


FIGURE 4.16 – Modélisation du système : protection composée d'un bardage et d'un isolant élastique

La raideur surfacique est donnée en fonction du module d'Young E de l'élément de protection et de son épaisseur e_p :

$$k = \frac{E}{e_p} \tag{4.52}$$

Cette modélisation n'est valable que si le temps de passage d'une onde dans le matériau de protection est inférieur à la durée de phase positive du chargement de pression :

$$\frac{e_p}{C} \ll t_f \tag{4.53}$$

Les équations (4.22), (4.24), (4.27), (4.28) et (4.29) restent valables pour ce problème. Le déplacement du bardage $u(t)$ vérifie l'équation suivante :

$$u(t) = u_e(0,t) = f_1(t) + f_2(t) \tag{4.54}$$

Le principe fondamental de la dynamique appliqué au bardage donne l'équation (4.55) :

$$m\frac{d^2u\left(t\right)}{dt^2} = \Delta P_i + \Delta P_r - ku\left(t\right) \tag{4.55}$$

En insérant les équations (4.28), (4.29) et (4.54) dans l'équation (4.55), nous obtenons l'équation suivante :

$$m\left(f''_1 + f''_2\right) + k\left(f_1 + f_2\right) = Z\left(f'_1 - f'_2\right) \tag{4.56}$$

La transformée de Laplace de cette expression donne la fonction de transfert (4.57).

$$\underline{f_2}\left(p\right) = -\left(\frac{p^2 - \frac{\xi}{2}p + \omega^2}{p^2 + \frac{\xi}{2}p + \omega^2}\right)\underline{f_1}\left(p\right) \tag{4.57}$$

Avec ξ donnée par l'équation (4.38) et :

$$\omega^2 = \frac{k}{m} \tag{4.58}$$

La transformée de l'effort transmis est donnée par :

$$\underline{\Delta P_t}\left(p\right) = k\underline{u}\left(p\right) = k\left(\underline{f_1}\left(p\right) + \underline{f_2}\left(p\right)\right) \tag{4.59}$$

En prenant en compte les équations (4.57) et (4.35), l'expression précédente devient :

$$\underline{\Delta P_t}\left(p\right) = k\left(\frac{1}{Z_a p}\underline{\Delta P_i} - \left(\frac{p^2 - \frac{\xi}{2}p + \omega^2}{p^2 + \frac{\xi}{2}p + \omega^2}\right)\frac{1}{Z_a p}\underline{\Delta P_i}\right) = \frac{2\omega^2}{p^2 + \frac{\xi}{2}p + \omega^2}\underline{\Delta P_i} \tag{4.60}$$

En prenant comme surpression incidente le signal exponentiel, dont la transformée est en (4.45), nous avons :

$$\underline{\Delta P_t}\left(p\right) = \left(\frac{2\omega^2}{p^2 + \frac{\xi}{2}p + \omega^2}\right)\frac{\Delta P_0}{p + b} \tag{4.61}$$

La décomposition en élément simple de cette fraction rationnelle donne l'expression suivante :

$$\underline{\Delta P_t}\left(p\right) = 2\omega^2\Delta P_0\left(\frac{1}{b^2 - \frac{\xi}{2}b + \omega^2}\right)\left(\frac{-p + \left(b - \frac{\xi}{2}\right)}{p^2 + \frac{\xi}{2}p + \omega^2} + \frac{1}{p + b}\right) \tag{4.62}$$

La transformée inverse peut donc être calculée facilement.

$$\Delta P_t\left(t\right) = \left(\frac{2\omega^2\Delta P_0}{b^2 - \frac{\xi}{2}b + \omega^2}\right)\left(\left(\frac{\left(b - \frac{\xi}{4}\right)}{\omega_p}\sin\left(\omega_p t\right) - \cos\left(\omega_p t\right)\right)e^{-\frac{\xi}{4}t} + e^{-bt}\right) \tag{4.63}$$

Avec :

$$\omega_p = \omega\sqrt{1-\left(\frac{\xi}{4\omega}\right)^2} \tag{4.64}$$

Nous en déduisons le déplacement du bardage par l'expression suivante :

$$\Delta P_t\left(t\right) = ku\left(t\right) \tag{4.65}$$

$$\boxed{u\left(t\right) = \frac{1}{k}\left(\frac{2\omega^2\Delta P_0}{b^2-\frac{\xi}{2}b+\omega^2}\right)\left(\left(\frac{\left(b-\frac{\xi}{4}\right)}{\omega_p}\sin\left(\omega_p t\right)-\cos\left(\omega_p t\right)\right)e^{-\frac{\xi}{4}t}+e^{-bt}\right)} \tag{4.66}$$

Avec un raisonnement analogue, qui nous a fourni l'équation (4.51), nous pouvons obtenir une autre forme de l'équation déterminée dans ce paragraphe, pour une sollicitation avec une signature de surpression quelconque dont nous pourrons chercher une solution approchée numériquement :

$$\boxed{m\frac{d^2u\left(t\right)}{dt^2}+Z_a\frac{du\left(t\right)}{dt}+ku\left(t\right)=2\Delta P_i\left(t\right)} \tag{4.67}$$

4.2.2.4 Bardage avec matériau isolant - modèles non linéaires

Le modèle du matériau utilisé précédemment est un modèle mécanique élastique homogène isotrope. L'objectif est de prolonger le modèle pour obtenir un comportement matériau plus réaliste s'appuyant sur les résultats des campagnes d'essais. Pour le moment, les hypothèses d'homogénéité et d'isotropie sont conservées, la modification de ces hypothèses ne permettant plus de traiter le problème par un modèle à un seul degré de liberté. À ce stade, l'influence de la vitesse de déformation n'est pas prise en compte. Le modèle est représenté par la figure 4.17.

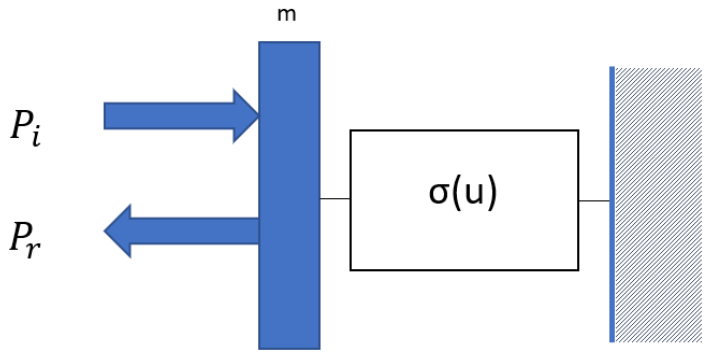


FIGURE 4.17 – Modélisation de la structure : bardage et isolant à réponse non linéaire

Dans ce cas, l'équation du mouvement est donnée par (4.68).

$$m\frac{d^2u\left(t\right)}{dt^2}+Z_a\frac{du\left(t\right)}{dt}+\sigma(u)=2\Delta P_i\left(t\right) \tag{4.68}$$

Avec $\sigma(u)$ la loi de comportement du matériau. Selon que la mousse de polyuréthane ou la laine de verre est étudiée, la fonction changera. Ce paragraphe montrera comment sont construites les fonctions dans les deux cas.

Pour la mousse de polyuréthane, nous avons retrouvé les trois phases de comportement caractéristiques des matériaux cellulaires, et nous avons déterminé en statique une courbe moyenne de comportement que nous approchons par morceaux :

$$\sigma\left(u\right)=\begin{cases} E\varepsilon\left(u\right)\ \ si\ \varepsilon\left(u\right)\leq\varepsilon_y \\ H\varepsilon\left(u\right)+C\ si\ \varepsilon\left(u\right)\leq\varepsilon_d \\ A\ \exp\left(B\varepsilon\left(u\right)+D\varepsilon(u)^2\right)\ \ si\ \varepsilon\left(u\right)>\varepsilon_d \end{cases} \tag{4.69}$$

Où nous pouvons relier la déformation globale de la mousse au déplacement du bardage par :

$$\varepsilon\left(u\right)=\frac{u}{e_p} \tag{4.70}$$

Les autres coefficients de la fonction sont identifiés à partir des résultats expérimentaux :

- $\sigma\left(u=\varepsilon_y e_p\right)=\sigma_y$;
- Nous considérons que la contrainte plateau est atteinte au milieu de la phase plateau : $\sigma\left(u=\frac{\varepsilon_y+\varepsilon_d}{2}e_p\right)=\sigma_p$;
- Nous imposons de plus que la contrainte et la dérivée de la contrainte sont des fonctions continues au niveau de la frontière entre la phase plateau et la phase de densification ;
- La dérivée de la contrainte lorsque le matériau est entièrement écrasé est égale à module d'Young du squelette E_s. Pour simplifier, nous prendrons une autre condition, précisant que la contrainte à 90% de déformation est connue : $\sigma\left(u=\varepsilon_{90\%}e_p\right)=\sigma_{90\%}$

Avec ces conditions, il est possible de déterminer les valeurs de tous les paramètres du modèle. Pour compléter le modèle afin d'être plus représentatif du comportement réel du matériau, nous introduisons également la possibilité de décharge élastique. Dans ce cas, il faut introduire une partition des déformations. La déformation plastique dépend de la fonction de contrainte par :

$$\varepsilon_p\left(u\right)=\varepsilon\left(u\right)-\frac{\sigma\left(u\right)}{E} \tag{4.71}$$

Lors d'une décharge élastique, la déformation plastique ne change pas. Le calcul de la contrainte en fonction de la déformation plastique sera donné par l'équation (4.72).

$$\sigma\left(u,\varepsilon_p\right)=E\left(\varepsilon\left(u\right)-\varepsilon_p\left(u\right)\right) \tag{4.72}$$

La fonction σ en fonction de ε est donnée en figure 4.18, comparée avec la courbe moyenne du comportement de la mousse de polyuréthane. Cette fonction est obtenue en prenant les valeurs dans le tableau 4.2 pour les paramètres du modèle. Nous traçons également sur la figure 4.18 la courbe d'écart relatif entre l'expérience et le modèle.

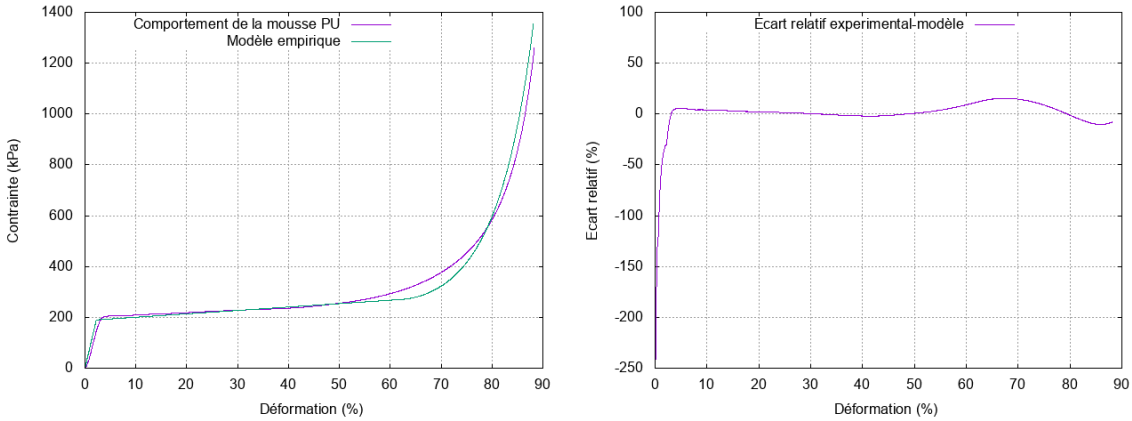


FIGURE 4.18 – Mousse polyisocyanurate : comparaison modèle et essai en compression simple

Caractéristique du comportement	Valeur	Paramètre empirique	Valeur
Module d'Young E (MPa)	8.5	Module d'écrouissage H (kPa)	133,9
Limite d'élasticité (kPa)	190	C (kPa)	187
Contrainte plateau (kPa)	230	A (MPa)	832,2
Déformation à la densification (%)	62	B	-26,41
Contrainte à 90% de déformation (kPa)	1700	D	21,70

TABLEAU 4.2 – Paramètres utilisés pour le modèle de mousse

Sur la figure 4.18, l'écart relatif est assez élevé en phase élastique dû à un décalage faible entre les deux courbes, mais cet écart n'est pas important, puisque les niveaux de contraintes sont très faibles. En phase plateau, l'écart est inférieur à 5% en valeur absolue, et en phase de densification, l'écart n'est pas constant et est au maximum de 15%.

Pour la laine de verre, nous utilisons la fonction suivante :

$$\sigma\left(u\right) = \sigma_a(u) + A\exp\left(B\varepsilon\left(u\right) + C\varepsilon(u)^2 + D\varepsilon(u)^3\right) \tag{4.73}$$

Avec $\sigma_a(u)$ la pression due à l'air pour une transformation adiabatique. La contribution de l'air est incluse dans la loi de comportement, puisque la laine est un matériau très poreux, à porosité ouverte. Ainsi, contrairement au problème de structure considéré, lors des essais statiques, l'air s'est échappé au fur et à mesure de la compression.

Pour déterminer les coefficients de la fonction, nous effectuons une régression, permettant d'obtenir directement les valeurs des paramètres sans calcul analytique.

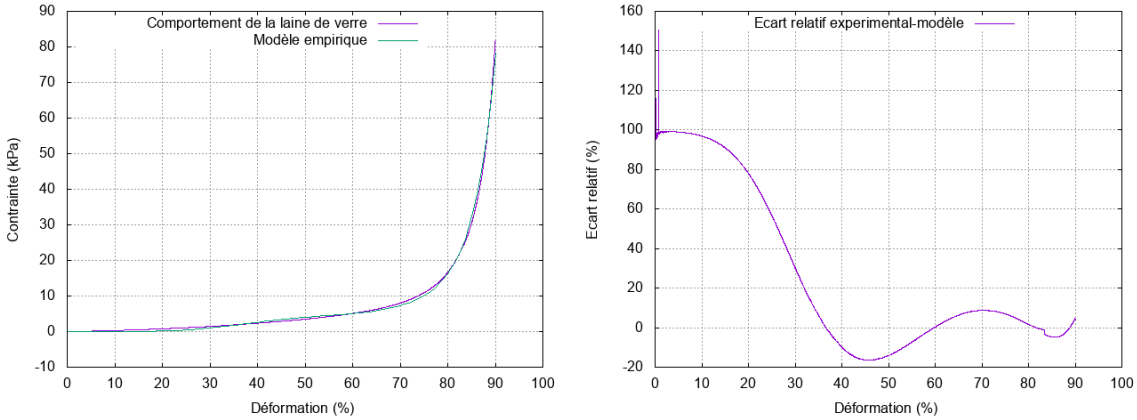


FIGURE 4.19 – Modèle empirique de la laine de verre

Paramètre	A (Pa)	B	C	D
Valeur	0.1176	52.79	-88.83	52.08

TABLEAU 4.3 – Paramètres obtenus pour le modèle de la laine de verre

Sur la figure 4.19, l'écart relatif apparaît très élevé à très faible déformation. À nouveau, cet écart n'est en rien problématique, car le niveau de contrainte reste extrêmement faible. Au-delà, l'écart reste inférieur à 20%. De plus, il convient de souligner que la principale contribution mécanique viendra de la compression de l'air, comme nous pouvons l'observer sur la figure 4.20 où sont comparées la contrainte totale qui sera utilisée dans le modèle, et les contributions respectives du squelette et de l'air.

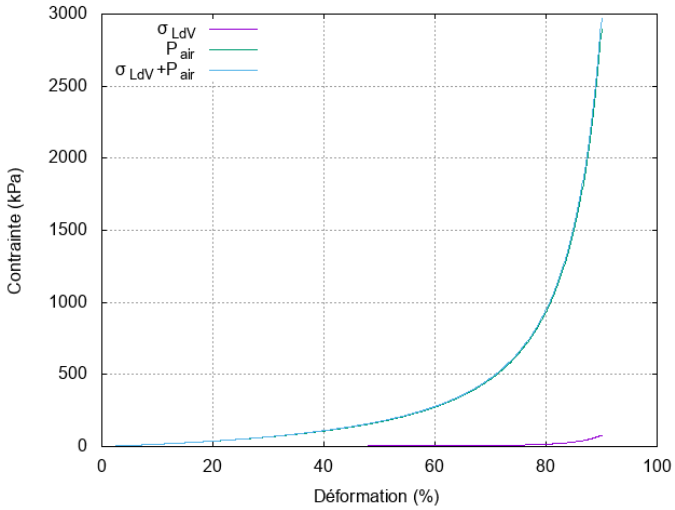


FIGURE 4.20 – Loi de comportement de la laine de verre

Remarque : La prise en compte de l'effet de vitesse peut se faire de deux manières : soit par l'ajustement des paramètres de la loi empirique, ce qui nécessiterait la connaissance en amont de la vitesse de sollicitation, soit en ajoutant un coefficient d'amortissement au terme de vitesse dans l'équation différentielle, coefficient lié à la viscosité du matériau ($\sigma(u) = \sigma_{statique}(u) + \frac{\eta}{e_p}\frac{du}{dt}$).

4.2.3 Résolution numérique du problème

4.2.3.1 Résolution temporelle

Pour résoudre les équations différentielles proposées en 4.2.2, nous utiliserons un schéma numérique de Runge-Kutta. La procédure de résolution numérique se base sur les équations vues précédemment qui peuvent se mettre sous la forme générale :

$$\frac{d^2 y_u}{dt^2} = f\left(t, y_u, \frac{dy_u}{dt}\right) \tag{4.74}$$

Posons les changements de fonctions suivants :

$$\vec{y_u} = \begin{pmatrix} y_1 \\ y_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} y_u \\ \frac{dy_u}{dt} \end{pmatrix} \tag{4.75}$$

Ceci donne le système différentiel suivant :

$$\begin{pmatrix} \frac{dy_1}{dt} \\ \frac{dy_2}{dt} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{dy_u}{dt} \\ \frac{d^2 y_u}{dt^2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} y_2 \\ f\left(t, y_1, y_2\right) \end{pmatrix} \tag{4.76}$$

Avec les conditions initiales connues ($y_1\left(t_0\right)$ et $y_2\left(t_0\right)$ connues). Pour résoudre ce système numériquement, l'intervalle d'étude sera subdivisé de manière uniforme N fois, avec un pas de division h, et une résolution sera réalisée pour chaque subdivision.

Soit $[t_i, t_{i+1}]$ une subdivision quelconque. Calculons le vecteur suivant :

$$\vec{k_1} = \begin{pmatrix} y_2(t_i) \\ f\left(t_i, y_1\left(t_i\right), y_2\left(t_i\right)\right) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} k_{1,1} \\ k_{1,2} \end{pmatrix} \tag{4.77}$$

Ce vecteur peut être calculé, parce que les conditions initiales sont connues, et, par récurrence, permettent de calculer y_1 et y_2 à chaque instant, avant d'arriver à l'intervalle $[t_i, t_{i+1}]$. Dans le cas où l'intervalle $[t_i, t_{i+1}]$ est le premier intervalle, t_i correspond à t_0 et donc y_1 et y_2 sont connues à cet instant. Par la suite, selon l'ordre du schéma numérique qui est utilisé, des vecteurs supplémentaires seront calculés. Par exemple, en prenant un schéma de Runge-Kutta à l'ordre 4, nous avons :

$$\vec{k_2} = \begin{pmatrix} y_2\left(t_i\right) + k_{1,1}\frac{h}{2} \\ f\left(t_i + \frac{h}{2}, y_1\left(t_i\right) + k_{1,2}\frac{h}{2}, y_2\left(t_i\right) + k_{1,2}\frac{h}{2}\right) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} k_{2,1} \\ k_{2,2} \end{pmatrix} \tag{4.78}$$

$$\vec{k_3} = \begin{pmatrix} y_2\left(t_i\right) + k_{2,1}\frac{h}{2} \\ f\left(t_i + \frac{h}{2}, y_1\left(t_i\right) + k_{2,2}\frac{h}{2}, y_2\left(t_i\right) + k_{2,2}\frac{h}{2}\right) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} k_{3,1} \\ k_{3,2} \end{pmatrix} \tag{4.79}$$

$$\vec{k_4} = \begin{pmatrix} y_2\left(t_i\right) + k_{3,1}h \\ f\left(t_i + h, y_1\left(t_i\right) + k_{3,2}h, y_2\left(t_i\right) + k_{3,2}h\right) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} k_{4,1} \\ k_{4,2} \end{pmatrix} \tag{4.80}$$

Enfin, les valeurs des fonctions y_1 et y_2 à l'instant t_{i+1} sont données par :

$$\begin{pmatrix} y_1(t_{i+1}) \\ y_2(t_{i+1}) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} y_1(t_i) \\ y_2(t_i) \end{pmatrix} + \left(\vec{k}_1 + 2\vec{k}_2 + 2\vec{k}_3 + \vec{k}_4\right)\frac{h}{6} \tag{4.81}$$

La répétition de cette procédure pour toutes les subdivisions de l'intervalle de l'équation différentielle aboutit à la résolution de l'équation sur l'intervalle d'étude.

Dans notre cas, la fonction inconnue y_u va correspondre au déplacement du bardage.

Grâce à cette procédure, il sera possible d'effectuer la résolution des équations en introduisant n'importe quelle fonction $f\left(t, y_u, \frac{dy_u}{dt}\right)$. Notamment, nous pouvons envisager en complément des modèles en échelon et en décroissance exponentielle, un modèle plus représentatif au moyen d'un signal Friedlander théorique [141] :

$$\Delta P_i(0,t) = \Delta P_0 \left(1 - \frac{t}{t_f}\right) e^{-\Lambda \frac{t}{t_f}} \tag{4.82}$$

Avec Λ une constante permettant d'ajuster la forme du signal à des données expérimentales. Nous prendrons $\Lambda = 1$ pour les développements initiaux par la suite.

4.2.3.2 Prise en compte d'une décharge élastique

Pour obtenir une simulation numérique plus représentative de la réalité, une possibilité de décharge élastique est prise en compte. Dans le cas de la mousse de polyuréthane, le comportement en décharge est très différent du comportement en charge. Pour la laine de verre, compte tenu du rôle prédominant joué par l'air, nous supposerons que la courbe de décharge reste voisine de celle de la charge.

Pour le calcul du déplacement et de la déformation, l'algorithme de Runge-Kutta précédent est utilisé. L'algorithme de calcul de la contrainte, en fonction du déplacement et de la déformation plastique, se base tout d'abord sur le calcul de la déformation plastique, qui va dépendre de la déformation à l'état actuel et de la déformation plastique à l'état précédent.

- Si la déformation est inférieure à ε_y, la déformation plastique reste nulle ;
- Dès lors que la déformation dépasse ε_y, la déformation plastique est donnée par : $\varepsilon_{p_i} = \varepsilon_i - \frac{\sigma(u)}{E}$
- La valeur de la déformation plastique est donnée par sa valeur à l'état actuel, sauf si le matériau est en décharge/charge élastique, et dans ce cas, elle vaut sa valeur à l'état précédent.

Pour savoir si le matériau est en charge/décharge élastique, il suffit de noter la valeur maximale de la déformation atteinte, et de comparer la valeur de la déformation actuelle à cette valeur-ci.

4.2.4 Application et résultats obtenus

4.2.4.1 Bardage seul sans matériau isolant

Concernant les sollicitations, nous étudierons quatre cas de figure : deux cas de figure de signal créneau et deux cas de figure de signal d'exponentielle décroissante, de surpressions 200 et 800 mbar, et d'une durée de phase positive de 30 ms. La masse surfacique du bardage sera de 7 kg/m^2 [142]. L'impédance acoustique Z_a est égale à 417 kg.m^{-2}.s^{-1} et la célérité C_0 correspond à la célérité du son dans l'air, et qui vaut 340 m/s ($C_0 = \sqrt{\gamma P_0/\rho_{air}}$).

La solution analytique et la solution numérique sont bien trouvées égales pour chaque cas. Les figures 4.21 et 4.22 présentent la surpression incidente et la surpression transmise au bâtiment pour chaque cas de figure.

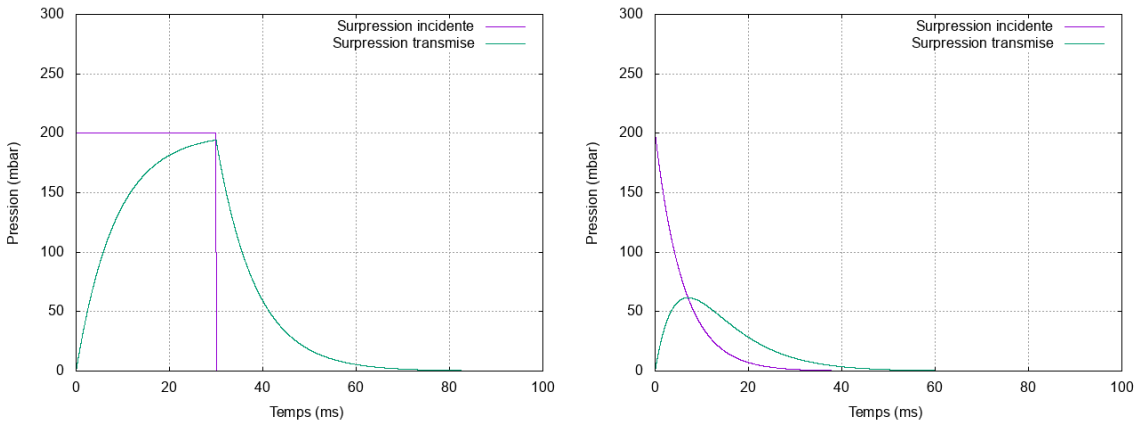


FIGURE 4.21 – Surpressions transmises à la structure (200 mbar)

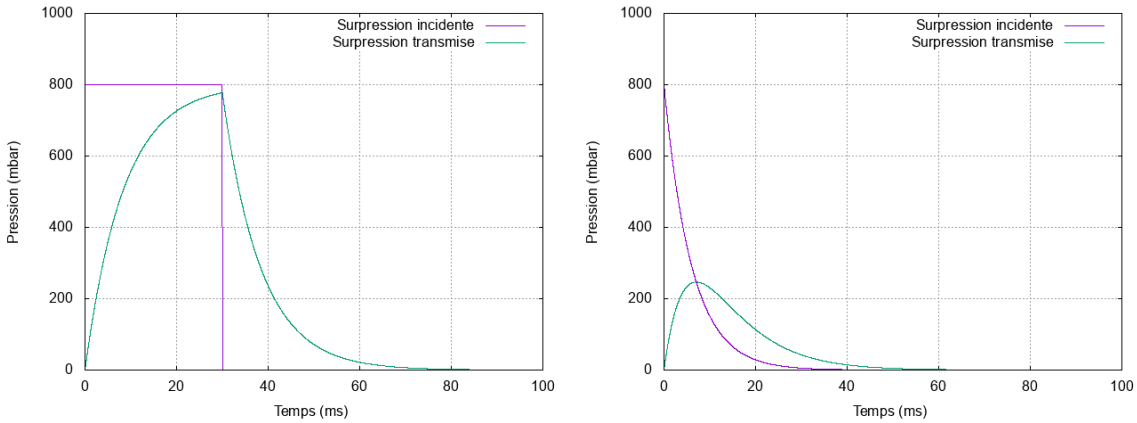


FIGURE 4.22 – Surpressions transmises à la structure (800 mbar)

Dans le cas du signal créneau de pression, la surpression transmise va croître jusqu'à atteindre une valeur proche de la surpression incidente, puis passée la phase positive, va décroître jusqu'à atteindre une surpression nulle. Dans le cas du signal d'exponentielle décroissante, plus réaliste, la surpression transmise va croître, puis va décroître dès lors que la surpression incidente devient inférieure à la surpression transmise. La surpression transmise va atteindre une valeur nulle un peu plus tard que la surpression incidente.

La surpression transmise est fortement atténuée puisqu'elle reste inférieure au tiers de la valeur maximale de la surpression incidente. Nous remarquons toutefois que l'impulsion est conservée entre les deux surpressions, ce qui peut être vérifié par le calcul de l'intégrale de chaque signal.

Les courbes en figure 4.23 présentent le déplacement du bardage.

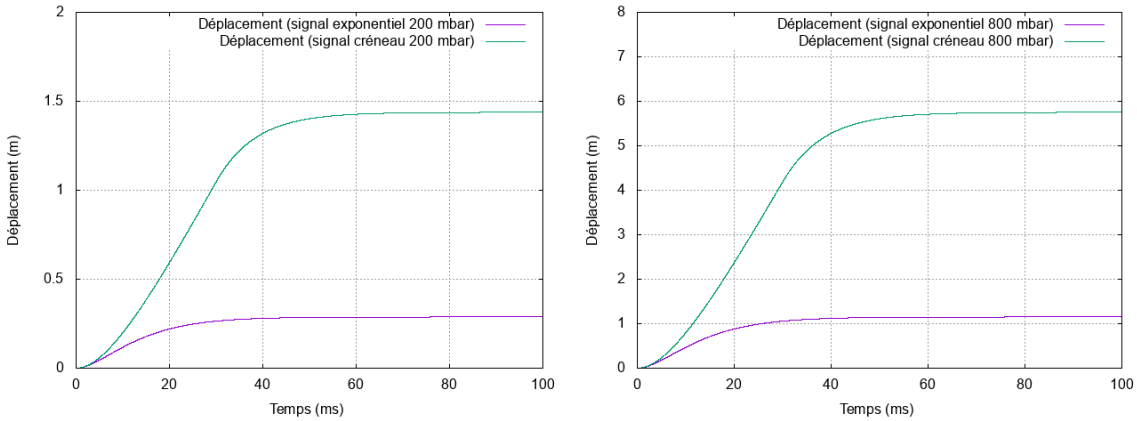


FIGURE 4.23 – Déplacement du bardage seul sans isolant pour chaque cas : à gauche, surpression incidente à 200 mbar, à droite, surpression incidente à 800 mbar

Pour chaque cas, nous pouvons déterminer le déplacement de la surface de la structure. Bien évidemment, ceci n'a de cohérence qu'avec l'hypothèse de milieu semi-infini derrière le bardage. Notamment, le bardage peut se déplacer de 30 cm dans le cas du signal de détonation de 200 mbar de surpression incidente. Le déplacement du bardage est plus élevé dans le cas du signal créneau que dans le cas du signal exponentiel, qui s'explique par le fait que le signal créneau est un signal constant en termes d'effort, et que le signal exponentiel est un signal décroissant, donc avec un effort qui diminue, d'où un déplacement plus faible.

Pour un signal type Friedlander, le plus représentatif d'un signal de surpression issu d'une détonation réelle, les résultats des surpressions transmises et des déplacements du bardage sont donnés pour chaque chargement en figures 4.24 et 4.25.

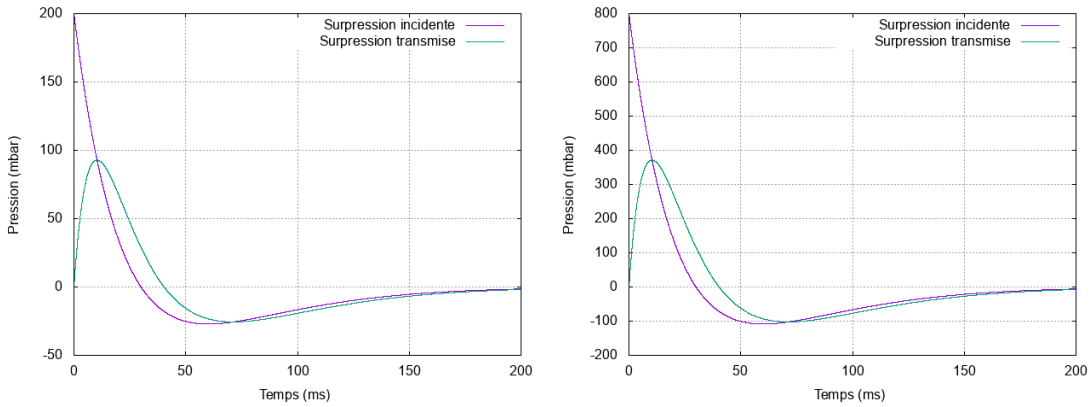


FIGURE 4.24 – Surpressions transmises à la structure avec un chargement de signal Friedlander : à gauche, surpression incidente à 200 mbar, à droite, surpression incidente à 800 mbar

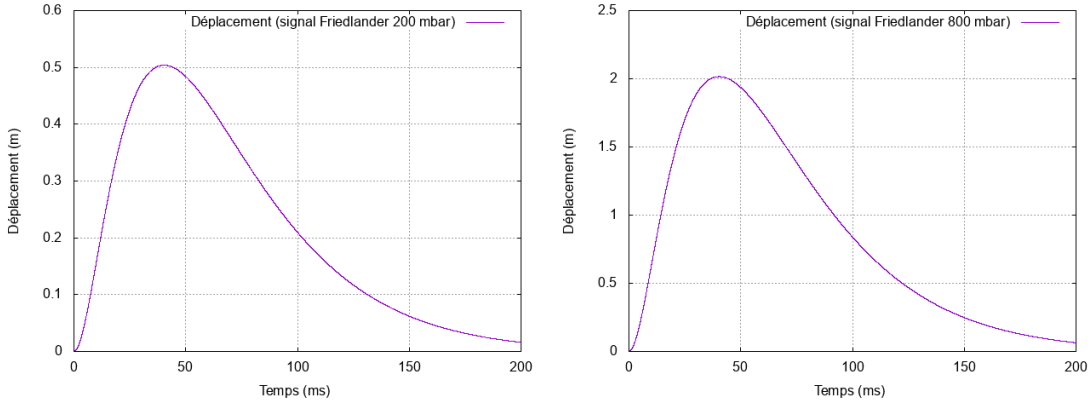


FIGURE 4.25 – Déplacement du bardage sans isolant avec un chargement de signal Friedlander : à gauche, surpression incidente à 200 mbar, à droite, surpression incidente à 800 mbar

Nous remarquons que la surpression transmise maximale, plus élevée comparée au chargement avec le signal exponentiel, demeure atténuée de plus de cinquante pour cent. L'atténuation de la surpression apparaît également plus rapide, avec la présence d'une phase négative. Le déplacement du bardage est également différent, puisque le déplacement croît, puis diminue, jusqu'à s'approcher d'un déplacement nul. Nous noterons tout de même que le déplacement maximal est également plus élevé comparé au chargement avec le signal exponentiel.

4.2.4.2 Bardage avec isolant à comportement élastique

Nous étudions l'effet du système bardage et matériau isolant élastique ayant les mêmes propriétés élastiques que la mousse de polyuréthane. Nous imposons un module d'Young de 11 MPa et une épaisseur de 6 cm, cette épaisseur très faible correspond à celle de nos échantillons testés en statique. Les mêmes cas que précédemment seront étudiés. Les figures 4.26 et 4.27 présentent les surpressions transmises en fonction du temps, comparées au chargement sur le bardage (somme de la surpression incidente et de la surpression réfléchie).

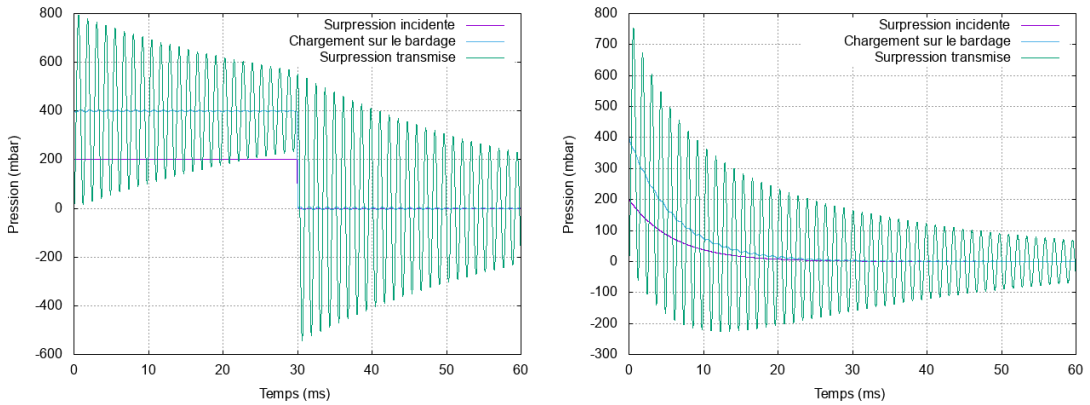


FIGURE 4.26 – Surpressions transmises à la structure avec un matériau élastique (200 mbar)

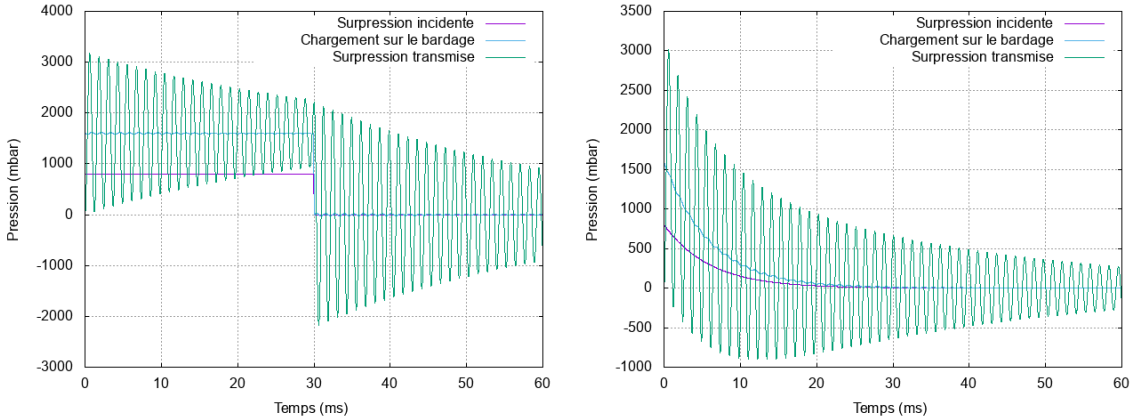


FIGURE 4.27 – Surpressions transmises avec un matériau élastique (800 mbar)

La réponse en surpression transmise est une courbe qui oscille autour de la surpression du chargement sur le bardage. La période des oscillations est liée à la pulsation, qui dépend de la raideur du matériau isolant et de la masse surfacique du bardage. Pour chaque cas, la surpression transmise maximale est supérieure à la surpression incidente, il y a donc amplification. Cependant, les résultats obtenus n'ont de sens que si la mousse de polyuréthane est en phase élastique linéaire, ce qui n'est plus le cas pour un niveau de sollicitation de 800 mbar de surpression, puisque la surpression transmise dépasse la limite d'élasticité de la mousse, atteignant à son maximum 3000 mbar (300 kPa).

La figure 4.28 montre le déplacement du bardage pour chaque cas.

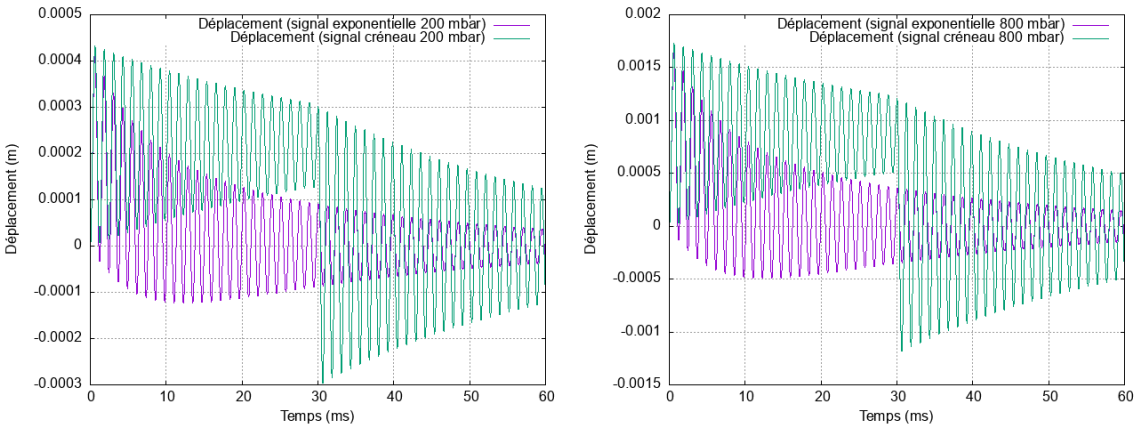


FIGURE 4.28 – Déplacement du bardage avec un matériau élastique pour chaque cas : à gauche, surpression incidente à 200 mbar, à droite, surpression incidente à 800 mbar

Le déplacement étant proportionnel à la surpression transmise, la forme de la courbe du déplacement est la même que la courbe de la surpression transmise. Nous remarquons que le déplacement du bardage est nettement plus faible dans ce cas, que pour le cas sans matériau de protection.

Pour un signal type Friedlander, les résultats des surpressions transmises et des déplacements du bardage sont donnés pour chaque chargement en figures 4.29 et 4.30.

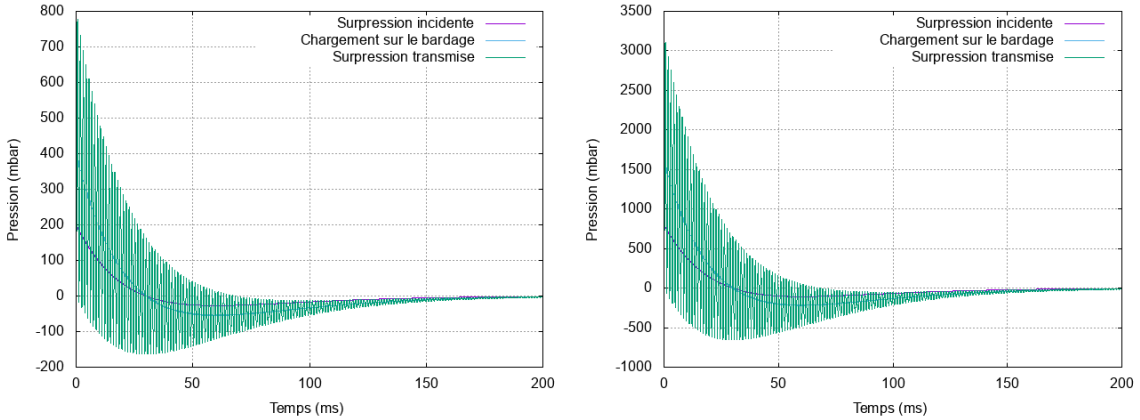


FIGURE 4.29 – Surpressions transmises avec un matériau élastique et avec un chargement de type Friedlander : à gauche, surpression incidente à 200 mbar, à droite, surpression incidente à 800 mbar

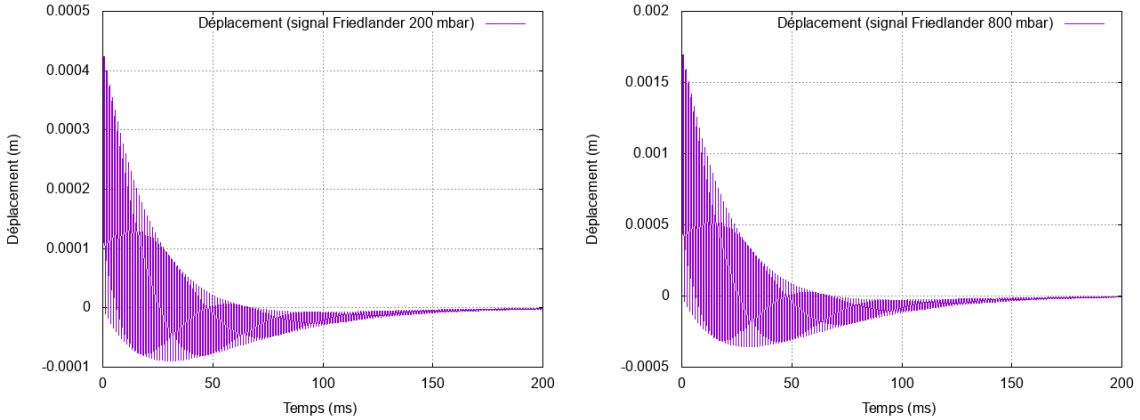


FIGURE 4.30 – Déplacement du bardage avec un matériau élastique et avec un chargement de type Friedlander : à gauche, surpression incidente à 200 mbar, à droite, surpression incidente à 800 mbar

Les résultats obtenus ici sont assez similaires à ceux de la réponse de la structure face à une sollicitation dont la surpression est un signal exponentiel.

4.2.4.3 Bardage avec isolant à comportement dissipatif

Nous nous intéressons à l'effet protecteur du matériau isolant en prenant en compte sa réponse non linéaire. Nous utilisons la loi non linéaire pour le comportement mécanique de la mousse de polyuréthane déterminée à l'équation (4.69) et dont la courbe a été tracée en figure 4.18. Nous effectuons une simulation avec une sollicitation de signal exponentiel de surpression 800 mbar et de durée de phase positive de 30 ms, puisque nous avons vu précédemment que cette sollicitation plastifiera la mousse de polyuréthane. La surpression transmise en fonction du temps est donnée en figure 4.31, avec le chargement sur le bardage.

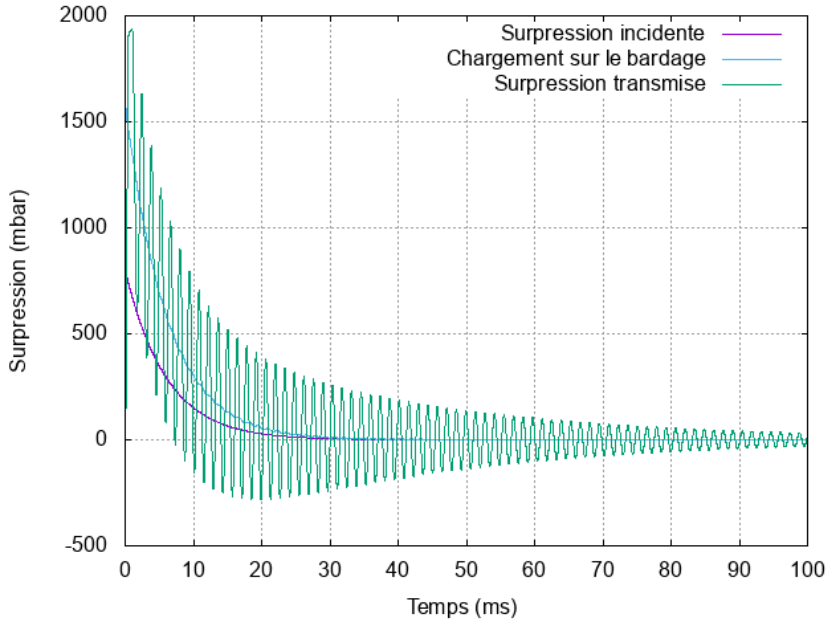


FIGURE 4.31 – Chargement transmis avec la mousse de polyuréthane comme isolant (800 mbar)

Nous remarquons que dès la première oscillation, la limite d'élasticité est atteinte, et que la première oscillation voit sa période augmenter dû à la plastification de la mousse. Après la plastification, la mousse se décharge élastiquement et reste à l'état élastique jusqu'à la fin de la simulation.

En figure 4.32, nous traçons le déplacement du bardage en fonction du temps ainsi que la déformation de la mousse en fonction du temps.

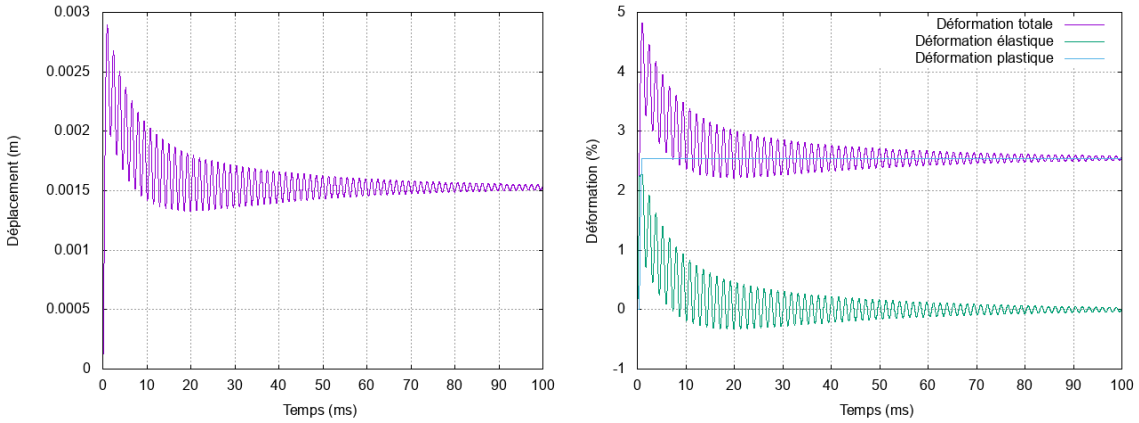


FIGURE 4.32 – Déplacement du bardage et déformation de la mousse de polyuréthane

Nous observons bien que la mousse de polyuréthane a plastifié, puisque la déformation plastique a augmenté. Et donc le bardage va se déplacer faiblement sans revenir à sa position initiale.

Sur les figures 4.33 et 4.34, nous traitons le cas précédent, avec un chargement de type Friedlander.

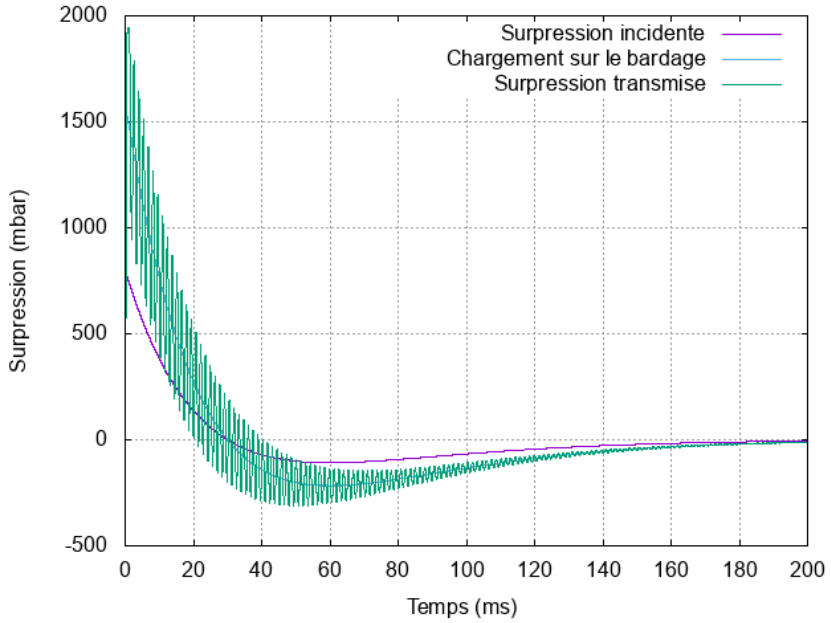


FIGURE 4.33 – Chargement transmis avec la mousse de polyuréthane comme isolant (signal Friedlander) surpression incidente de 800 mbar

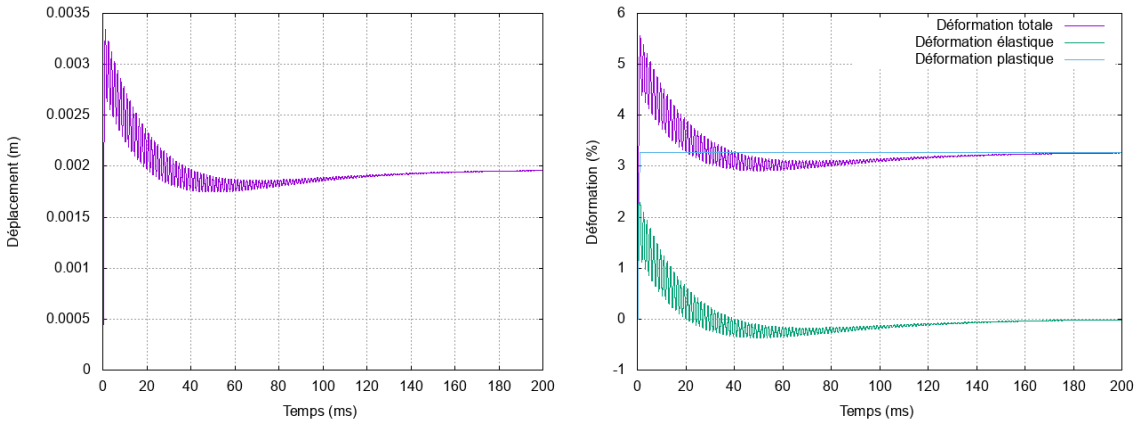


FIGURE 4.34 – Déplacement du bardage (à gauche) et déformation (à droite) de la mousse de polyuréthane (signal Friedlander)

Les observations sont assez similaires, nous remarquons qu'il y a tout de même une déformation plastique plus élevée dans le cas du chargement de type Friedlander.

4.2.4.4 Bardage et laine de verre

Nous utilisons la loi empirique pour le comportement mécanique de la laine de verre déterminée à l'équation (4.73) et dont la courbe a été tracée en figure 4.19. Pour la pression de l'air, nous prenons l'équation (1.46). La laine de verre a une épaisseur de 7,5 cm. Les résultats des simulations sont en figures 4.35 et 4.36.

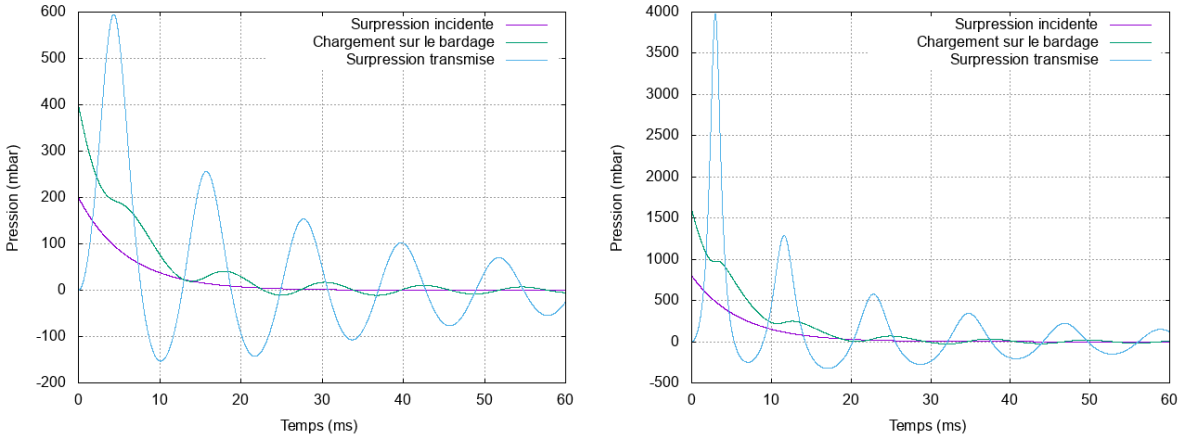


FIGURE 4.35 – Chargement transmis avec la laine de verre comme isolant : à gauche, signal exponentiel de 200 mbar, à droite, signal exponentiel de 800 mbar

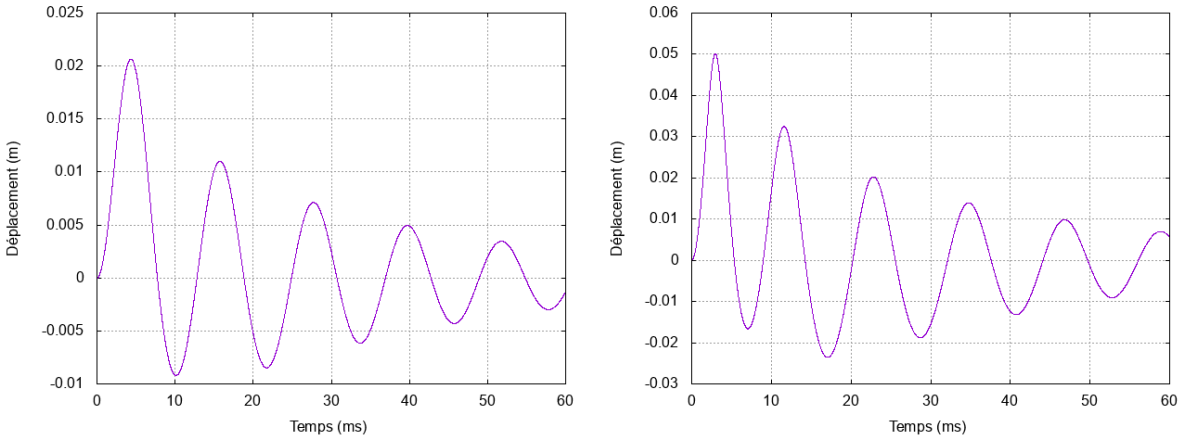


FIGURE 4.36 – Déplacement du bardage avec la laine de verre : à gauche, signal exponentiel de 200 mbar, à droite, signal exponentiel de 800 mbar

La réponse en surpression transmise dans le cas de la laine de verre est similaire à la réponse pour la mousse de polyuréthane, c'est une courbe qui oscille autour de la courbe de chargement sur le bardage. Il y a amplification de la surpression incidente maximale. La période des oscillations est plus élevée, puisque la raideur apparente dans le cas de la laine de verre est plus faible que la raideur de la mousse de polyuréthane. Le déplacement du bardage est également oscillant, et plus élevé que dans le cas de la mousse de polyuréthane, même en termes de déformation.

Sur les figures 4.37 et 4.38, nous traitons les mêmes cas que précédemment, avec un chargement de type Friedlander.

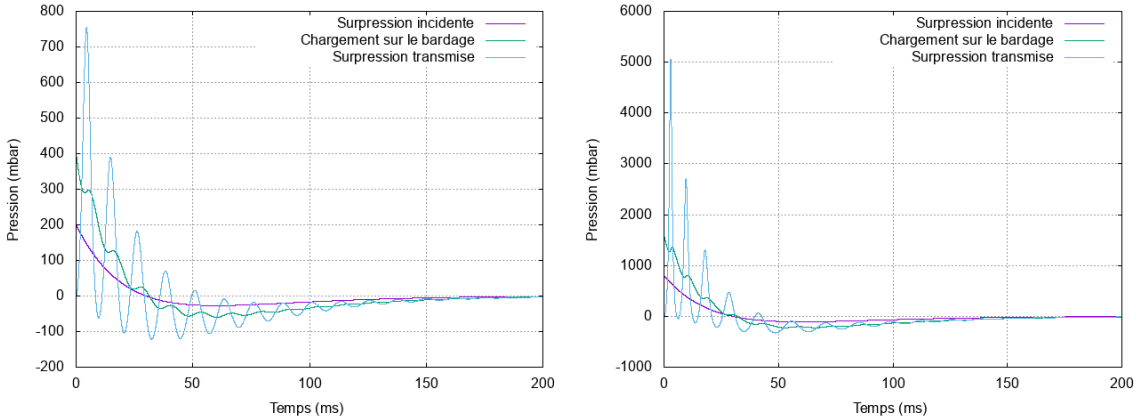


FIGURE 4.37 – Chargements transmis avec la laine de verre comme isolant pour un chargement avec signal de type Friedlander : à gauche, surpression incidente à 200 mbar, à droite, surpression incidente à 800 mbar

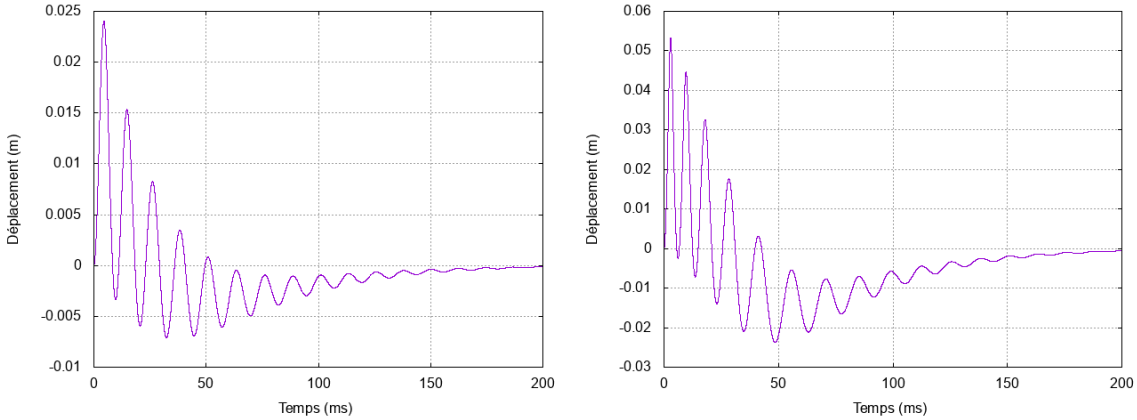


FIGURE 4.38 – Déplacement du bardage avec la laine de verre pour chaque cas : à gauche, surpression incidente à 200 mbar, à droite, surpression incidente à 800 mbar

Nous remarquons à nouveau que la surpression transmise est plus élevée dans le cas du signal Friedlander que pour le cas du signal exponentiel. Les déplacements sont du même ordre de grandeur entre les deux cas.

4.2.4.5 Discussions

Les résultats de nos différentes simulations nous permettent de comparer les effets de la nature de l'isolant sur le chargement transmis. Les figures 4.39 et 4.40 comparent les surpressions transmises pour chaque chargement selon la nature de l'isolant, ainsi que les déformations de chaque isolant.

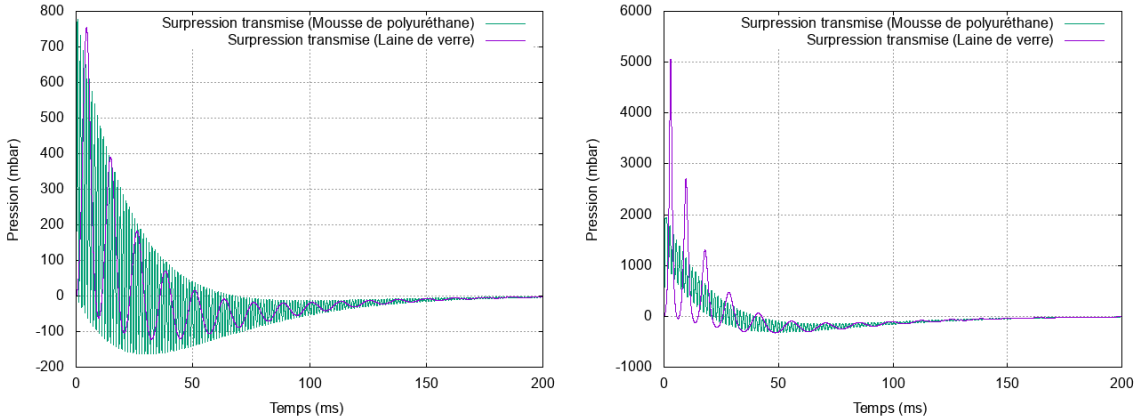


FIGURE 4.39 – Comparaison des chargements transmis pour les deux isolants : à gauche, chargement de 200 mbar, à droite, chargement de 800 mbar

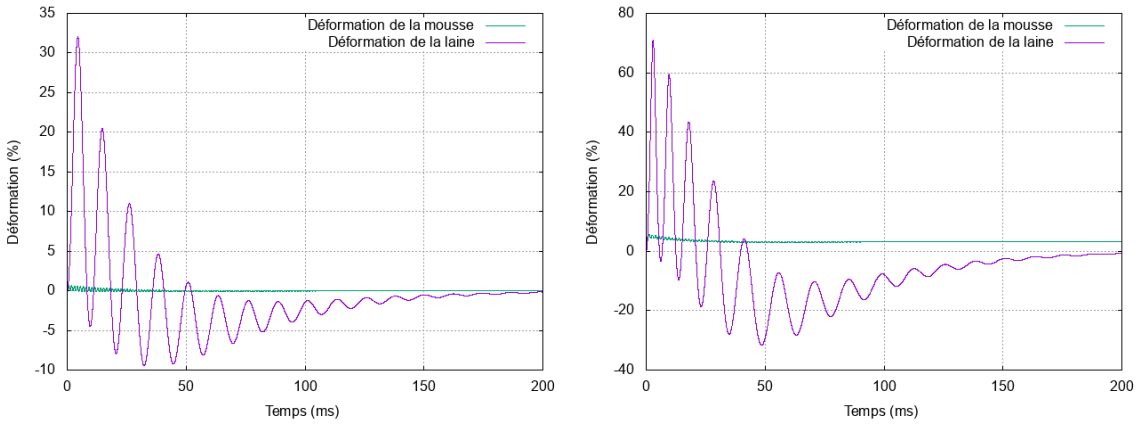


FIGURE 4.40 – Comparaison des déformations des isolants : à gauche, chargement de 200 mbar, à droite, chargement de 800 mbar

Pour le chargement de 200 mbar, nous remarquons surtout une différence sur la période des oscillations, mais très peu de différences sur la surpression maximale atteinte. Cependant, le déplacement du bardage va être plus élevé dans le cas de la laine puisque sa raideur est beaucoup plus faible. Pour le chargement de 800 mbar, les remarques précédentes sur la période des oscillations et sur le déplacement du bardage restent valables, mais il apparaît une différence sur la surpression maximale atteinte, puisque la mousse va commencer à plastifier, et de ce fait limiter le niveau d'efforts atteint en comparaison avec la laine de verre.

Ces premières simulations d'orientation ont été réalisées avec une épaisseur d'isolant très faible, non réaliste vis-à-vis d'une mise en œuvre dans la cadre des réglementations thermiques RT 2012 ou RT 2020. Nous choisissons donc d'augmenter l'épaisseur du matériau de protection, et nous prenons une épaisseur de 30 cm. Les figures 4.41 et 4.42 comparent les surpressions transmises obtenues entre l'épaisseur originale de l'isolant et l'épaisseur de 30 cm, pour chaque isolant.

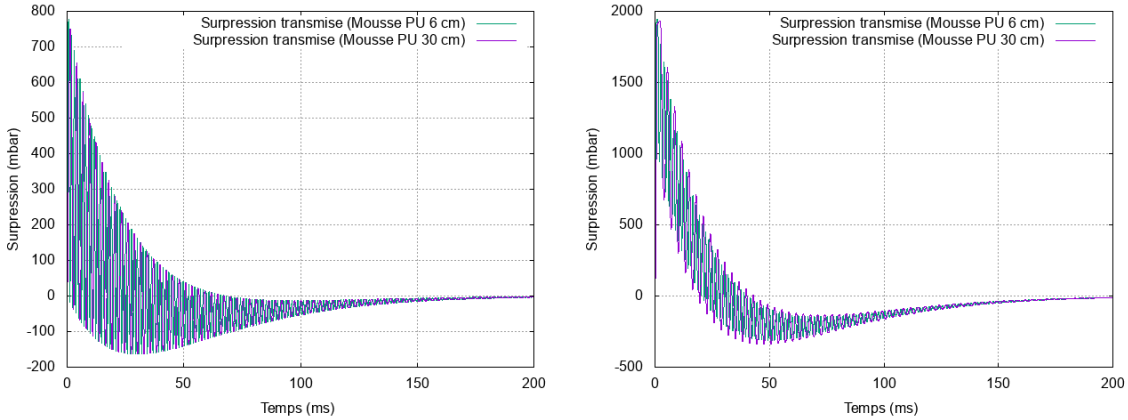


FIGURE 4.41 – Comparaison des chargements transmis pour deux mousses d'épaisseurs différentes : à gauche, chargement de 200 mbar, à droite, chargement de 800 mbar

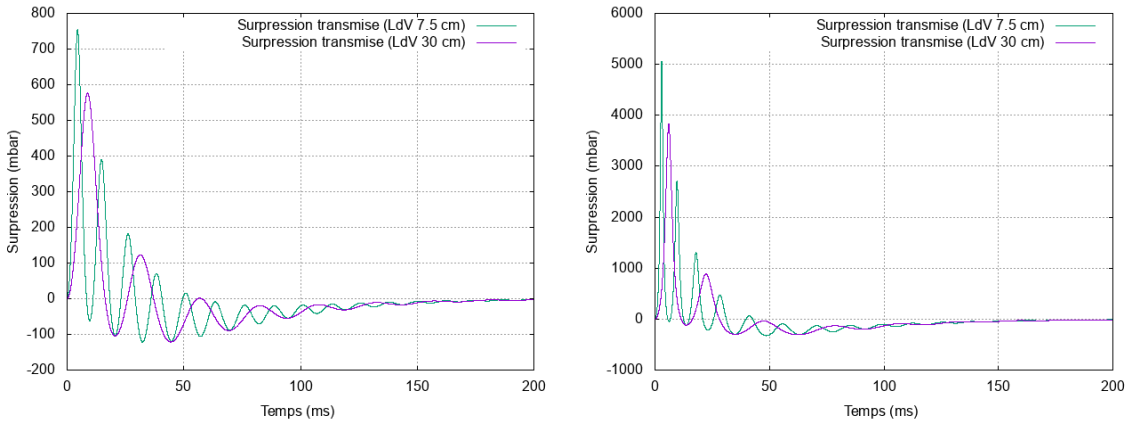


FIGURE 4.42 – Comparaison des chargements transmis pour deux laines d'épaisseurs différentes : à gauche, chargement de 200 mbar, à droite, chargement de 800 mbar

Tout d'abord, nous observons que la période des oscillations augmente lorsque l'épaisseur augmente, dans tous les cas. Ceci s'explique de manière simple : l'augmentation de l'épaisseur implique la diminution de la raideur surfacique, ce qui diminue la pulsation des signaux et fait donc augmenter la période.

Pour la mousse de polyuréthane, la surpression maximale est plus faible pour une épaisseur plus élevée uniquement pour le chargement de 200 mbar, avec une diminution peu marquée, car la période d'oscillation reste petite devant la durée de phase positive. Pour l'intensité de 800 mbar, il n'y a pas d'effet significatif, car l'atténuation de la surpression est due aux déformations irréversibles. Pour la laine de verre, la surpression maximale est plus faible avec une épaisseur plus élevée pour les deux chargements. Ceci s'explique mathématiquement : comme la période des oscillations est plus élevée lorsque l'épaisseur est plus élevée, le pic de la première oscillation est moins élevé, puisque l'enveloppe du signal est décroissante.

Nous observons également, comme attendu, que le bardage va beaucoup plus se déplacer dans le cas d'une épaisseur plus élevée, comme nous pouvons le voir sur la figure 4.43.

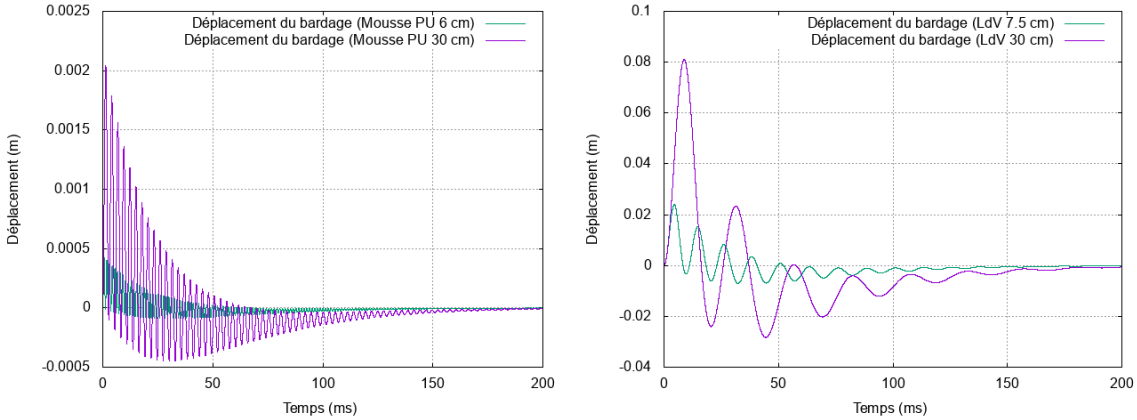


FIGURE 4.43 – Comparaison des déplacements du bardage, pour un chargement de 200 mbar : à gauche, utilisation de la mousse, à droite, utilisation de la laine

Jusqu'à présent, les résultats obtenus pourraient laisser penser qu'un dispositif constitué d'un assemblage bardage – isolant n'est pas en mesure d'atténuer l'amplitude de l'onde de souffle transmise au bâtiment. Pour rechercher des situations plus favorables, nous allons dans la suite doubler l'épaisseur du bardage, tout en restant conformes aux usages dans le bâtiment [140, 142], ce qui conduit à une masse surfacique de 14 kg/m^2. L'épaisseur d'isolant sera conservée égale à 30 cm.

Une première analyse avec la mousse de polyuréthane comme isolant est réalisée avec une durée de phase positive considérablement réduite, 1.5 ms, en conservant des surpressions incidentes de 200 et 800 mbar. Cette valeur de durée de la phase positive a été choisie, car elle correspond au maximum de celle mesurée pour les essais au tube à choc à initiation par explosif sur des mousses de polyuréthane réalisés par Ousji [15]. Même si les configurations ne sont pas identiques, épaisseur d'isolant et masse surfacique plus élevée pour Ousji, elle est retenue, car une atténuation d'onde de souffle a été observée avec une mousse de polyuréthane de densité équivalente à celle adoptée dans notre étude. Il est à noter que malgré cette durée de phase positive réduite, la condition (4.53) d'équilibre de l'échantillon demeure satisfaite. Nous pouvons observer sur la figure 4.44 l'effet d'atténuation obtenu sur le pic de chargement transmis.

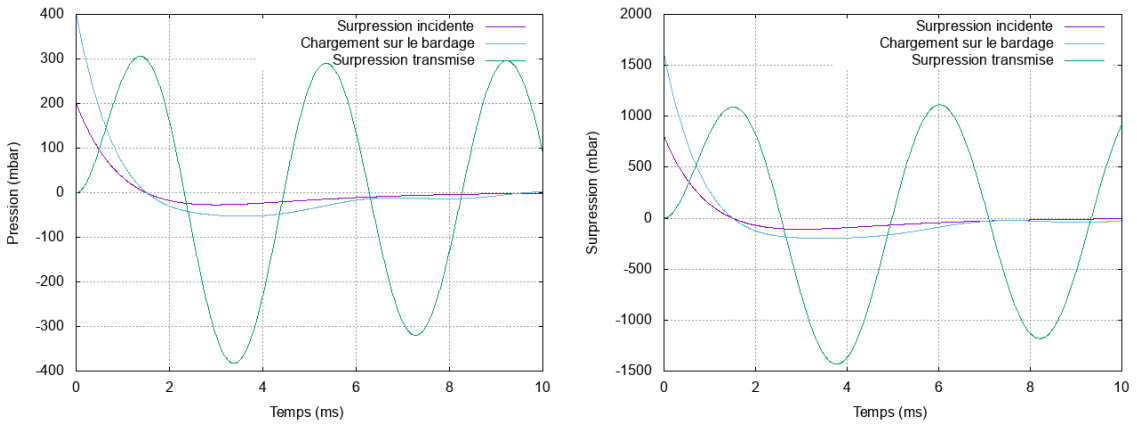


FIGURE 4.44 – Atténuation du pic de chargement transmis pour des surpressions incidentes de 200 mbar (gauche) et 800 mbar (droite)

Avec ces niveaux de surpression incidente, la réponse de la mousse de polyuréthane demeure linéaire et l'effet d'atténuation est lié à la modification du signal incident imposée par le temps de réponse du système bardage-isolant comme cela a déjà été observé pour la laine de verre avec des durées de phase positive plus importantes (fig. 4.42) ou encore avec l'effet d'une lame d'air en l'absence de matériau isolant (fig. 4.22).

Il nous a paru intéressant d'observer la réponse face à des sollicitations avec des surpressions plus importantes à même d'entrainer une réponse non linéaire de la mousse de polyuréthane. Trois nouvelles simulations ont été réalisées avec trois nouvelles surpressions incidentes de 1200 mbar, 1600 mbar et 2000 mbar en revenant à la durée de phase positive initiale de 30 ms. Les surpressions transmises sont reportées sur les figures 4.45, 4.46 et 4.47. Ces trois exemples ont été retenus, car ils mettent en évidence les effets bénéfiques ou néfastes de la présence de l'isolant selon que sa réponse corresponde à la phase plateau ou à la phase de densification du comportement en compression d'un matériau cellulaire. Dans les deux premiers cas, il y a une atténuation du chargement dû à la compaction progressive de la mousse de polyuréthane : pour une surpression incidente de 1400 mbar, la déformation maximale de la mousse de polyuréthane est de 39% et pour une surpression incidente de 1600 mbar elle est de 59%. À l'inverse pour une surpression incidente de 2000 mbar, on observe un effet d'amplification du chargement lorsque la mousse de polyuréthane se densifie, la déformation maximale de la mousse étant de 77% et dépassant le seuil de densification.

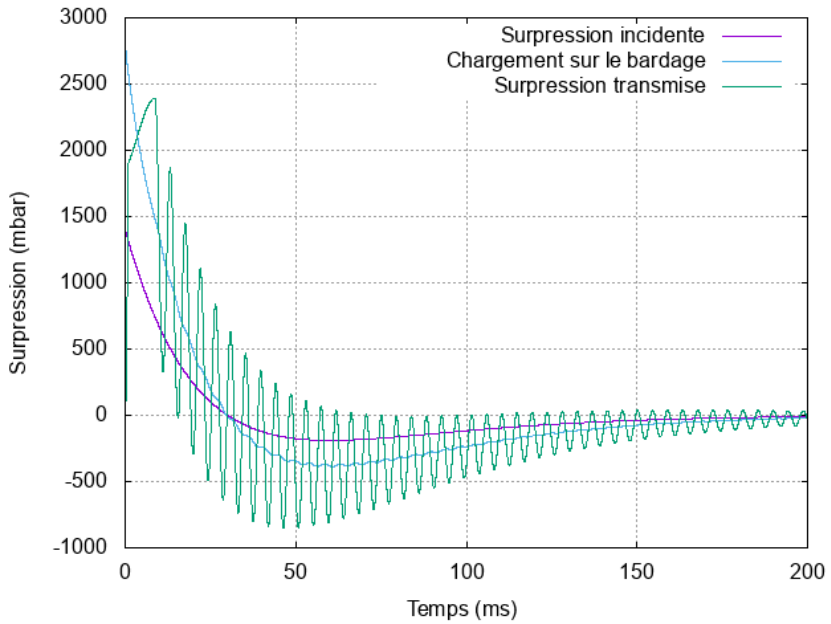


FIGURE 4.45 – Chargement transmis avec la mousse de polyuréthane comme isolant pour une surpression incidente de 1400 mbar (signal Friedlander)

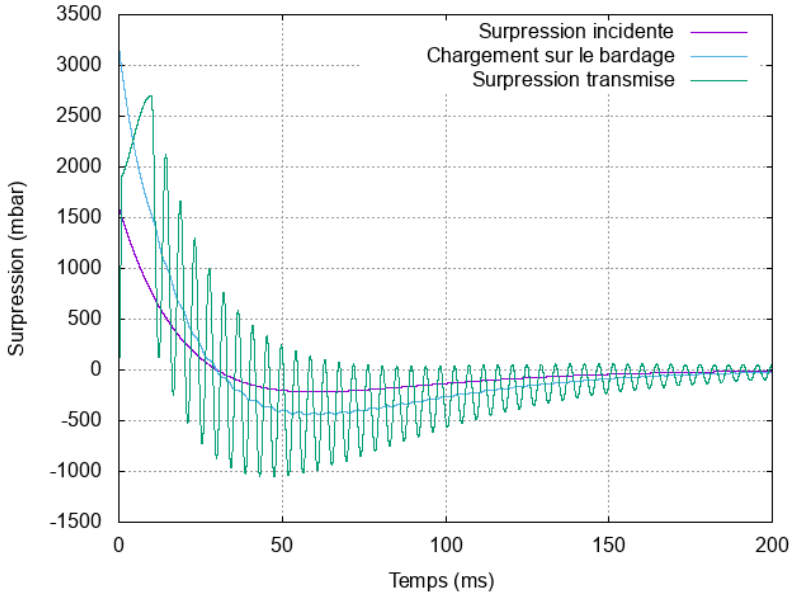


FIGURE 4.46 – Chargement transmis avec la mousse de polyuréthane comme isolant pour une surpression incidente de 1600 mbar (signal Friedlander)

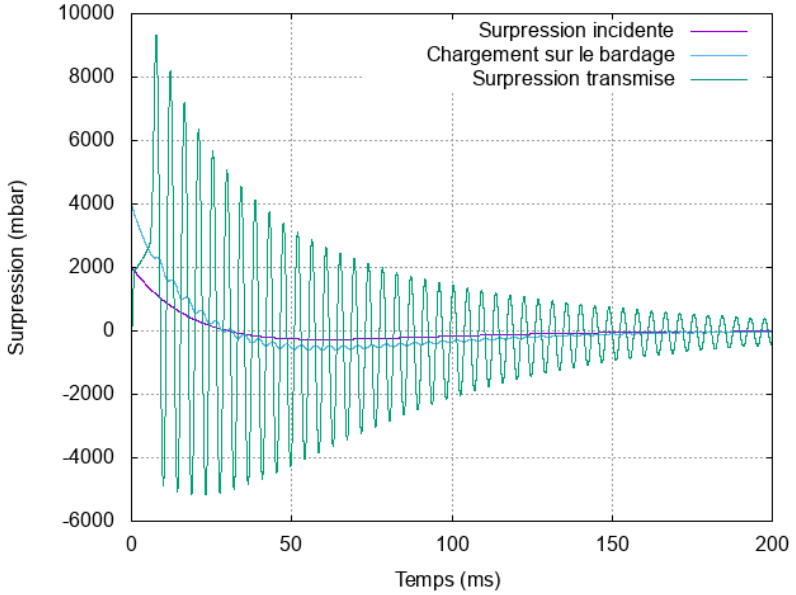


FIGURE 4.47 – Chargement transmis avec la mousse de polyuréthane comme isolant pour une surpression incidente de 2000 mbar (signal Friedlander)

De même que nous avons trouvé des configurations où l'emploi d'un isolant en mousse de polyuréthane pouvait avoir un effet bénéfique sur le chargement transmis à la structure, nous allons également étudier quelques configurations où l'utilisation de la laine de verre est favorable. Nous avons conservé les chargements d'intensité modérée, 200 mbar et 800 mbar, en diminuant la durée de la phase positive. La figure 4.48 montre ces configurations. Dans un premier cas, un chargement de surpression à 200 mbar et de durée de phase positive à 10 ms est étudié, et dans le deuxième cas, un chargement de surpression à 800 mbar et de durée de phase positive à 5 ms est appliqué.

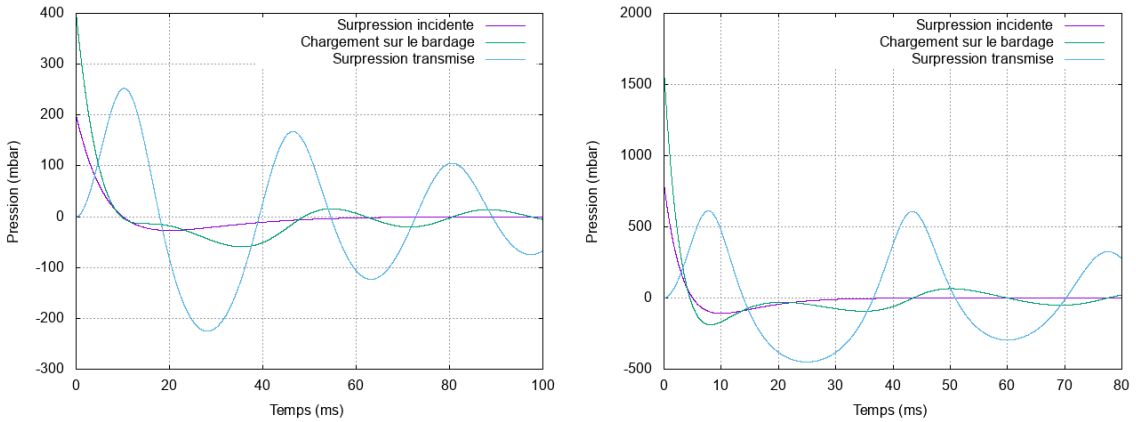


FIGURE 4.48 – Configurations d'atténuation de l'onde transmise avec utilisation de la laine de verre

Ces deux exemples mettent en évidence un effet bénéfique de la présence de l'isolant en laine de verre qui permet d'« étaler » le signal de surpression transmise à la structure. Nous avons donc des configurations pour lesquelles la laine aurait un effet bénéfique, pour des durées de phase positive supérieures à celles observées dans le cas d'une utilisation de la mousse de polyuréthane. À noter que pour les deux matériaux, il n'y a pas de diminution de l'impulsion de la surpression transmise. L'impulsion se conserve toujours entre le chargement sur le bardage et le chargement sur la structure.

Il convient à nouveau de vérifier si la condition (4.53), associée à l'équilibre, est satisfaite. Le module d'Young apparent de la laine de verre avec de l'air emprisonné est d'environ 0,19 MPa, ce qui donne une célérité des ondes de 80 m/s (masse volumique de 30 kg/m^3). Le temps de parcours des ondes élastiques est de 3,8 ms environ. Les simulations sont relativement valides, le deuxième cas étant à la limite vis-à-vis de la vérification de cette condition.

4.2.5 Synthèse de la modélisation à un degré de liberté

La modélisation à un degré de liberté a permis d'effectuer une estimation de l'effet d'un système de protection composé d'un bardage rigide mobile selon un axe et d'un matériau isolant supposé se déformer de manière homogène.

L'étude a été réalisée pour diverses pressions incidentes : 200 et 800 mbar comme références et étendues à 1400, 1600 et 2000 mbar par la suite. La durée de phase positive initialement retenue, de 30 ms, a été diminuée à 5 et 10 ms pour la laine de verre et jusqu'à 1.5 ms pour la mousse de polyuréthane. Ces différents cas d'étude ont permis de mettre en évidence que chacun des matériaux proposés pourrait avoir des effets bénéfiques pour des chargements à signatures différentes. Ces effets potentiellement favorables sont liés à deux mécanismes différents qui pourraient être concomitants pour la mousse de polyuréthane, à savoir :

- une diminution du pic de la surpression transmise, due à l'étalement du signal lorsque le temps caractéristique de l'onde incidente est inférieur à celui du système bardage-isolant ;

- un écrêtement du signal de surpression transmise, lié à la compaction progressive de l'isolant qui limite le niveau de contrainte.

Pour le second effet, une surpression incidente trop importante peut conduire à déformer l'isolant au-delà de la déformation à la densification avec pour conséquence une amplification du pic de surpression transmise.

Les configurations étudiées ont été volontairement limitées tant pour l'épaisseur du bardage que pour celle de l'isolant à des cas représentatifs d'isolation par l'extérieur de bâtiments conformément aux dispositions RT 2012 et RT 2020. Ces outils de simulation simplifiés avaient également pour but de prédire la réponse d'une structure composée d'une plaque et d'un matériau isolant testés au tube à choc dans une configuration classique ou modifiée pour la génération de chargements plus représentatifs d'une onde de souffle (annexe A). Les difficultés engendrées par la crise sanitaire n'ont pas permis la réalisation de ces campagnes d'essais.

4.3 Synthèse sur les modélisations : matériau et système de protection

Ce chapitre a proposé en première partie, un premier travail de modélisation de la réponse d'un isolant lors d'une compression dynamique. Un modèle élasto-viscoplastique simple a permis de reproduire de manière satisfaisante, compte tenu de la variabilité des propriétés mécanique de la mousse issue d'un processus de fabrication industrielle, le comportement observé lors des essais et la sensibilité de la contrainte plateau à la vitesse. Les simulations numériques n'ont pas permis, à ce stade, d'expliquer le déséquilibre marqué entre les contraintes en face entrante et sortante des échantillons lors des essais aux barres de Hopkinson. Cette conclusion a renforcé la pertinence du choix, pour les essais à vitesse d'impact inférieure à la vitesse critique, de privilégier la barre sortante pour l'évaluation de la contrainte plateau. Quelques pistes ont été proposées pour permettre à l'avenir d'améliorer la description de la réponse en prenant en compte l'apparition d'une déformation localisée.

La deuxième partie de ce chapitre a permis de proposer une approche simplifiée, au moyen d'un système à un degré de liberté, à même de prédire l'effet d'un assemblage bardage-isolant comme dispositif d'atténuation de la surpression transmise à une structure. Il est intéressant de remarquer que les deux isolants étudiés, mousse de polyuréthane et laine de verre, qui, tout en ayant des masses volumiques et des propriétés d'isolation voisines, pourraient avoir des utilisations différentes compte tenu d'une rigidité différente. Les outils simplifiés développés peuvent permettre de déterminer la nature et les épaisseurs de bardage et d'isolant optimales pour une signature d'explosion particulière. Dans les simulations réalisées, une onde de souffle avec un profil du type de celui issu d'une détonation a été étudiée. Les résultats obtenus pourraient aisément être appliqués à un profil associé à une déflagration.

Conclusion

Synthèse

Dans un contexte de recherche de solutions économiques de protection des bâtiments aux explosions industrielles ou malveillantes, cette thèse avait pour objectif de participer au développement de modèles et de solutions techniques basées sur des isolants que l'INSA Centre Val de Loire et l'INERIS portent au travers d'une thématique commune de recherche : *« Moyens de protection des bâtiments et réhabilitation dans et hors sites industriels »*. Il s'est agi de caractériser expérimentalement le comportement mécanique de matériaux isolants thermiques usuels avec des moyens d'essais courants sous sollicitations statiques et dynamiques et de proposer des approches simplifiées permettant d'évaluer les potentialité d'atténuation d'une onde de souffle par un ensemble bardage-isolant. Afin de mener à bien cet objectif, la thèse s'est articulée en quatre étapes.

Un état de l'art sur les connaissances du comportement mécanique de deux catégories d'isolants les plus utilisés en France a tout d'abord permis de retenir deux matériaux d'étude : une mousse de polyisocyanurate représentative des isolants thermiques plastiques et une laine de verre représentative des isolants thermiques minéraux. Les isolants thermiques qui ont été passés en revue sont des matériaux poreux diphasiques. Ils sont composés d'une phase solide appelée squelette et une phase fluide qui est l'air. Leur comportement mécanique est composé de trois phases, une phase élastique linéaire, une phase plateau et une phase de densification. Le comportement est différent en fonction de la masse volumique et de la géométrie de la microstructure, et il est influencé par la vitesse de déformation et la température. Nous avons noté l'hétérogénéité des déformations de ces matériaux en compression, et, compte-tenu de leur faible masse volumique, la difficulté pour mesurer les efforts appliqués lors de sollicitations dynamiques de type impact. Ainsi l'étude bibliographique réalisée a montré qu'il n'existe pas d'étude expérimentale complète et concluante permettant d'identifier leur réponse face à une sollicitation dynamique de type impact ou choc.

À partir de ces conclusions, une première campagne de caractérisation des matériaux d'études en régime statique a été réalisée en utilisant une machine de compression universelle. L'utilisation de la technique de la corrélation d'images numériques a permis d'accéder aux champs de déplacement et de déformations à la surface de l'échantillon. Ces mesures ont permis d'une part d'améliorer l'identification des paramètres d'élasticité et d'autre part d'étudier plus précisément l'homogénéité ou l'hétérogénéité du champ de déformation pendant les essais. Les courbes de comportement obtenues permettent de déterminer les valeurs d'un ensemble de paramètres mécaniques d'intérêt et d'en noter

l'évolution en régime dynamique. Le comportement mécanique de la mousse polyisocyanurate est isotrope transverse suivant la direction de croissance. Il fait apparaître les trois phases caractéristiques de la réponse en compression des matériaux cellulaires : réponse élastique, plateau ou durcissement puis densification. L'analyse des images montre que pour la phase élastique, la réponse peut être considérée comme homogène. Toutefois, en phase plateau, le suivi par imagerie met en exergue un front de compaction et un mode de déformation global différent dans la direction de croissance et dans les directions perpendiculaires. Les essais de compression œdométrique dans la direction de croissance ont, comme prédit analytiquement, révélé une augmentation apparente du module d'élasticité limitée en raison de la faible valeur du coefficient de Poisson transverse. Le comportement en phase plateau semble également peu affecté par le confinement. Plusieurs vitesses de compression ont par ailleurs été testées et la variation sur des paramètres d'intérêt sur cette gamme s'avère limitée. Le comportement mécanique de la laine de verre étudiée est un comportement sans seuil élastique, composé de deux phases non linéaires, une phase plateau et une phase de densification. L'influence de la vitesse sur le comportement est très peu marquée pour de faibles vitesses et le mécanisme de déformation globale semble être homogène. L'ensemble de ces travaux sert de référence pour connaître par la suite l'influence du régime dynamique sur le comportement mécanique des matériaux d'études.

La seconde campagne expérimentale a été réalisée sur le comportement en régime dynamique de la mousse de polyisocyanurate avec deux dispositifs : le dispositif d'analyse mécanique dynamique (DMA) et le dispositif des barres de Hopkinson. Ces deux dispositifs différents permettent de caractériser la viscoélasticité et la viscoplasticité du matériau. Les essais DMA, ont mis en évidence une réponse viscoélastique. Un module d'Young dynamique, peu sensible à la fréquence et un coefficient de viscoélasticité ont été identifiés pour les deux directions : la direction de croissance et la direction transversale. Les essais aux barres ont mis en évidence le comportement viscoplastique de la mousse en compression simple et œdométrique et ont permis de quantifier la sensibilité à la vitesse du matériau en phase non linéaire. En raison de la faible densité du matériau, une attention toute particulière a été apportée sur la détermination des efforts aux interfaces de l'échantillon et notamment sur sa mise en équilibre. Les conditions requises pour l'apparition d'un choc ont été analysées précisément. Le suivi par imagerie associé à la technique de corrélation d'images s'est avéré un outil indispensable pour analyser les essais, suivre les fronts de compaction et permettre de montrer une dépendance à la vitesse de déformation de la contrainte plateau et une insensibilité à la vitesse de la déformation à la densification. Les variations des paramètres principaux avec la vitesse de déformation sont précisées sur une plage de vitesses de déformation de 100 à 1600 s^{-1}.

Un travail de modélisation du comportement des matériaux a été proposé pour caractériser le comportement mécanique de la mousse de polyisocyanurate en régime statique et dynamique. Une première approche, par combinaison de modèles rhéologiques, a été mise en œuvre, permettant de mieux comprendre la mise en place de l'équilibre des efforts dans l'échantillon et d'obtenir par un modèle élasto-plastique simple des courbes de contraintes aux interfaces s'approchant de manière satisfaisante aux courbes expérimentales. Cette approche a permis l'identification du paramètre viscoplastique associé au modèle élasto-viscoplastique, permettant de reproduire la sensibilité de la contrainte pla-

teau à la vitesse de déformation. Pour le volet concernant la localisation des déformations en phase plateau, nous proposons quelques pistes d'enrichissement du modèle qui pourraient permettre de prendre en compte cette localisation des déformations tout en restant dans un cadre d'approche continue. Dans une seconde partie, une approche simplifiée à un degré de liberté a été proposée pour décrire le comportement d'un dispositif de protection constitué d'un ensemble bardage et isolant. L'objectif de cette dernière modélisation est de montrer la pertinence et les limites de ces matériaux dans un objectif de protection aux surpressions et aux impacts. L'analyse montre qu'un effet atténuateur est possible, qu'il peut avoir plusieurs origines et que son efficacité va dépendre tout à la fois de la signature de la sollicitation (durée de phase positive et amplitude) et des caractéristiques physiques et géométriques du système de protection (masse du bardage, nature et épaisseur de l'isolant). Les premières conclusions de ces travaux tendent à montrer que l'effet d'une protection par isolant produit une filtration du signal sans réduction de l'amplitude pour les sollicitations les plus faibles et de longues durées. A contrario, pour des signaux de très courte durée, il est possible d'obtenir une atténuation importante de l'amplitude du signal. Dans les situations intermédiaires, on peut s'attendre à un « étalement du signal ». Ces conclusions sont toutefois à mettre en balance avec les épaisseurs limitées et l'absence de masse importante en amont de la mousse, deux paramètres importants qui ne sont pas favorables à l'atténuation d'une onde de souffle.

In fine, les travaux menés lors de cette thèse ont permis de mettre en place une approche expérimentale complète visant à caractériser le comportement des matériaux cellulaires de faible densité en régime dynamique. À l'aide de dispositifs expérimentaux adaptés et de la corrélation d'image, une caractérisation précise de l'influence de la vitesse de déformation sur le comportement d'une mousse polyisocyanurate a pu être réalisée. La modélisation initiée en fin de thèse pourra être complétée grâce aux pistes proposées pour intégrer la densification, et surtout le phénomène majeur de localisation des déformations. Des essais au tube à choc pourront être réalisés pour la laine de verre, afin de compléter l'étude menée. Enfin, l'intégration des modèles matériaux dans une modélisation numérique de structure pourra être envisagée. Ces développements pourront permettre de favoriser l'usage de ces matériaux dans un contexte de recherche de solution économique de protection aux explosions et impacts. Ils devront permettre de définir la pertinence et les limites des différents matériaux en fonction des domaines de sollicitations envisagés (risque industriel ou malveillance).

Perspectives

- Effectuer les campagnes d'essais au tube à choc selon le plan d'expérience exposé en annexe A ;
- Proposer une amélioration du modèle de comportement mécanique de la mousse étudiée en incluant l'hétérogénéité des déformations, la densification du matériau et les effets de la microstructure ;
- Comparer sur un cas industriel les prévisions de protection déduites de l'application des modèles simplifiés avec celles issues d'un code explicite de dynamique des structures ;
- Étendre l'étude à d'autres matériaux isolants de nature différente (exemples : mousse de polystyrène expansé à cellules ouvertes, laine de roche).

Annexe A

Utilisation et dimensionnement du tube à choc pour la génération d'une onde de choc de type Friedlander

A.1 Principe et théorie

A.1.1 Généralités

Le tube à choc est un dispositif expérimental dont l'objectif est de générer une onde de choc à une échelle réduite sans avoir besoin de reproduire une explosion à grande échelle. Généralement, le tube est composé de deux parties : une partie contenant un gaz sous haute pression, une autre contenant le même gaz ayant une pression inférieure à celle de la partie précédente. Les deux parties sont séparées par un diaphragme. Pour engendrer l'onde de choc, il faut retirer ou rompre le diaphragme quasi-instantanément, et l'onde de choc est créée due à la différence de pression entre les deux parties.

A.1.2 Théorie

Fonctionnement classique du tube à choc

Le tube à choc est composé de deux chambres fermées contenant chacune un gaz, séparées par un diaphragme. Une première chambre, appelée chambre haute pression, contient un gaz, dit gaz moteur, avec une pression élevée par rapport à l'autre. L'autre chambre, appelée chambre basse pression, contient un gaz, dit gaz d'étude, avec une pression faible par rapport à la première chambre.

Les gaz sont caractérisés par leurs coefficients isentropiques et leurs masses molaires respectives. La description des différents états dans le tube à choc sera décrite par les variables d'états suivantes : Pression P, masse volumique ρ, température T et vitesse v.

À la rupture du diaphragme, nous supposons que les gaz ne vont pas réagir entre eux. La rupture du diaphragme sera également considérée comme l'instant initial ($t = 0$ s), et

à ce moment-là, l'onde de choc va se former. Par la suite, l'onde de choc va se propager dans la chambre basse pression, avec en plus la formation et la propagation d'une onde de raréfaction, également appelée détente de Riemann. Les figures A.1 et A.2 montrent les états du gaz au sein du tube à choc avant et après rupture du diaphragme.

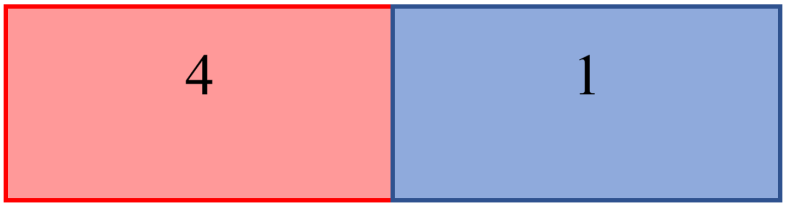


FIGURE A.1 – Instant initial du tube à choc

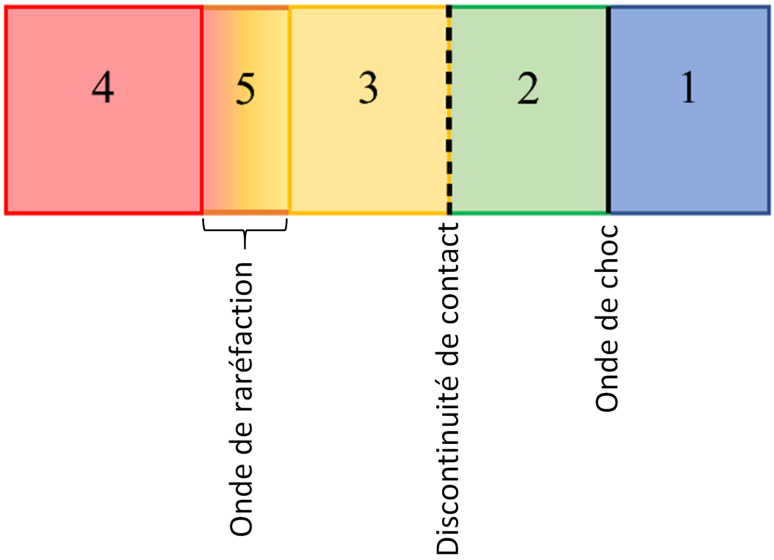


FIGURE A.2 – Instant après rupture du diaphragme et avant réflexion d'une onde

Distinguons les états visibles sur la figure A.2 :

- État 1 : État initial du gaz d'étude ;
- État 2 : État du gaz d'étude après passage de l'onde de choc ;
- Les états 2 et 3 sont séparés par la discontinuité de contact ;
- État 3 : État du gaz moteur après passage de l'onde de détente ;
- État 4 : État initial du gaz moteur ;
- État 5 : État du gaz moteur lors du passage de l'onde de détente.

Les pressions à l'état 1 et 4 sont connues, ainsi que les vitesses des gaz et leurs masses volumiques. Si la masse volumique n'est pas connue (pour une expérience par exemple), nous supposerons la température connue, ce qui permettra de déduire la masse volumique avec la loi des gaz parfaits :

$$\frac{P}{\rho} = \frac{RT}{M} \tag{A.1}$$

La célérité du son est calculée avec la formule :

$$a_s = \sqrt{\frac{\gamma P}{\rho}} \tag{A.2}$$

Avant d'effectuer les calculs pour les autres états, il faut calculer le nombre de Mach de l'onde de choc généré M_{a1} à partir de l'équation suivante :

$$\frac{P_4}{P_1} = \left[\frac{2\gamma_e M_{a1}^2 - (\gamma_e - 1)}{\gamma_e + 1}\right] \frac{1}{\left[1 - \frac{\gamma_m - 1}{\gamma_e + 1}\frac{a_{s1}}{a_{s4}}\left(M_{a1} - \frac{1}{M_{a1}}\right)\right]^{\frac{2\gamma_m}{\gamma_m - 1}}} \tag{A.3}$$

Avec γ_e la constante isentropique du gaz d'étude et γ_m la constante isentropique du gaz moteur. Nous en déduisons également la célérité de l'onde de choc C_D :

$$C_D = a_{s1} M_{a1} \tag{A.4}$$

Ainsi que la position du front de choc :

$$x_{OdC} = L_{HP} + C_D t \tag{A.5}$$

Pour l'état 2, les calculs de la vitesse absolue, de la pression et de la masse volumique sont donnés par :

$$v_2 = \frac{2a_{s1}}{\gamma_e + 1}\left(M_{a1} - \frac{1}{M_{a1}}\right) \tag{A.6}$$

$$P_2 = P_1\left(\frac{2\gamma_e M_{a1}^2 - (\gamma_e - 1)}{\gamma_e + 1}\right) \tag{A.7}$$

$$\rho_2 = \rho_1\left(\frac{(\gamma_e + 1)M_{a1}^2}{2 + (\gamma_e - 1)M_{a1}^2}\right) \tag{A.8}$$

La température et la célérité du son dans l'état 2 sont données par les équations (A.1) et (A.2). Les états 2 et 3 sont séparés par la discontinuité de contact :

$$x_c = L_{HP} + v_2 t \tag{A.9}$$

Pour l'état 3, nous avons :

$$v_3 = v_2 \tag{A.10}$$

$$P_3 = P_2 \tag{A.11}$$

$$a_{s3} = a_{s4} + \frac{\gamma_m - 1}{2}(v_4 - v_3) \tag{A.12}$$

La température et la masse volumique dans l'état 3 sont données par les équations (A.1) et (A.2).

L'état 5 correspond à la détente de Riemann. Dans cette zone, les variables d'états varient selon la position pour un instant donné. Les équations qui régissent la détente de Riemann sont les suivantes :

$$v_5(x,t) - a_{s5}(x,t) = \frac{x}{t} \tag{A.13}$$

$$v_5(x,t) + \frac{2}{\gamma_m - 1}a_{s5}(x,t) = v_4 + \frac{2}{\gamma_m - 1}a_{s4} = v_3 + \frac{2}{\gamma_m - 1}a_{s3} \tag{A.14}$$

$$P_5(x,t) = P_4\left(\frac{1-\gamma_m}{2a_{s4}}v_5(x,t) + 1\right)^{\frac{2\gamma_m}{\gamma_m - 1}} \tag{A.15}$$

En combinant les équations (A.13) et (A.14), il est possible de calculer la vitesse et la célérité du son dans l'état 5. Les équations (A.1) et (A.2) permettent de déterminer la température et la masse volumique à l'état 5. L'éventail de détente est donné par :

$$L_{HP} - \left(\frac{\gamma_m - 1}{2}v_4 + a_{s4}\right) \leq \frac{x_R}{t} \leq L_{HP} + \frac{\gamma_m + 1}{2}v_3 - \left(\frac{\gamma_m - 1}{2}v_4 + a_{s4}\right) \tag{A.16}$$

Le calcul du temps pour lequel l'onde de choc arrive à la paroi et se réfléchit est donné par :

$$C_D t_{LRODC} = L_{BP} \tag{A.17}$$

À la réflexion, les propriétés de l'onde de choc se modifient :

$$C_{Dr} = 2C_D \frac{\frac{P_2}{P_1} + \frac{1}{\gamma_e - 1}}{(\frac{\gamma_e + 1}{\gamma_e - 1})\frac{P_2}{P_1} + 1} \tag{A.18}$$

$$M_{ar} = \sqrt{\frac{2\gamma M_{a1}^2 - (\gamma_e - 1)}{(\gamma_e - 1)M_{a1}^2 + 2}} \tag{A.19}$$

Après réflexion de l'onde de choc, l'état du gaz (état 6) est donné par les formules suivantes :

$$P_6 = P_2 \frac{(3\gamma_e - 1)\frac{P_2}{P_1} - (\gamma_e - 1)}{(\gamma_e - 1)\frac{P_2}{P_1} + (\gamma_e + 1)} \tag{A.20}$$

$$T_6 = T_1 \frac{[(\gamma_e - 1)\frac{P_2}{P_1} + 1][(3\gamma_e - 1)\frac{P_2}{P_1} - (\gamma_e - 1)]}{\gamma_e[(\gamma_e + 1)\frac{P_2}{P_1} + (\gamma_e - 1)]} \tag{A.21}$$

$$v_6 = 0 \tag{A.22}$$

$$a_{s6} = \frac{C_{Dr}}{M_{ar}} \tag{A.23}$$

Les équations (A.1) et (A.2) permettent de calculer la masse volumique à l'état 6.

Par la suite, l'onde va rencontrer l'interface entre le gaz étude et gaz moteur, ce qui va engendrer une onde transmise et une onde réfléchie. Les natures des ondes dépendent de la pression des différents états mis en jeu dans le tube [143].

Le calcul pour le début de la réflexion de l'onde de détente est similaire :

$$\left(\frac{\gamma_m - 1}{2} v_4 + a_{s4}\right) t_{RODR} = L_{HP} \tag{A.24}$$

Arrivée à la paroi, l'onde de détente se réfléchit en une onde de détente, dont les caractéristiques peuvent être expliquées physiquement. Les autres phénomènes en jeu, notamment la rencontre des ondes, ne peuvent qu'être exploités numériquement de manière rigoureuse [143].

Fonctionnement du tube à choc pour la génération d'un signal Friedlander

De manière classique, un tube à choc génère un signal temporel de pression rectangulaire. Cependant, le tube à choc peut être dimensionné pour la génération d'un signal temporel de pression de type explosion-détonation (signal de Friedlander). Pour cela, il faut que l'onde de choc rencontre l'onde de détente qui se réfléchit dans la chambre haute pression.

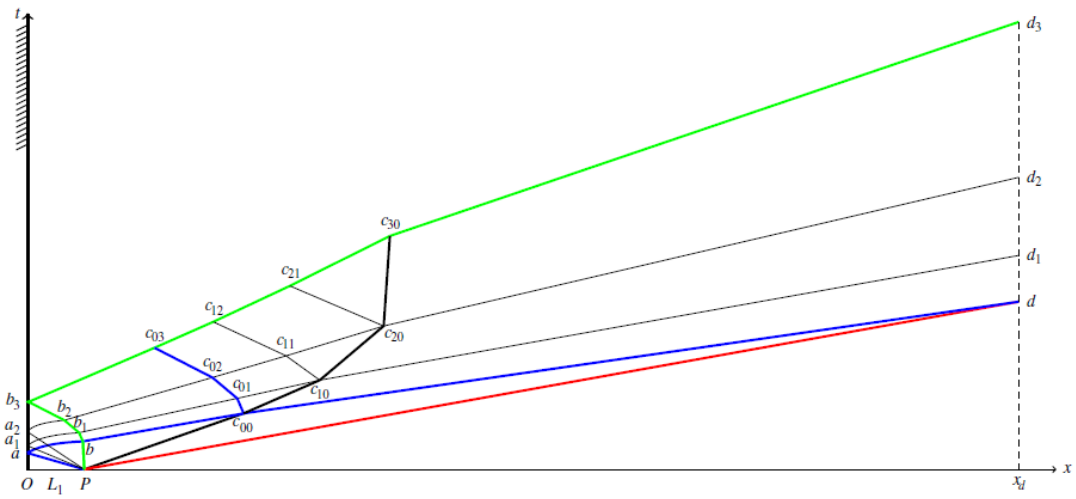


FIGURE A.3 – Diagramme de marche des ondes dans le tube à choc

Le calcul de la position pour laquelle les deux ondes se rencontrent est possible [144]. Le calcul de la pression incidente peut se faire en résolvant l'équation suivante d'inconnue P_2 :

$$\frac{P_4}{P_1} = \frac{P_2}{P_1}\left(1 - \frac{(\gamma_m - 1)\frac{a_{s1}}{a_{s4}}\left(\left(\frac{P_2}{P_1}\right) - 1\right)}{\sqrt{2\gamma_e\left(2\gamma_e + (\gamma_e + 1)\left(\left(\frac{P_2}{P_1}\right) - 1\right)\right)}}\right)^{-\frac{2\gamma_m}{\gamma_m - 1}} \tag{A.25}$$

La vitesse des particules est à calculer :

$$v_p = \frac{a_{s1}}{\gamma_e}\left(\frac{P_2}{P_1} - 1\right)\sqrt{\frac{\left(\frac{2\gamma_e}{\gamma_e+1}\right)}{\frac{P_2}{P_1} + \frac{\gamma_e - 1}{\gamma_e + 1}}} \tag{A.26}$$

Le temps pour lequel les ondes se rencontrent est donné par :

$$t_d = \frac{2L_{HP}a_{s2}}{a_{s4}\left(v_p + a_{s2} - C_D\right)}\left(\frac{P_4}{P_2}\right)^{\frac{\gamma_m+1}{4\gamma_m}} \tag{A.27}$$

Et la position du signal Friedlander est donnée par :

$$x_d = L_{HP} + C_D t_d \tag{A.28}$$

Nous remarquons que la relation entre la position du signal Friedlander est proportionnelle à la longueur de la chambre haute pression. C'est un résultat intéressant puisque le dimensionnement de la chambre haute pression permet de déterminer simplement la longueur de la chambre basse pression.

Nous pouvons nous intéresser à l'influence de la pression sur la position du Friedlander, pour une longueur de la chambre haute pression fixe. Pour plusieurs longueurs, de 100 mbar à 5000 mbar de surpression, nous obtenons les courbes en figure A.3.

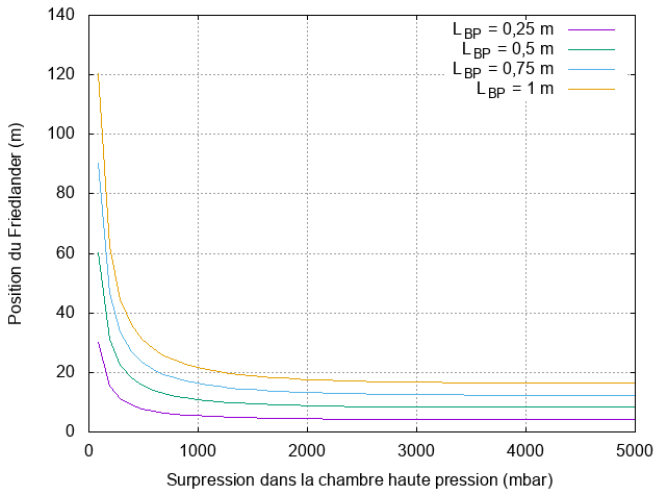


FIGURE A.4 – Position de l'onde Friedlander en fonction de la surpression dans la chambre haute pression

Pour la gamme de surpression de 100 mbar jusqu'à 3000 mbar, la position du Friedlander diminue de manière exponentielle lorsque la pression dans la chambre haute pression augmente. Dans la gamme 3000 mbar jusqu'à 5000 mbar, la position du Friedlander est globalement la même.

A.1.3 Vérification numérique

La géométrie et le maillage ont été réalisés sous l'interface Patran, et le calcul numérique a été effectué avec le code DYTRAN, code adapté pour la dynamique des fluides et l'interaction fluide/structure.

Pour la géométrie du système, le cylindre a été créé à partir d'un disque qui a été extrudé selon l'axe Ox. Le disque est formé en effectuant quatre quarts-de-cercle (2D Arc2Points), formant une surface fermée que l'on remplit avec la méthode « Edge ».

La géométrie du tube à choc du laboratoire est la suivante :

- Longueur de la chambre basse pression : 1,026 m ;
- Longueur de la chambre haute pression : 0,401 m ;
- Diamètre : 60 mm.

Le maillage est effectué en utilisant des éléments HEXA8, et de manière uniforme, ce qui donne le résultat suivant :

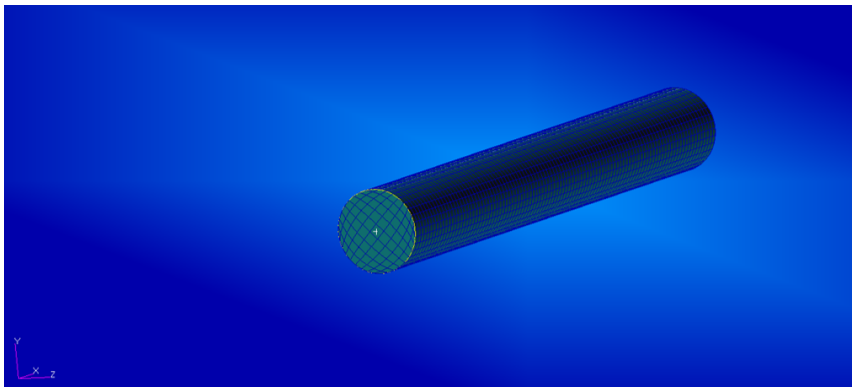


FIGURE A.5 – Géométrie et maillage du tube à choc

Une propriété matériau « Air » est définie, ainsi que le solide de type « Eulerian Solid » pour indiquer l'utilisation de l'approche Eulérienne du mouvement. Après validation de ces paramètres sur le logiciel Patran, le fichier de maillage est récupéré pour le logiciel DYTRAN. Le code pour la modélisation du tube à choc en DYTRAN a été récupéré d'un catalogue de problèmes traités sur DYTRAN [145].

Pour l'obtention du signal de pression de type explosion, l'étude portera sur le tube à choc du laboratoire. Des essais expérimentaux et des simulations numériques ont été réalisés pour mesurer les signaux de pressions sur plusieurs positions du tube à choc, pour des surpressions entre les deux chambres de 0,6 bar et 0,8 bar.

L'hypothèse pour la génération d'un signal de type explosion-détonation est que la chambre basse pression est très longue par rapport à la chambre haute pression. Cette hypothèse

n'étant pas vérifiée par le tube à choc du laboratoire, l'idée est de réduire la taille de la chambre et/ou de rallonger la chambre basse pression. Sur les simulations, nous testons la première possibilité.

Les simulations qui ont été effectuées sont décrites sur le tableau A.1 ($P_1 = 1$ atm). Les cas 1 jusqu'à 15 concernent le tube à choc du laboratoire. Le cas 16 est un cas fictif. Les graphes issus des simulations réalisées, pour les cas 1 à 15, sont en figures A.6 et A.7.

N°	P_4 (Pa)	L_{HP} (m)	L_{BP} (m)
1	160 000	0,401	1,026
2	160 000	0,301	1,026
3	160 000	0,267	1,026
4	160 000	0,201	1,026
5	160 000	0,134	1,026
6	160 000	0,100	1,026
7	160 000	0,080	1,026
8	180 000	0,201	1,026
9	180 000	0,134	1,026
10	180 000	0,100	1,026
11	180 000	0,08	1,026
12	130 000	0,201	1,026
13	130 000	0,134	1,026
14	130 000	0,100	1,026
15	130 000	0,08	1,026
16	160 000	0,100	3,9

TABLEAU A.1 – Paramètres des simulations effectuées du tube à choc

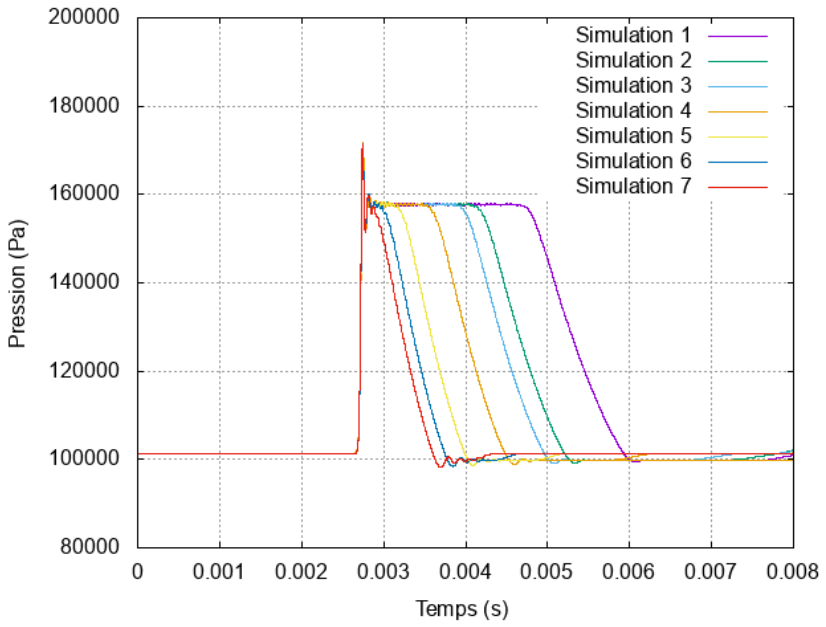


FIGURE A.6 – Signaux de pressions issus des simulations (1,6 bar)

Les signaux de pression relevés sont des pressions issues des ondes réfléchies. En effet, le capteur numérique est placé à l'extrémité du tube à choc, du côté de la chambre basse

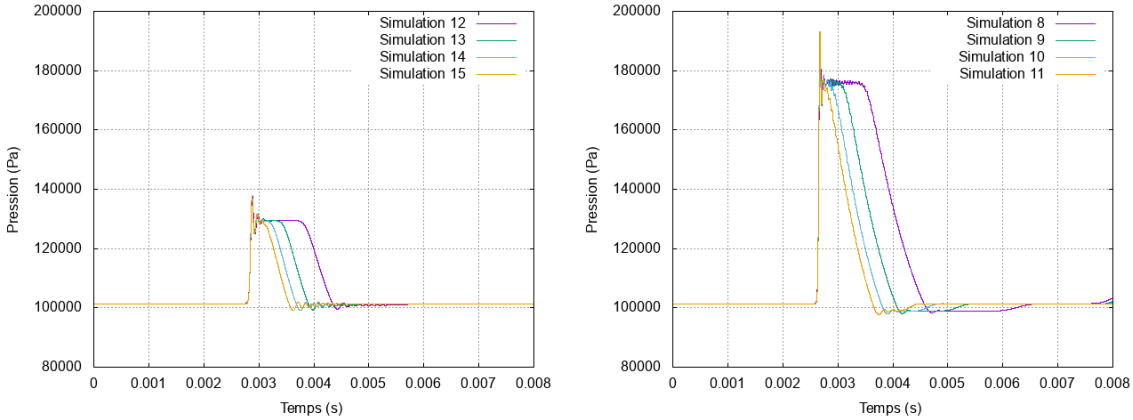


FIGURE A.7 – Signaux de pressions issus des simulations (1,8 bar et 1,3 bar)

pression. Pour ces capteurs, nous obtenons bien un signal qui peut s'identifier à un signal Friedlander. L'amplitude maximale est d'environ 1,6 bar et la durée de phase positive est proche de 1 ms.

La génération du signal Friedlander dépend fortement de la pression P_4 et de la longueur de la chambre haute pression, ce qui signifie que le dimensionnement du tube à choc va varier fortement d'un cas à un autre. La gamme de surpression doit rester relativement élevée, de 150 à 800 mbar. De plus, les durées de phase positive sont de l'ordre de quelques ms. Les courbes de pressions issues du cas 16 sont données en figure A.8.

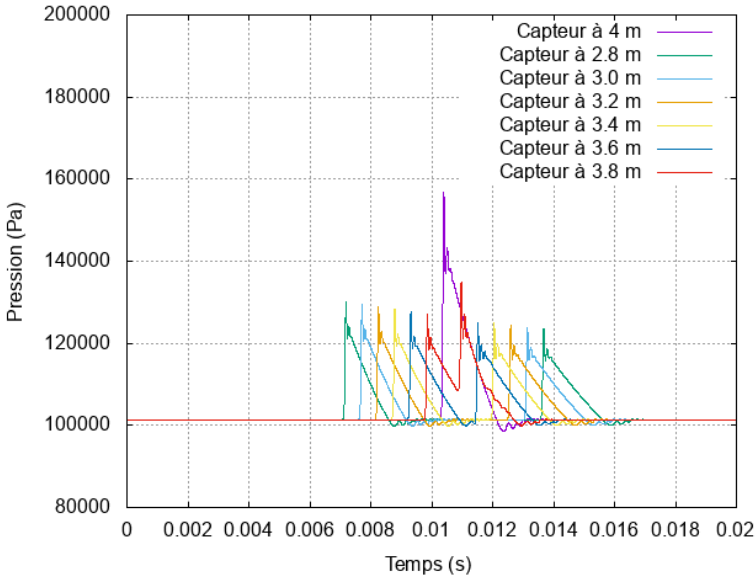


FIGURE A.8 – Signaux de pressions issus des simulations (1,6 bar)

La théorie montre qu'un signal Friedlander doit être obtenu à partir de 2,8 m. Nous positionnons les capteurs à partir de 2,8 et jusqu'à l'extrémité de la chambre basse pression. Les courbes montrent donc le signal Friedlander à partir de 2,8 m et au-delà. Nous remarquons une décroissance de l'amplitude lorsque la position d'étude du signal augmente. L'amplitude à 2,8 m est de 130000 Pa et la durée de phase positive est de l'ordre de la milliseconde. Cependant, il y a des oscillations visibles en phase négative, contrairement au cas de vérification au début de ce paragraphe.

A.2 Plan d'expérience prévisionnel et synthèse

Le plan d'expérience qui sera présenté de manière succincte ici n'a pas été mis à exécution, mais reste un travail en perspective. Il suppose l'utilisation d'un tube à choc permettant de générer une onde de pression Friedlander, pour une gamme de surpression comprise entre 100 et 800 mbar environ. Ce plan d'expérience serait applicable pour la mousse de polyuréthane et pour la laine de verre. Il serait prévu d'effectuer les essais suivants, pour une pression donnée et pour chaque matériau :

- Essais à vide : pour connaître et vérifier le chargement appliqué ;
- Essai avec le matériau placé à l'extrémité de la chambre basse pression ;
- Essai avec un bardage (bois ou métal) et avec le matériau placé à l'extrémité de la chambre basse pression ;

L'utilisation de capteurs de pression sera nécessaire pour mesurer les signaux de pression à plusieurs positions, et notamment à l'extrémité de la chambre basse pression. L'utilisation d'une caméra rapide peut être intéressante pour la mesure du déplacement de la structure et pour la mesure de la déformation du matériau isolant.

Bibliographie

[1] J.-C. Berthier, "Polyuréthanes pur," *Techniques de l'ingénieur Matières thermodurcissables : monographies*, vol. base documentaire : TIB146DUO., no. ref. article : am3425, 2009. fre.

[2] L. J. Gibson and M. F. Ashby, *Cellular Solids : Structure and Properties*. Cambridge Solid State Science Series, Cambridge University Press, 2 ed., 1997.

[3] Z. Tu, V. Shim, and C. Lim, "Plastic deformation modes in rigid polyurethane foam under static loading," *International Journal of Solids and Structures*, vol. 38, no. 50, pp. 9267–9279, 2001.

[4] N. Dauchez, M. Etchessahar, and S. Sahraoui, "On measurement of mechanical properties of sound absorbing materials," *2nd Biot Conference on Poromechanics*, pp. pp.1–4, 2002.

[5] R. W. Shuttleworth, V. O. Shestopal, and P. C. Goss, "Open-cell flexible polyurethane foams : Comparison of static and dynamic compression properties," *Journal of Applied Polymer Science*, vol. 30, no. 1, pp. 333–343, 1985.

[6] J. Mane, S. Chandra, S. Sharma, H. Ali, V. Chavan, B. Manjunath, and R. Patel, "Mechanical property evaluation of polyurethane foam under quasi-static and dynamic strain rates- an experimental study," *Procedia Engineering*, vol. 173, pp. 726–731, 2017. Plasticity and Impact Mechanics.

[7] B. Koohbor, A. Kidane, and W.-Y. Lu, "Characterizing the constitutive response and energy absorption of rigid polymeric foams subjected to intermediate-velocity impact," *Polymer Testing*, vol. 54, pp. 48–58, 2016.

[8] B. Koohbor, A. Kidane, W.-Y. Lu, and M. A. Sutton, "Investigation of the dynamic stress–strain response of compressible polymeric foam using a non-parametric analysis," *International Journal of Impact Engineering*, vol. 91, pp. 170–182, 2016.

[9] B. Koohbor, S. Mallon, A. Kidane, and W.-Y. Lu, "The deformation and failure response of closed-cell pmdi foams subjected to dynamic impact loading," *Polymer Testing*, vol. 44, pp. 112–124, 2015.

[10] B. Koohbor, A. Kidane, and W.-Y. Lu, "Effect of specimen size, compressibility and inertia on the response of rigid polymer foams subjected to high velocity direct impact loading," *International Journal of Impact Engineering*, vol. 98, pp. 62–74, 2016.

[11] J. Liu, D. Saletti, S. Pattofatto, and H. Zhao, "Impact testing of polymeric foam using hopkinson bars and digital image analysis," *Polymer Testing*, vol. 36, pp. 101–109, 2014.

[12] R. Bouix, P. Viot, and J.-L. Lataillade, "Polypropylene foam behaviour under dynamic loadings : Strain rate, density and microstructure effects," *International Journal of Impact Engineering*, vol. 36, no. 2, pp. 329–342, 2009.

[13] Viot, P., "Comportement des matériaux cellulaires sous sollicitations dynamiques. partie 1 : approche macroscopique," *Mécanique & Industries*, vol. 11, no. 1, pp. 1–23, 2010.

[14] D. Whisler and H. Kim, "Experimental and simulated high strain dynamic loading of polyurethane foam," *Polymer Testing*, vol. 41, pp. 219–230, 2015.

[15] H. Ousji, B. Belkassem, M. Louar, B. Reymen, J. Martino, D. Lecompte, L. Pyl, and J. Vantomme, "Air-blast response of sacrificial cladding using low density foams : Experimental and analytical approach," *International Journal of Mechanical Sciences*, vol. 128-129, pp. 459–474, 2017.

[16] M. Dabo, *Analyse du comportement mécanique des mousses polymères : apport de la tomographie X et de la simulation numérique*. PhD thesis, ISAE-ENSMA, 2015.

[17] M. Dabo, C. Gauthier, P. Kékicheff, and T. Roland, "Analysis of the mechanical behavior of a polymer foam from 3d full-field strain measurement coupled with finite element modeling at the micro-structural scale," *Congrès Français de Mécanique*, 2013.

[18] Eurima, "Eurima - production process." https ://www.eurima.org/about-mineral-wool/production-process.html. Consulté le : 28/04/2021.

[19] "Processus de fabrication de quelques isolants thermiques." https ://le webpedagogique.com/dalexandre/files/2011/01/energie_seq1_act6_el_doc-0579493001277301144.pdf. Consulté le : 28/04/2021.

[20] A. Buska and R. Mačiulaitis, "The compressive strength properties of mineral wool slabs : Influence of structure anisotropy and methodical factors," *Journal of Civil Engineering and Management*, vol. 13, no. 2, pp. 97–106, 2007.

[21] L. Chapelle, *Characterization and modelling of the mechanical properties of mineral wool*. PhD thesis, Technical University of Denmark, 2016.

[22] S. Bergonnier, F. Hild, and S. Roux, "Digital image correlation used for mechanical tests on crimped glass wool samples," *The Journal of Strain Analysis for Engineering Design*, vol. 40, no. 2, pp. 185–197, 2005.

[23] L. Steponaitis, S. Vėjelis, and S. Vaitkus, "Analysis of structure and deformation mechanisms of mineral wool slabs under compression," *Materials Science*, vol. 18, no. 2, 2012.

[24] T. Pritz, "Frequency dependence of frame dynamic characteristics of mineral and glass wool materials," *Journal of Sound and Vibration*, vol. 106, no. 1, pp. 161–169, 1986.

[25] V. Tarnow, "Dynamic measurements of the elastic constants of glass wool," *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 118, no. 6, pp. 3672–3678, 2005.

[26] Recticel-Insulation, "Fiche technique fitforall." https ://www.recticelinsulation.com /sites/default/files/downloads/Recticel_FITFORALL_Fiche-Technique_20210101_fr-fr.pdf. Consulté le : 10/05/2021.

[27] P. Guegan and F. Pasco, "Caractérisation du comportement mécanique des matériaux en compression dynamique - application des barres de hopkinson," *Congrès national des professeurs de physique-chimie*, 2012.

[28] C. Pavel and D. Blagoeva, "Competitive landscape of the eu's insulation materials industry for energy-efficient buildings," tech. rep., Publications Office of the European Union, Luxembourg, 2018.

[29] S. Schiavoni, F. DAlessandro, F. Bianchi, and F. Asdrubali, "Insulation materials for the building sector : A review and comparative analysis," *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, vol. 62, pp. 988–1011, 2016.

[30] A. Buska, *The influence of macrostructure and other physical characteristics on compressive parameters of mineral wool products.* PhD thesis, Vilnius Gediminas Technical University, 2010.

[31] B. P. Jelle, "Traditional, state-of-the-art and future thermal building insulation materials and solutions – properties, requirements and possibilities," *Energy and Buildings*, vol. 43, no. 10, pp. 2549–2563, 2011.

[32] J.-L. Salager and L. Choplin, "Mousses formation, formulation et propriétés," *Techniques de l'ingénieur Cosmétiques : procédés de formulation*, vol. base documentaire : TIB634DUO., no. ref. article : j2200, 2008. fre.

[33] J. Bikard, "Fabrication des mousses en polyuréthane," *Techniques de l'ingénieur Plasturgie : procédés spécifiques aux composites*, vol. base documentaire : TIB474DUO., no. ref. article : am3714, 2009. fre.

[34] Isover, "Les isolants en laine de verre." https ://www.isover.fr/guides/materiaux-isolants/les-isolants-en-laine-de-verre. Consulté le : 28/04/2021.

[35] W. Albrecht, "Change over time in the thermal conductivity of ten-year-old pur rigid foam boards with diffusion-open facings," *Cellular Polymers*, vol. 23, no. 3, pp. 161–172, 2004.

[36] H. E. Mostafa, W. W. El-Dakhakhni, and W. F. Mekky, "Use of reinforced rigid polyurethane foam for blast hazard mitigation," *Journal of Reinforced Plastics and Composites*, vol. 29, no. 20, pp. 3048–3057, 2010.

[37] H. Jmal, R. Dupuis, and E. Aubry, "Quasi-static behavior identification of polyurethane foam using a memory integer model and the difference-forces method," *Journal of Cellular Plastics*, vol. 47, no. 5, pp. 447–465, 2011.

[38] M. Marvi-Mashhadi, C. Lopes, and J. LLorca, "Modelling of the mechanical behavior of polyurethane foams by means of micromechanical characterization and computational homogenization," *International Journal of Solids and Structures*, vol. 146, pp. 154–166, 2018.

[39] F. Stazi, F. Tittarelli, F. Saltarelli, G. Chiappini, A. Morini, G. Cerri, and S. Lenci, "Carbon nanofibers in polyurethane foams : Experimental evaluation of thermo-hygrometric and mechanical performance," *Polymer Testing*, vol. 67, pp. 234–245, 2018.

[40] J.-M. Kim, J.-H. Kim, J.-H. Ahn, J.-D. Kim, S. Park, K. H. Park, and J.-M. Lee, "Synthesis of nanoparticle-enhanced polyurethane foams and evaluation of mechanical characteristics," *Composites Part B : Engineering*, vol. 136, pp. 28–38, 2018.

[41] E. Linul, D. A. Şerban, L. Marsavina, and T. Sadowski, "Assessment of collapse diagrams of rigid polyurethane foams under dynamic loading conditions," *Archives of Civil and Mechanical Engineering*, vol. 17, no. 3, pp. 457–466, 2017.

[42] R. Panowicz and D. Miedzińska, "Numerical and experimental research on polyisocyanurate foam," *Computational Materials Science*, vol. 64, pp. 126–129, 2012. Proceedings of the 21st International Workshop on Computational Mechanics of Materials (IWCMM 21).

[43] J. Andersons, M. Kirpluks, L. Stiebra, and U. Cabulis, "Anisotropy of the stiffness and strength of rigid low-density closed-cell polyisocyanurate foams," *Materials & Design*, vol. 92, pp. 836–845, 2016.

[44] A. Pellegrino, V. Tagarielli, R. Gerlach, and N. Petrinic, "The mechanical response of a syntactic polyurethane foam at low and high rates of strain," *International Journal of Impact Engineering*, vol. 75, pp. 214–221, 2015.

[45] L. Marsavina, D. M. Constantinescu, E. Linul, F. A. Stuparu, and D. A. Apostol, "Experimental and numerical crack paths in pur foams," *Engineering Fracture Mechanics*, vol. 167, pp. 68–83, 2016. SI :CRACK PATHS 2015.

[46] S. Deschanel, *Dynamique des précurseurs de la rupture des matériaux hétérogènes : application aux mousses polymères vitreuses.* PhD thesis, INSA Lyon, 2005.

[47] T. R. Walter, A. W. Richards, and G. Subhash, "A Unified Phenomenological Model for Tensile and Compressive Response of Polymeric Foams," *Journal of Engineering Materials and Technology*, vol. 131, 12 2008. 011009.

[48] H. Ousji, B. Belkassem, M. Louar, B. Reymen, L. Pyl, and J. Vantomme, "Experimental study of the effectiveness of sacrificial cladding using polymeric foams as crushable core with a simply supported steel beam," *Advances in Civil Engineering*, 2016.

[49] J.-P. Yvrard, *Expérimentation et modélisation du comportement mécanique du polystyrène expansé.* PhD thesis, Université des Sciences et Technologies de Lille, 1998.

[50] W. Chen, H. Hao, D. Hughes, Y. Shi, J. Cui, and Z.-X. Li, "Static and dynamic mechanical properties of expanded polystyrene," *Materials & Design*, vol. 69, pp. 170–180, 2015.

[51] B. Song, W. W. Chen, S. Dou, N. A. Winfree, and J. H. Kang, "Strain-rate effects on elastic and early cell-collapse responses of a polystyrene foam," *International Journal of Impact Engineering*, vol. 31, no. 5, pp. 509–521, 2005.

[52] R. Gover and P. Gudimetla, "Testing and simulation of extruded polystyrene foam at low to moderate strain rates," in *Proceedings of the First International Conference on Engineering, Designing and Developing the Built Environment for Sustainable Wellbeing* (C. J. L. Cowled, ed.), pp. 326–331, Australia : Queensland University of Technology, 2011.

[53] E. Sadek and N. Fouad, "Finite element modeling of compression behavior of extruded polystyrene foam using x-ray tomography," *Journal of Cellular Plastics*, vol. 49, no. 2, pp. 161–191, 2013.

[54] O. Duboeuf, R. Dupuis, E. Aubry, and M. Lauth, "Analyse du comportement dynamique de mousses de polyuréthane par des tests vibratoires," *Congrès Français de Mécanique*, 2015.

[55] H. Zhao, G. Gary, and J. Klepaczko, "On the use of a viscoelastic split hopkinson pressure bar," *International Journal of Impact Engineering*, vol. 19, no. 4, pp. 319–330, 1997.

[56] H. Zhao, "Testing of polymeric foams at high and medium strain rates," *Polymer Testing*, vol. 16, no. 5, pp. 507–516, 1997.

[57] B. Song, M. J. Forrestal, and W. Chen, "Dynamic and quasi-static propagation of compaction waves in a low-density epoxy foam," *Experimental Mechanics*, vol. 46, no. 2, p. 127–136, 2006.

[58] D. A. Serban, T. Voiconi, E. Linul, L. Marsavina, and N. Modler, "Viscoelastic properties of pur foams impact excitation and dynamic mechanical analysis," *Materiale Plastice*, vol. 52, no. 4, pp. 537–541, 2015.

[59] O. Doutres, *Caractérisation mécanique de matériaux fibreux en vibro-acoustique.* PhD thesis, Université du Maine, 2007.

[60] A. Renault, *Caractérisation mécanique dynamique de matériaux poro-visco-élastiques.* PhD thesis, Université de Sherbrooke, 2008.

[61] M. Deverge, *Propriétés mécaniques et rhéologiques des mousses de polymères réticulés.* PhD thesis, Université du Maine, 2006.

[62] S. Ouellet, D. Cronin, and M. Worswick, "Compressive response of polymeric foams under quasi-static, medium and high strain rate conditions," *Polymer Testing*, vol. 25, no. 6, pp. 731–743, 2006.

[63] B.-K. Hwang, S.-K. Kim, J.-H. Kim, J.-D. Kim, and J.-M. Lee, "Dynamic compressive behavior of rigid polyurethane foam with various densities under different temperatures," *International Journal of Mechanical Sciences*, vol. 180, p. 105657, 2020.

[64] R. Yan, R. Wang, C.-W. Lou, S.-Y. Huang, and J.-H. Lin, "Quasi-static and dynamic mechanical responses of hybrid laminated composites based on high-density flexible polyurethane foam," *Composites Part B : Engineering*, vol. 83, pp. 253–263, 2015.

[65] H. L. Schreyer, Q. H. Zuo, and A. K. Maji, "Anisotropic plasticity model for foams and honeycombs," *Journal of Engineering Mechanics*, vol. 120, no. 9, pp. 1913–1930, 1994.

[66] O. Faruque, N. N. Liu, and C. C. Chou, "Strain rate dependent foam - constituitive modeling and applications," *SAE Transactions*, vol. 106, pp. 904–912, 1997.

[67] M. Avalle, G. Belingardi, and R. Montanini, "Characterization of polymeric structural foams under compressive impact loading by means of energy-absorption diagram," *International Journal of Impact Engineering*, vol. 25, no. 5, pp. 455–472, 2001.

[68] S. Ravindran, B. Koohbor, P. Malchow, and A. Kidane, "Experimental characterization of compaction wave propagation in cellular polymers," *International Journal of Solids and Structures*, vol. 139-140, pp. 270–282, 2018.

[69] W. W. Chen and B. Song, *Kolsky Compression Bar Experiments on Soft Materials*, pp. 119–175. Boston, MA : Springer US, 2011.

[70] I. M. Daniel, J.-M. Cho, and B. T. Werner, "Characterization and modeling of stain-rate-dependent behavior of polymeric foams," *Composites Part A : Applied Science and Manufacturing*, vol. 45, pp. 70–78, 2013.

[71] W. Chen, F. Lu, and N. Winfree, "High-strain-rate compressive behavior of a rigid polyurethane foam with various densities," *Experimental Mechanics*, vol. 42, p. 65–73, 2002.

[72] I. Elnasri, *Comportement des matéeriaux cellulaires sous impact et de panneaux sandwichs sous perforation dynamique.* PhD thesis, École normale supérieure de Cachan - ENS Cachan, 2006.

[73] P. Pradel, *Étude de la compaction dynamique de mousses polymères : Expériences et modélisation.* PhD thesis, ISAE-ENSMA, 2017.

[74] P. Li, Y. Guo, M. Zhou, and V. Shim, "Response of anisotropic polyurethane foam to compression at different loading angles and strain rates," *International journal of impact engineering*, vol. 127, pp. 154–168, May 2019.

[75] R. Bouix, *Caractérisation mécanique et modélisation numérique du comportement des mousses polymériques sous sollicitations statiques et dynamiques.* PhD thesis, Arts et Métiers ParisTech, 2008.

[76] O. Weißenborn, C. Ebert, and M. Gude, "Modelling of the strain rate dependent deformation behaviour of rigid polyurethane foams," *Polymer Testing*, vol. 54, pp. 145–149, 2016.

[77] C. Ebert, W. Hufenbach, A. Langkamp, and M. Gude, "Modelling of strain rate dependent deformation behaviour of polypropylene," *Polymer Testing*, vol. 30, no. 2, pp. 183–187, 2011.

[78] S. Berezvai and A. Kossa, "Characterization of a thermoplastic foam material with the two-layer viscoplastic model," *Materials Today : Proceedings*, vol. 4, no. 5, Part 1, pp. 5749–5754, 2017. 33rd Danubia Adria Symposium on Advances in Experimental Mechanics, 20-23 September 2016.

[79] B. Fazekas and T. J. Goda, "Numerical stress solutions for the accurate calibration of hyper-viscoelastic material models of polymer foams," *International Journal of Solids and Structures*, vol. 191-192, pp. 390–400, 2020.

[80] M. Ju, *Contribution à la modélisation du comportement visco-hyper-élastique de mousses de polyuréthane : Validation expérimentale en quasi-statique.* PhD thesis, Université de Haute Alsace - Mulhouse, 2014.

[81] S. Kim, H. Shin, S. Rhim, and K. Y. Rhee, "Calibration of hyperelastic and hyperfoam constitutive models for an indentation event of rigid polyurethane foam," *Composites Part B : Engineering*, vol. 163, pp. 297–302, 2019.

[82] P. J. Blatz and W. L. Ko, "Application of finite elastic theory to the deformation of rubbery materials," *Transactions of the Society of Rheology*, vol. 6, no. 1, pp. 223–252, 1962.

[83] S. Reid and C. Peng, "Dynamic uniaxial crushing of wood," *International Journal of Impact Engineering*, vol. 19, no. 5, pp. 531–570, 1997.

[84] Z. Zheng, Y. Liu, J. Yu, and S. R. Reid, "Dynamic crushing of cellular materials : Continuum-based wave models for the transitional and shock modes," *International Journal of Impact Engineering*, vol. 42, pp. 66–79, 2012.

[85] S. L. Lopatnikov, B. A. Gama, and J. W. Gillespie, "Modeling the progressive collapse behavior of metal foams," *International Journal of Impact Engineering*, vol. 34, no. 3, pp. 587–595, 2007.

[86] J. Harrigan, S. Reid, and A. Seyed Yaghoubi, "The correct analysis of shocks in a cellular material," *International Journal of Impact Engineering*, vol. 37, pp. 918–927, Aug. 2010.

[87] S. Pattofatto, I. Elnasri, H. Zhao, H. Tsitsiris, F. Hild, and Y. Girard, "Shock enhancement of cellular structures under impact loading : Part ii analysis," *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, vol. 55, no. 12, pp. 2672–2686, 2007.

[88] C. Patou, A. Simonnet, and J. Watteau, "Dynamique et émission neutronique d'une décharge électrique non cylindrique focalisante," *Journal de Physique*, vol. 29, no. 11-12, pp. 973–984, 1968.

[89] M. Rabiński and K. Zdunek, "Snow plow model of ipd discharge," *Vacuum*, vol. 70, no. 2, pp. 303–306, 2003. The International Symposium on Ion Implantation and Other Applica tions of Ions and Electrons - ION 2002.

[90] W. Herrmann, "Constitutive equation for the dynamic compaction of ductile porous materials," *Journal of Applied Physics*, vol. 40, no. 6, pp. 2490–2499, 1969.

[91] B. Sirok, B. Blagojevic, and P. Bullen, *Mineral Wool : Production and Properties*. Woodhead Publishing Series in Metals and Surface Engineering, Elsevier Science, 2008.

[92] Isover, "Laines minérales : process de fabrication." https ://www.isover.fr/connaitre-isover/notre-savoir-faire/fabrication-des-laines-minerales. Consulté le : 28/04/2021.

[93] A. Buska, R. Mačiulaitis, and Žymantas Rudzionis, "New method for determination of mineral wool products macrostructure," *Materials Science*, vol. 21, no. 2, 2015.

[94] H. Rice and P. Göransson, "A dynamical model of light fibrous materials," *International Journal of Mechanical Sciences*, vol. 41, no. 4, pp. 561–579, 1999.

[95] J. Allard, R. Bourdier, and A. L'Esperance, "Anisotropy effect in glass wool on normal impedance in oblique incidence," *Journal of Sound and Vibration*, vol. 114, no. 2, pp. 233–238, 1987.

[96] "Thermal insulating products for building applications - determination of compression behaviour," Standard NF EN 826 Mai 2013, 2013.

[97] A. Buska and R. Mačiulaitis, "Investigation of the compressive stress of the layered-structure dual-density mineral wool slabs," *Materials Science (MEDŽIAGOTYRA)*, vol. 13, no. 4, 2007.

[98] A. Buska, R. Mačiulaitis, and Žymantas Rudzionis, "Mineral wool macrostructure parameter's relation with the product's mechanical properties," *Materials Science*, vol. 22, no. 1, 2016.

[99] I. Gnip, S. Vaitkus, V. Keršulis, and S. Vėjelis, "Predicting the deformability of mineral wool slabs under constant compressive stress," *Construction and Building Materials*, vol. 23, no. 5, pp. 1928–1934, 2009. Compatibility of Plasters and Renders on Salt Loaded Substrates.

[100] I. Gnip, S. Vėjelis, V. Keršulis, and S. Vaitkus, "Strength and deformability of mineral wool slabs under short-term compressive, tensile and shear loads," *Construction and Building Materials*, vol. 24, no. 11, pp. 2124–2134, 2010.

[101] I. Gnip, S. Vaitkus, and S. Vėjelis, "An estimated prediction of the deformability of mineral wool (mw) slabs under long-term compressive stress," *Construction and Building Materials*, vol. 38, pp. 675–680, 2013. 25th Anniversary Session for ACI 228 – Building on the Past for the Future of NDT of Concrete.

[102] F. Hild, B. Raka, M. Baudequin, S. Roux, and F. Cantelaube, "Multiscale displacement field measurements of compressed mineral-wool samples by digital image correlation," *Appl. Opt.*, vol. 41, pp. 6815–6828, Nov 2002.

[103] J.-F. Witz, S. Roux, F. Hild, and J.-B. Rieunier, "Mechanical Properties of Crimped Mineral Wools : Identification From Digital Image Correlation," *Journal of Engineering Materials and Technology*, vol. 130, 03 2008. 021016.

[104] F. Hild, E. Maire, S. Roux, and J.-F. Witz, "Three-dimensional analysis of a compression test on stone wool," *Acta Materialia*, vol. 57, no. 11, pp. 3310–3320, 2009.

[105] B. Nagy, T. K. Simon, and R. Nemes, "Effect of built-in mineral wool insulations durability on its thermal and mechanical performance," *Journal of Thermal Analysis and Calorimetry*, vol. 139, 01 2020.

[106] T. Pritz, "Non-linearity of frame dynamic characteristics of mineral and glass wool materials," *Journal of Sound and Vibration*, vol. 136, no. 2, pp. 263–274, 1990.

[107] V. Tarnow, "Measurements of anisotropic sound propagation in glass wool," *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 108, no. 5, pp. 2243–2247, 2000.

[108] D. L. Johnson, J. Koplik, and R. Dashen, "Theory of dynamic permeability and tortuosity in fluid-saturated porous media," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 176, p. 379–402, 1987.

[109] Y. Champoux and J. F. Allard, "Dynamic tortuosity and bulk modulus in air-saturated porous media," *Journal of Applied Physics*, vol. 70, no. 4, pp. 1975–1979, 1991.

[110] M. A. Biot, "Theory of propagation of elastic waves in a fluid-saturated porous solid. i. low-frequency range," *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 28, no. 2, pp. 168–178, 1956.

[111] C. M. van Wyk, "20—note on the compressibility of wool," *Journal of the Textile Institute Transactions*, vol. 37, no. 12, pp. T285–T292, 1946.

[112] S. Toll, "Packing mechanics of fiber reinforcements," *Polymer Engineering & Science*, vol. 38, no. 8, pp. 1337–1350, 1998.

[113] C. Langlais and S. Klarsfeld, "Isolation thermique à température ambiante. transferts de chaleur," *Techniques de l'ingénieur Fluides, contrôle et isolation thermiques*, vol. base documentaire : TIB595DUO., no. ref. article : be9859, 2004. fre.

[114] ASTM International, "Standard test method for measuring compressive properties of thermal insulations," standard, ASTM International, West Conshohocken, PA, 2007.

[115] A. T. Huber and L. J. Gibson, "Anisotropy of foams," *Journal of Materials Science*, vol. 23, no. 8, pp. 3031–3040, 1988.

[116] Q. M. Li, I. Magkiriadis, and J. J. Harrigan, "Compressive strain at the onset of densification of cellular solids," *Journal of Cellular Plastics*, vol. 42, no. 5, pp. 371–392, 2006.

[117] LaMCoS, "Icasoft - help." https ://lamcos.insa-lyon.fr/files/logiciels/icasoft/help/index.htm. Consulté le : 10/05/2021.

[118] F. M. S. Mguil-Touchal and M. Brunei, "Various experimental applications of digital image correlation method," *Transactions on Modelling and Simulation*, vol. 17, 1997.

[119] F. Hild and S. Roux, "Correliq4 : A software for "finite-element" displacement field measurements by digital image correlation," *Internal report no. 269*, 2008.

[120] J. Berthelot, *Matériaux composites : comportement mécanique et analyse des structures*. Recherche en mécanique, Masson, 1996.

[121] URSA, "Panneau laine de verre thermocustic 32pp kraft ursa 1.35x0.60m, ep.75mm, r=2.34." https ://www.leroymerlin.fr/produits/materiaux/isolation/laine-de-verre/laine-de-verre-mur/panneau-laine-de-verre-thermocustic-32pp-kraft-ursa-1-35x0-60m-ep-75mm-r-2-34-70245161.html. Consulté le : 10/05/2021.

[122] URSA, "Déclaration des performances num 33ugw32kp16111." https ://www.pointp.fr/asset/38/80/AST3113880.pdf. Consulté le : 10/05/2021.

[123] J. Lemaitre, J. Chaboche, A. Benallal, and R. Desmorat, *Mécanique des matériaux solides - 3e éd.* Dunod, 2020.

[124] P. Bailly, *Chocs et impacts sur les matériaux et les structures : de la théorie aux méthodes de l'ingénieur*. Collection Génie civil, Lavoisier, 2013.

[125] Y.-K. Wen, "Method for random vibration of hysteretic systems," *Journal of the Engineering Mechanics Division*, vol. 102, no. 2, pp. 249–263, 1976.

[126] Y. K. Lin and G. Q. Cai, "Random vibration of hysteretic systems," in *Nonlinear Dynamics in Engineering Systems* (W. Schiehlen, ed.), (Berlin, Heidelberg), pp. 189–196, Springer Berlin Heidelberg, 1990.

[127] H.-J. Yu, W.-L. Yang, Z.-X. Yang, W. Dong, Z.-J. Du, and Z.-Y. Yan, "Hysteresis analysis of a notched continuum manipulator driven by tendon," *Mechanical Sciences*, vol. 9, no. 1, pp. 211–219, 2018.

[128] B. Hopkinson, "A method of measuring the pressure produced in the detonation of high explosives or by the impact of bullets," *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character*, vol. 89, no. 612, pp. 411–413, 1914.

[129] H. Kolsky, "An investigation of the mechanical properties of materials at very high rates of loading," *Proceedings of the Physical Society. Section B*, vol. 62, no. 11, pp. 676–700, 1949.

[130] E. Davies and S. Hunter, "The dynamic compression testing of solids by the method of the split hopkinson pressure bar," *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, vol. 11, no. 3, pp. 155–179, 1963.

[131] "David : Dépouillement d'essais aux barres de hopkinson." https ://www.sites.google.com/site/hopkinsonbars/francais/david. Consulté le : 31/05/2021.

[132] H. Zeng and P. Bailly, "Experimental characterization of dynamic behaviour of gelatin-based material using dic," *Polymer Testing*, vol. 63, pp. 298–306, 2017.

[133] R. Othman, S. Aloui, and A. Poitou, "Identification of non-homogeneous stress fields in dynamic experiments with a non parametric method," *Polymer Testing*, vol. 29, no. 5, pp. 616–623, 2010.

[134] B. Persoz, *La rhéologie.* Masson & Cie, 1969.

[135] Y. Chastel, E. Hudry, S. Forest, and C. Peytour, "Mechanical behaviour of aluminium foams for various deformation paths. experiment and modelling," in *International conference on metal foams and porous metal structures*, pp. 263–268, MIT Verlag, 1999.

[136] S. Forest, J.-S. Blazy, Y. Chastel, and F. Moussy, "Continuum modeling of strain localization phenomena in metallic foams," *Journal of materials science*, vol. 40, no. 22, pp. 5903–5910, 2005.

[137] K. Aifantis, A. Konstantinidis, and S. Forest, "Modeling strain localization bands in metal foams," *Journal of computational and theoretical nanoscience*, vol. 7, no. 2, pp. 360–366, 2010.

[138] M. Zaiser, F. Mill, A. Konstantinidis, and K. E. Aifantis, "Strain localization and strain propagation in collapsible solid foams," *Materials Science and Engineering : A*, vol. 567, pp. 38–45, 2013.

[139] L. Blanc, *Caractérisation expérimentale et numérique du chargement généré par une explosion sur un bâtiment.* PhD thesis, INSA Centre Val de Loire, 2016.

[140] S. S. Herrera, *Étude expérimentale et numérique du comportement d'un bâtiment industriel en charpente métallique soumis aux effets d'une onde de surpression.* PhD thesis, Université d'Orléans, 2016.

[141] J. M. Dewey and A. G. Gaydon, "The air velocity in blast waves from t.n.t. explosions," *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences*, vol. 279, no. 1378, pp. 366–385, 1964.

[142] "Les bardages," *Techniques de l'ingénieur, Techniques du bâtiment : Isoler et revêtir les façades*, vol. base documentaire : TIE811DUO., no. ref. article : tba2160, 2007. fre.

[143] J. Délery, *Traité d'aérodynamique compressible : Applications de la théorie des caractéristiques et écoulements transsoniques. Volume 3.* Collection Mécanique des fluides, Hermes Science Publications, 2008.

[144] A. F. Tasissa, M. Hautefeuille, J. H. Fitek, and R. A. Radovitzky, "On the formation of friedlander waves in a compressed-gas-driven shock tube," *Proceedings of*

the Royal Society A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences, vol. 472, no. 2186, p. 20150611, 2016.

[145] MSC-Software, *Dytran 2008 r1 Example Problem Manual*.

Hamza EL YAMANI

Caractérisation du comportement mécanique de matériaux isolants sous choc

Résumé :

La réduction des risques, sur des sites Seveso et leurs alentours, face aux sollicitations accidentelles ou malveillantes, passe par la sécurisation des bâtiments aux sollicitations dynamiques de type surpression et impact. L'utilisation d'une isolation par l'extérieur, de type matériau isolant et bardage métallique par exemple, semble une piste intéressante techniquement et économiquement permettant d'allier protection face aux risques technologiques et rénovation énergétique.

Dans ce travail, deux matériaux représentatifs des isolants thermiques plastiques et minéraux ont été retenus, une mousse polyisocyanurate et une laine de verre. La caractérisation mécanique de ce type de matériaux complexes et à très faible masse volumique demeure, dans le contexte de sollicitations dynamiques, largement incomplète à l'heure actuelle et les essais mal maîtrisés.

Des essais de compression simple et œdométrique en régime statique sont réalisés et un suivi par imagerie à haute résolution associé à de la corrélation d'images numérique permet d'identifier les propriétés mécaniques, d'observer l'hétérogénéité des déformations et de suivre la propagation de fronts de compaction dans le matériau.

Des essais dynamiques aux barres de Hopkinson, complétés d'essais DMA, permettent d'étudier la sensibilité à la vitesse de la réponse et de mettre notamment en évidence une dépendance à la vitesse de la contrainte plateau et une insensibilité à la vitesse de la déformation à la densification. Un suivi par imagerie à haute vitesse associé à de la corrélation d'images numérique permet également d'observer l'hétérogénéité des déformations et de déterminer la célérité du front de compaction dans le matériau.

Le comportement mécanique des isolants est reproduit au moyen de lois empiriques ou par assemblage de modèles rhéologiques. Une modélisation simplifiée est proposée pour analyser l'effet potentiel d'un dispositif de protection constitué d'un ensemble bardage et isolant face à une sollicitation dynamique transitoire. Elle montre que si un effet atténuateur est possible, son efficacité va dépendre tout à la fois de la signature de la sollicitation et des caractéristiques physiques et géométriques du système de protection.

Mots clés : Mousse polymère, Laine minérale, Matériau cellulaire, Comportement mécanique, Essais dynamiques

Characterisation of the mechanical behaviour of insulating materials under shock loading

Summary :

Risk reduction on Seveso sites and their surroundings, especially for the protection of industrial buildings in the event of an explosion scenario, is a matter of concern. In the context where the insulation of industrial buildings is becoming more widespread, one solution would be to combine thermal insulation and building protection, by exploiting the absorption capacity of common thermal insulating materials. This solution would be interesting from an economic point of view.

The aim of this PhD thesis is to characterise experimentally the mechanical behaviour of two insulating materials: a polyisocyanurate foam and a glass wool. The mechanical characterisation for dynamic loadings of these kinds of complex materials with very-low densities remains vastly incomplete to this day.

Unconfined and confined compression experiments in static loading are carried out and a follow-up using high-resolution imaging associated with digital image correlation allows to identify the mechanical properties, to observe the heterogeneity of the strain field and to follow the propagation of compaction fronts in the material.

Dynamic compression experiments using the Split Hopkinson Pressure Bars device (SHPB), completed with DMA experiments, allow to study the strain rate sensitivity of the response and to highlight a strain rate dependence of the plateau stress and an insensitivity to the strain rate at densification. A high-speed imaging follow-up associated with digital image correlation also allows to observe the heterogeneity of the strain field and to determine the speed of the compaction front in the material.

The mechanical behaviour of the insulating materials is described using empirical laws or rheological solid models. A simplified model is proposed to analyse the potential effect of a protection device composed of a cladding and a thermal insulating material against a shockwave loading. It shows that if a protection effect is possible, its effectiveness will depend on the signature of the shock loading and the physical and geometrical characteristics of the protection system.

Keywords: Polymeric foam, Mineral wool, Cellular material, Mechanical behaviour, Dynamic experiments

INSTITUT NATIONAL DES SCIENCES APPLIQUÉES CENTRE VAL DE LOIRE

LaMé Laboratoire de Mécanique Gabriel Lamé

Laboratoire de Mécanique Gabriel Lamé
INSA Centre Val de Loire
88, boulevard Lahitolle, 18022 Bourges Cedex

INERIS maîtriser le risque pour un développement durable

Région Centre-Val de Loire