



HAL
open science

Etude de la compaction dynamique de mousses polymères : Expériences et modélisation

Pierre Pradel

► **To cite this version:**

Pierre Pradel. Etude de la compaction dynamique de mousses polymères : Expériences et modélisation. Mécanique des matériaux [physics.class-ph]. Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique - Poitiers, 2017. Français. NNT : . tel-01737770

HAL Id: tel-01737770

<https://theses.hal.science/tel-01737770>

Submitted on 19 Mar 2018

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

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

THÈSE

Pour l'obtention du Grade de
DOCTEUR DE L'ÉCOLE NATIONALE SUPÉRIEURE DE MÉCANIQUE
ET D'AÉROTECHNIQUE
(Diplôme National – Arrêté du 25 mai 2016)

École Doctorale :
Sciences et Ingénierie en Matériaux, Mécanique, Énergétique et Aéronautique

Secteur de Recherche : Mécanique des Matériaux

Présentée par :
Pierre PRADEL

Étude de la compaction dynamique de mousses polymères : Expériences et modélisation

Directeur de thèse : Thibaut DE RESSÉGUIER
Co-encadrant : Frédéric MALAISE

Soutenue le 13 décembre 2017
devant la Commission d'Examen

JURY

Président :

Pascal FORQUIN, Professeur, Université de Grenoble

Rapporteurs :

Michel ARRIGONI, Enseignant-Chercheur, ENSTA Bretagne

Jean-Christophe SANGLEBOEUF, Professeur, Université de Rennes

Membres :

Nadia BAHLOULI, Professeur, Université de Strasbourg

Catherine DELHOMME, Ingénieur, CEA Le Ripault

Didier LOISON, Maître de Conférences, Université de Rennes

Frédéric MALAISE, Ingénieur-Chercheur, CEA CESTA

Thibaut DE RESSÉGUIER, Directeur de Recherche CNRS, Institut P'

« *Écrire, c'est une façon de parler sans être interrompu.* »
Jules Renard

Remerciements

Ah, la rédaction des remerciements... Quel plaisir à côté de l'écriture du manuscrit ! Il faut cependant garder en tête qu'il s'agit d'une des parties les plus importantes dudit manuscrit puisqu'elle peut avoir une influence sur l'humeur du lecteur si celui-ci n'a pas été nommé, alors qu'il aurait très probablement dû l'être. Hâtons-nous donc de remercier toutes les personnes qui ont participé de près ou de loin à l'excellent déroulement de cette thèse !

Je tiens tout d'abord à remercier les membres du jury pour l'intérêt qu'ils ont manifesté pour ce travail de thèse. Je remercie Pascal FORQUIN d'avoir accepté de le présider. J'aimerais aussi remercier Michel ARRIGONI et Jean-Christophe SANGLEBOEUF pour avoir accepté d'en être les rapporteurs. Je remercie également Nadia BAHLOULI, Catherine DELHOMME et Didier LOISON pour avoir accepté de juger mon travail.

Je souhaite remercier mon directeur de thèse Thibaut DE RESSÉGUIER pour m'avoir accompagné, conseillé et épaulé durant ces trois années. Ta passion, ta bonne humeur et ton énergie ont largement contribué au bon déroulement de cette thèse. Merci aux agréables moments passés lors des réunions et des campagnes expérimentales plus ou moins foireuses (je pense en particulier à une nuit blanche passée à tenter de sauver un laser submersible!).

Je voudrais remercier mon encadrant Frédéric MALAISE pour m'avoir proposé ce sujet, guidé, soutenu (et supporté) au quotidien. Merci pour ta disponibilité constante et tes conseils avisés, essentiels à la qualité de ce travail de thèse. Merci aussi aux bons moments passés à tenter de pêcher des écrevisses (quel bon prétexte pour casser la croûte au bord de l'eau!). Tu remercieras d'ailleurs ton père pour ses excellents pâtés.

Je tiens également à remercier l'ensemble du service dans lequel j'ai été (et suis toujours) affecté. Merci en particulier aux chefs et leurs adjoints, Xavier, Pierre-Henri, Nicolas, David et Ludovic pour leur accueil et la confiance qu'ils m'accordent. Merci aussi au reste de l'équipe « dynamique rapide », Isabelle, David, Jean-Luc et Laurent pour l'aide et les conseils qu'ils m'ont apportés, et leur grande disponibilité. Et bien sûr un grand merci à Anne-Pascale et Martine, nos deux super-secrétaires !

Mes remerciements s'adressent ensuite aux équipes travaillant sur les moyens expérimentaux utilisés durant cette thèse. Je souhaite remercier Baptiste, Alain, Béatrice et Françoise travaillant sur le moyen CESAR, ainsi que Christian, Jean-Hugues et Jean-Marc travaillant sur le moyen SYLEX. Un grand merci à l'équipe que j'ai côtoyée durant mes séjours à CEA Le Ripault : Catherine encore, Nicolas et Denis. Merci à Gaël et le reste

de son équipe pour la réalisation des essais GEPI. Merci également à Émilien pour les essais laser sur le GCLT. Je souhaite de plus remercier les personnes avec qui j'ai eu l'occasion de travailler lors des campagnes effectuées à l'ESRF : Alexander, Margie et Valérie, Marc, Yann et Laurent, Joerg, Séverine, Didier encore et Benjamin. Merci à Jacques pour son indispensable participation aux essais laser réalisés à l'Institut P'. La richesse des résultats expérimentaux présentés dans ce manuscrit reflète la grande qualité du travail effectué par ces équipes.

Je tiens à remercier les nombreux thésards, post-docs et stagiaires que j'ai pu, et que j'espère continuer à côtoyer. Les interactions que j'ai pu avoir avec eux, les conseils et les excellents moments passés ont largement contribué à la réalisation de cette thèse dans une atmosphère joviale. Un clin d'œil à Bertrand pour les bons moments passés en congrès et aux casinos à perdre notre argent, et pour les balades à vélo. Je n'oublierai pas non plus notre roadtrip mémorable aux États-Unis (je n'aurai jamais vu autant d'émeus en si peu de temps!). Je tiens aussi à remercier Gentien pour les bons instants passés en ta compagnie, notamment à écouter bramer des cerfs à quelques pas de nous. Merci également à Alexia et Simon, que je continuerai à côtoyer en tant que collègues, Rémi, Florian, Pierre, Thomas, Nicolas, Vincent et Florent.

Je souhaite enfin remercier tous les membres de ma famille. Merci à mes parents pour leur aide et pour m'avoir permis de poursuivre mes études jusqu'à maintenant, merci aussi à ma petite sœur et à mon petit frère pour leur soutien. Merci également à tous les autres membres de ma famille, à mes amis (Guillaume et Sandra entre autres) et amis d'amis pour m'avoir soutenu.

Table des matières

Remerciements	v
Table des matières	vii
Table des figures	xi
Liste des tableaux	xv
Nomenclature	xvii
Glossaire	xix
Introduction	1
1 Synthèse bibliographique	5
1.1 Généralités sur les mousses	5
1.1.1 Définitions	5
1.1.2 Nature du squelette	6
1.1.3 Bilan	9
1.2 Méthodes de caractérisation du comportement mécanique et thermique des mousses	9
1.2.1 Mesures DMA	10
1.2.2 Essais quasi-statiques	12
1.2.3 Essais dynamiques	13
1.2.4 Autres moyens d'essais dynamiques	15
1.2.5 Bilan	16
1.3 Comportement mécanique des mousses polymères	16
1.3.1 Mécanismes de compaction	16
1.3.2 Réponse sous cycles de charge / décharge	17
1.3.3 Effets de la vitesse de déformation	18
1.3.4 Effets de la température	18
1.3.5 Écaillage	19
1.3.6 Absorption d'énergie	19
1.3.7 Bilan	20
1.4 Différentes approches de modélisation	20
1.4.1 Approches micromécaniques	20
1.4.2 Approches numériques à l'échelle mésoscopique	21
1.4.3 Modèles homogènes	22
1.4.4 Discussion sur les choix de modélisation	25

1.5	Démarche de l'étude	25
2	Fabrication et propriétés des échantillons de mousse	27
2.1	Mousse expansée en polyuréthane	27
2.1.1	Fabrication des échantillons	27
2.1.2	Masse volumique	29
2.1.3	Célérité des ondes	29
2.1.4	Transition vitreuse	30
2.1.5	Propriétés thermiques	31
2.2	Mousse syntactique à matrice époxy	31
2.2.1	Fabrication des échantillons	31
2.2.2	Masse volumique	33
2.2.3	Célérité des ondes	33
2.2.4	Transition vitreuse	33
2.2.5	Propriétés thermiques	34
2.3	Synthèse	34
3	Comportement à faible vitesse de déformation	37
3.1	Description du moyen expérimental	37
3.2	Matrice d'essais	38
3.3	Identification des mécanismes de compaction	40
3.4	Influence de la triaxialité des contraintes	45
3.5	Influence de la vitesse de chargement	47
3.6	Influence de la température	48
3.7	Mise en évidence de la viscoélasticité	49
3.8	Synthèse	50
4	Comportement à grande vitesse de déformation	53
4.1	Expériences d'impact de plaques	53
4.1.1	Moyen expérimental	53
4.1.2	Configurations expérimentales	54
4.1.3	Résultats expérimentaux	57
4.2	Expériences GEPI	61
4.2.1	Moyen expérimental	61
4.2.2	Configuration expérimentale	63
4.2.3	Calibration des chargements	64
4.2.4	Écaillage de l'électrode	64
4.2.5	Détermination de la vitesse de déformation	65
4.2.6	Résultats expérimentaux	66
4.3	Synthèse	70
5	Modélisation physico-numérique	71
5.1	Choix de l'échelle de modélisation	71
5.2	Modèle de compaction POREQST	72
5.2.1	Description du modèle	72
5.2.2	Identification des paramètres	75
5.2.3	Confrontations expériences / calculs	81
5.3	Modèle de compaction Hyperfoam	88
5.3.1	Description du modèle	88

5.3.2	Identification des paramètres	91
5.3.3	Confrontations expériences/calculs	94
5.4	Comparaisons entre les modèles POREQST et Hyperfoam	100
5.4.1	Mousse polyuréthane	100
5.4.2	Mousse époxy	101
5.5	Synthèse	102
6	Applications des modèles à d'autres chargements dynamiques	105
6.1	Chocs induits par faisceau d'électrons	105
6.1.1	Présentation du générateur CESAR	105
6.1.2	Configuration expérimentale	106
6.1.3	Chaîne de calcul	107
6.1.4	Calibration des chargements	108
6.1.5	Résultats expérimentaux sur mousses	113
6.1.6	Analyse des résultats à l'aide de simulations numériques	117
6.2	Chocs induits par laser	122
6.2.1	Principe des expériences de choc laser	122
6.2.2	Présentation du laser de l'Institut P'	123
6.2.3	Configurations expérimentales	124
6.2.4	Calibration des chargements	125
6.2.5	Résultats des tirs laser sur mousses	126
6.2.6	Diagramme de marche	128
6.2.7	Analyse des résultats à l'aide de simulations numériques	129
6.3	Expériences de choc laser avec radiographies X	133
6.3.1	Configuration expérimentale	133
6.3.2	Résultats expérimentaux	135
6.4	Simulations numériques 2D des expériences de choc laser	138
6.4.1	Expériences de choc laser réalisées à l'ESRF	138
6.4.2	Modèle numérique mésoscopique	140
6.5	Synthèse	142
	Conclusions et perspectives	145
	Annexes	149
A	Théorie des chocs dans les solides	151
A.1	Définitions d'un choc et d'une détente	151
A.2	Équations caractéristiques	152
A.2.1	Équations de Rankine-Hugoniot	152
A.2.2	Équation d'état	153
A.3	Courbes caractéristiques	153
A.3.1	Courbe d'Hugoniot	153
A.3.2	Polaire de choc	154
A.3.3	Approximations	154
A.4	Transmission / réflexion de chocs plans	155
A.4.1	Transmission / réflexion au passage d'une interface	155
A.4.2	Réflexion d'un choc sur une surface libre	156
A.5	Comportement élasto-plastique	156

A.6	Compaction de matériaux poreux	158
B	Les diagnostics de vitesses	161
B.1	VISAR	161
B.2	VH	161
C	Modèles pour l'aluminium et le PMMA	163
C.1	Modèles pour l'aluminium	163
C.1.1	Loi de comportement élastoplastique SCG	163
C.1.2	Fracture simple	164
C.1.3	Modèle de Johnson	164
C.2	Modèle pour le PMMA	165
C.3	Paramètres matériaux utilisés	165
D	Compléments sur les essais quasi-statiques	167
D.1	Modules d'Young et de compressibilité	167
D.2	Évolution de l'épaisseur des éprouvettes testées au cours du temps	168
E	Principe des mesures ATG et de la microsonde de Castaing	169
E.1	Mesures ATG	169
E.2	Microsonde de Castaing	169
F	Codes de calcul	171
F.1	Code 1D	171
F.2	Code 2D et 3D	172
G	Prise en compte des effets visqueux dans POREQST	173
H	Compléments sur les essais laser	177
H.1	Observations des échantillons de mousse polyuréthane testés	177
H.2	Simulations des essais avec les modèles identifiés à partir des données quasi-statiques	177
H.3	Influence d'un comportement hystérétique en détente sur la réponse de la mousse polyuréthane	178
H.4	Influence de la couche de colle	179
I	Extrapolation à d'autres types de sollicitations	181
	Bibliographie	183
	Résumé	194

Table des figures

1.1	Mousse aqueuse.	6
1.2	Mousses céramiques.	7
1.3	Mousses métalliques.	7
1.4	Mousses polymères.	9
1.5	Courbes de DMA pour un polyuréthane.	11
1.6	Machine de traction / compression et courbe contrainte-déformation.	12
1.7	Principe de fonctionnement des barres d'Hopkinson.	13
1.8	Courbes obtenues pour des essais aux barres d'Hopkinson.	14
1.9	Schéma de principe des essais d'impact de plaques.	14
1.10	Profils de vitesse obtenus pour des essais lanceur.	15
1.11	Points d'Hugoniot obtenus pour des essais lanceur.	15
1.12	Courbe contrainte-déformation typique d'une mousse.	17
1.13	Courbes contrainte-déformation pour deux types de mousses.	18
1.14	Énergie absorbée par une mousse et par le dense constituant le squelette.	19
1.15	Énergie absorbée par des mousses de différentes densités.	20
1.16	Cellules élémentaires pour mousses à porosités ouvertes et fermées.	21
1.17	Surfaces d'écoulement de Gurson pour plusieurs porosités.	25
2.1	Structure de la mousse polyuréthane.	28
2.2	Distribution de la taille des pores dans la mousse polyuréthane.	28
2.3	Échantillons de mousse polyuréthane.	29
2.4	Courbes de DMA pour la mousse polyuréthane.	30
2.5	Courbe d'ATG pour la mousse polyuréthane.	31
2.6	Structure de la mousse époxy.	32
2.7	Types de sphères rencontrés dans la mousse époxy.	32
2.8	Échantillons de mousse époxy.	32
2.9	Courbes de DMA pour la mousse époxy.	33
2.10	Courbe d'ATG pour la mousse époxy.	34
3.1	Échantillons testés en compression quasi-statique.	38
3.2	État des échantillons de mousse après essais quasi-statiques.	38
3.3	Essais quasi-statiques à différentes amplitudes sur mousse polyuréthane.	41
3.4	Essais quasi-statiques à différentes amplitudes sur mousse époxy.	42
3.5	Reproductibilité des essais quasi-statiques.	43
3.6	Tomographie de la mousse polyuréthane sous contrainte.	43
3.7	Détermination du module sécant pour un cycle de charge / décharge.	43
3.8	Essais sur mousse polyuréthane avec retour du plateau à position initiale.	44
3.9	Essais sur mousse époxy avec retour du plateau à position initiale.	45

3.10	Confinement utilisé pour les essais en compression confinée.	46
3.11	Essais en compression confinée sur mousse polyuréthane et époxy.	46
3.12	Essais à différentes vitesses de déplacement.	47
3.13	Essais aux barres d'Hopkinson sur mousses polyuréthane et époxy.	48
3.14	Influence de la température sur le comportement statique d'une mousse.	48
3.15	Essais de relaxation sur les mousses polyuréthane et époxy.	49
3.16	Essais avec des périodes de repos sur mousse polyuréthane.	50
3.17	Essais avec des périodes de repos sur mousse époxy.	51
4.1	Photographie du lanceur SYLEX.	54
4.2	Schéma de montage d'un essai SYLEX et vue de la face arrière de la cible.	54
4.3	Diagrammes de marche des essais SYLEX pour les trois configurations.	57
4.4	Profils de vitesse mesurés pour les essais SYLEX sur mousse polyuréthane.	58
4.5	Profils de vitesse mesurés pour les essais SYLEX sur mousse époxy.	59
4.6	Courbe vitesse du choc-vitesse matérielle pour le PMMA.	61
4.7	Photographie du générateur GEPI et schéma descriptif des essais.	62
4.8	Signal de courant délivré par GEPI.	62
4.9	Profil de pression généré par GEPI.	63
4.10	Schéma du montage d'un essai GEPI et photographie de l'électrode.	63
4.11	Comparaison expériences / calculs sur l'aluminium pour les essais GEPI.	64
4.12	Présentation des paramètres permettant le calcul de la contrainte à rupture.	65
4.13	Mesures de vitesse pour les essais GEPI sur mousse polyuréthane.	66
4.14	Mesures de vitesse pour les essais GEPI sur mousse époxy.	67
4.15	Mesures de vitesse pour d'autres essais GEPI sur mousse polyuréthane.	68
4.16	Mesures de vitesse pour d'autres essais GEPI sur mousse époxy.	69
5.1	Représentation schématique du modèle POREQST.	73
5.2	Définition de la courbe de compaction.	74
5.3	Essais de compression confinée.	77
5.4	Courbes de compaction POREQST quasi-statiques.	78
5.5	Résultats GEPI simulés avec le modèle POREQST PURQS.	79
5.6	Résultats GEPI simulés avec le modèle POREQST EPOQS.	79
5.7	Courbes de compaction POREQST quasi-statiques et dynamiques.	80
5.8	Courbes d'adoucissement thermique pour les mousses polyuréthane et époxy.	81
5.9	Résultats GEPI simulés avec le modèle POREQST PURDYN.	82
5.10	Résultats SYLEX simulés avec les modèles POREQST PUR.	83
5.11	Courbes contrainte-densité simulées avec les modèles POREQST PUR.	84
5.12	Influence de l'écaillage de l'aluminium sur les résultats des essais GEPI.	85
5.13	Résultats GEPI simulés avec le modèle POREQST EPODYN.	86
5.14	Résultats SYLEX simulés avec les modèles POREQST EPO.	87
5.15	Courbes contrainte-densité simulées avec les modèles POREQST EPO.	88
5.16	Effet Mullins.	90
5.17	Courbes de compaction Hyperfoam quasi-statiques.	92
5.18	Courbes de compaction Hyperfoam quasi-statiques et dynamiques.	93
5.19	Courbes de dissipation d'énergie Hyperfoam.	94
5.20	Résultats GEPI simulés avec les modèles Hyperfoam PUR.	95
5.21	Résultats SYLEX simulés avec les modèles Hyperfoam PUR.	96
5.22	Courbes contrainte-densité simulées avec les modèles Hyperfoam PUR.	97

5.23	Résultats GEPI simulés avec les modèles Hyperfoam EPO.	98
5.24	Résultats SYLEX simulés avec les modèles Hyperfoam EPO.	99
5.25	Courbes contrainte-densité simulées avec les modèles Hyperfoam EPO. . .	100
5.26	Essai GEPI sur polyuréthane simulé avec les deux modèles de poreux. . .	101
5.27	Essai SYLEX sur polyuréthane simulé avec les deux modèles de poreux. .	101
5.28	Essai GEPI sur époxy simulé avec les deux modèles de poreux.	102
5.29	Essai SYLEX sur époxy simulé avec les deux modèles de poreux.	102
6.1	Photographie du générateur CESAR et schéma de la diode.	106
6.2	Schéma de montage d'un essai CESAR et éléments de la cible.	106
6.3	Chaîne de calcul utilisée pour la simulation des essais CESAR.	108
6.4	Schéma descriptif des essais CESAR sur cibles d'aluminium.	108
6.5	Mesures de vitesse sur l'aluminium pour les essais CESAR.	109
6.6	Comparaison expériences / calculs sur l'aluminium sans écaillage.	110
6.7	Micrographies <i>post-mortem</i> réalisées sur des clinquants d'aluminium. . . .	111
6.8	Comparaison expériences / calculs sur l'aluminium avec écaillage.	112
6.9	Courbe contrainte à rupture-vitesse de déformation pour l'aluminium. . .	112
6.10	État de fenêtres en PMMA après des essais CESAR.	113
6.11	Profils de vitesse mesurés pour les essais CESAR sur mousse polyuréthane.	114
6.12	Profils de vitesse mesurés pour les essais CESAR sur mousse époxy. . . .	115
6.13	Observations d'échantillons de mousse polyuréthane testés sur CESAR. .	116
6.14	Observations d'échantillons de mousse époxy testés sur CESAR.	117
6.15	Résultats CESAR sur polyuréthane simulés avec les modèles dynamiques.	118
6.16	Résultats CESAR sur époxy simulés avec les modèles dynamiques.	119
6.17	Courbe contrainte en sortie-contrainte incidente pour des essais CESAR. .	120
6.18	Courbes contrainte-densité et épaisseur-temps simulées pour l'essai n°3221.	121
6.19	Courbes contrainte-densité et épaisseur-temps simulées pour l'essai n°3331.	121
6.20	Température calculée dans les échantillons de mousse polyuréthane. . . .	122
6.21	Schéma descriptif d'un essai laser.	123
6.22	Caractéristiques des impulsions délivrées par le laser de l'Institut P'. . .	123
6.23	Configuration des essais laser réalisés à l'Institut P'.	124
6.24	Schéma descriptif des essais laser effectués à l'Institut P' sur aluminium. .	125
6.25	Mesures de vitesse sur l'aluminium pour les essais laser.	125
6.26	Pression d'ablation et comparaison expériences / calculs sur l'aluminium.	126
6.27	Profils de vitesse mesurés pour les essais laser sur mousse polyuréthane. .	127
6.28	Profils de vitesse mesurés pour les essais laser sur mousse époxy.	127
6.29	Diagrammes pression-vitesse matérielle et de marche des essais laser. . . .	128
6.30	Résultats laser sur polyuréthane simulés avec les modèles dynamiques. . .	130
6.31	Résultats laser sur époxy simulés avec les modèles dynamiques.	130
6.32	Diagrammes de marche calculés pour l'essai n°1000_09.	131
6.33	Courbe contrainte en sortie-contrainte incidente pour des essais laser. . . .	132
6.34	Schéma descriptif du synchrotron à l'ESRF.	133
6.35	Schéma de montage des essais laser effectués à l'ESRF.	133
6.36	Profil de pression généré pour un des essais laser effectués à l'ESRF. . . .	134
6.37	Synchronisation des différents signaux.	135
6.38	Radiographies pour un essai sur mousse polyuréthane.	136
6.39	Radiographies pour des essais sur mousses polyuréthane et époxy.	137
6.40	Simulation des essais laser réalisés à l'ESRF.	139

6.41	Vue d'ensemble et maillage du modèle mésoscopique.	140
6.42	Profils de pression imposés pour les simulations mésoscopiques.	141
6.43	Déformation et vitesse calculées à l'aide du modèle mésoscopique.	141
6.44	Déformation des pores calculée à l'aide du modèle mésoscopique.	142
A.1	Raidissement d'une compression et étalement d'une détente.	151
A.2	Évolution d'un milieu comprimé par une onde de choc.	152
A.3	Courbe d'Hugoniot.	154
A.4	Polaire de choc.	154
A.5	Transmission / réflexion d'un choc au passage d'une interface.	155
A.6	États induits dans les milieux A et B de part et d'autre de l'interface. . .	156
A.7	Courbe d'Hugoniot d'un matériau élasto-plastique.	157
A.8	Propagation des ondes de choc dans un matériau élasto-plastique.	158
A.9	Courbe d'Hugoniot d'un matériau poreux.	159
A.10	Propagation d'une onde de compression-détente dans un matériau poreux. 159	
B.1	Schéma d'un système VISAR.	162
B.2	Schéma d'un système VH.	162
E.1	Représentation schématique d'une ATG.	169
G.1	Représentation schématique du modèle POREQST avec relaxation.	173
G.2	Essais SYLEX simulés en utilisant les modèles avec relaxation.	174
G.3	Essai SYLEX n°11-16 simulé en utilisant les modèles avec relaxation. . . .	174
G.4	Essai GEPI n°1271 simulé en utilisant les modèles avec relaxation.	175
G.5	Essais CESAR simulés en utilisant les modèles avec relaxation.	175
G.6	Essais laser simulés en utilisant les modèles avec relaxation.	176
G.7	Essai SYLEX simulé en utilisant le modèle « quasi-statique » avec relaxation. 176	
H.1	Observations d'échantillons de mousse polyuréthane testés sur laser. . . .	178
H.2	Résultats laser sur les mousses simulés avec les modèles « quasi-statiques ». 178	
H.3	Résultats laser sur polyuréthane simulés avec deux modèles Hyperfoam. .	179
H.4	Comparaison des profils de pression en utilisant les deux modèles Hyperfoam. 179	
H.5	Comparaison expériences / calculs sans prise en compte des couches de colle. 180	
H.6	Comparaison expériences / calculs avec prise en compte des couches de colle. 180	
I.1	Courbe énergie absorbée-contrainte maximale pour les mousses.	181
I.2	Courbe contrainte maximale-abscisse dans les mousses.	182

Liste des tableaux

2.1	Propriétés thermiques de la mousse polyuréthane et du polyuréthane dense.	31
2.2	Propriétés thermiques de la mousse époxy et de l'époxy dense.	34
3.1	Liste des essais quasi-statiques réalisés.	39
3.2	Modules sécants pour la mousse polyuréthane.	44
3.3	Modules sécants pour la mousse époxy.	44
4.1	Caractéristiques des essais SYLEX réalisés.	56
4.2	LEH des mousses déterminée à l'aide des essais SYLEX.	60
4.3	Données sur l'aluminium Al2024, Al6061-T6 et le PMMA.	60
4.4	Calcul des célérités des ondes dans les mousses à l'aide des essais SYLEX.	60
4.5	Caractéristiques des essais GEPI réalisés.	63
4.6	Calcul des célérités des ondes dans les mousses à l'aide des essais GEPI.	68
5.1	Masse volumique et module de compressibilité des mousses.	76
5.2	Paramètres K_{1s} , K_{2s} et K_{3s} pour le polyuréthane dense et l'époxy dense.	77
5.3	Paramètres des courbes de compaction quasi-statiques.	78
5.4	Paramètres des courbes de compaction dynamiques.	80
5.5	Paramètres des modèles Hyperfoam quasi-statiques.	92
5.6	Paramètres des modèles Hyperfoam dynamiques.	92
5.7	Paramètres de la variable de dissipation d'énergie.	93
6.1	Essais CESAR réalisés sur les mousses polymères.	107
6.2	Essais de calibration réalisés sur CESAR.	109
6.3	Contrainte à rupture de l'aluminium déterminée à partir des essais CESAR.	111
6.4	Calcul des célérités des ondes dans les mousses à l'aide des essais CESAR.	116
6.5	Contraintes maximales calculées pour les essais CESAR.	120
6.6	Liste des essais laser réalisés à l'Institut P'.	124
6.7	Liste des essais de calibration réalisés avec le laser de l'Institut P'.	125
6.8	LEH des mousses déterminée à l'aide des essais laser réalisés à l'Institut P'.	127
6.9	Calcul des célérités des ondes dans les mousses à l'aide des essais laser.	128
6.10	Dimensions des mailles pour le calcul des essais laser.	129
6.11	Contraintes maximales calculées pour les essais laser.	132
6.12	Caractéristiques des lasers Gaia et Quantel utilisés à l'ESRF.	134
6.13	Liste des essais réalisés à l'ESRF.	135
6.14	Calcul des célérités des ondes dans les mousses à l'aide des essais ESRF.	136
6.15	Calcul de la LEH de la mousse polyuréthane à l'aide des essais ESRF.	138
C.1	Paramètres de l'équation d'état BLF pour les aluminiums.	165

C.2 Paramètres du modèle SCG pour les aluminiums.	166
C.3 Paramètres du modèle de Schuler-Nunziato utilisés pour le PMMA.	166
D.1 Modules d'Young et célérité des ondes élastiques des mousses.	167
D.2 Évolution des épaisseurs des échantillons testés en régime quasi-statique. .	168

Nomenclature

α	Distension
α_l	Coefficient de dilatation linéique
Γ	Coefficient de Grüneisen
$\tan \delta$	Facteur d'amortissement
ε	Déformation
$\dot{\varepsilon}$	Vitesse de déformation
$\bar{\varepsilon}$	Tenseur des déformations
$\bar{\varepsilon}_s$	Partie sphérique du tenseur des déformations
$\bar{\varepsilon}_d$	Partie déviatorique du tenseur des déformations
λ	Dilatation
λ_t	Conductivité thermique
μ	Taux de compression
ν	Coefficient de Poisson
ρ	Masse volumique
σ	Contrainte
σ_{eq}	Contrainte équivalente de Von Mises
σ_R	Résistance mécanique
$\bar{\sigma}$	Tenseur des contraintes
$\bar{\sigma}_s = -P\bar{I}$	Partie sphérique du tenseur des contraintes
ϕ	Porosité
C	Célérité du son
C_L	Célérité des ondes élastiques longitudinales
C_p	Chaleur spécifique
C_T	Célérité des ondes élastiques transversales
D	Vitesse du front de choc
E	Énergie interne spécifique
E'	Module de conservation
E''	Module de perte
E_0	Module d'Young
G	Module de cisaillement
\bar{I}	Matrice identité
K	Module de compressibilité
LEH	Limite Élastique d'Hugoniot
P	Pression hydrostatique
P_c	Pression de compactage
S	Entropie
\bar{S}	Partie déviatorique du tenseur des contraintes

t	Temps
T	Température
T_g	Température de transition vitreuse
u	Vitesse matérielle
v	Volume spécifique
Y	Limite d'écoulement
Z	Impédance acoustique

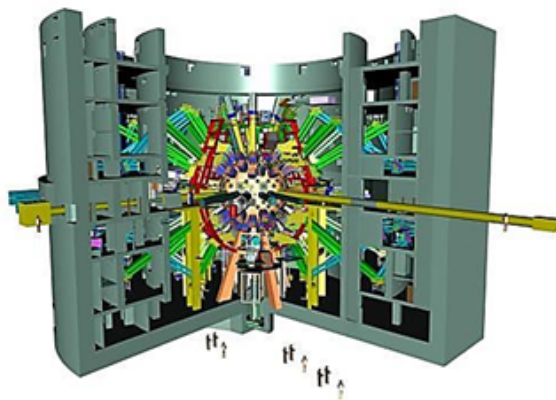
Glossaire

CEA	Commissariat à l'Énergie Atomique et aux Énergies Alternatives
CEG	Centre d'Études de Gramat
CESTA	Centre d'Études Scientifiques et Techniques d'Aquitaine
DAM	Direction des Applications Militaires
DPMM	Département Physique et Mécanique des Matériaux
ESRF	<i>European Synchrotron Radiation Facility</i>
HZDR	<i>Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf</i>
IPR	Institut Physique de Rennes
LMJ	Laser MégaJoule
PIMM	Procédés et Ingénierie en Mécanique et Matériaux

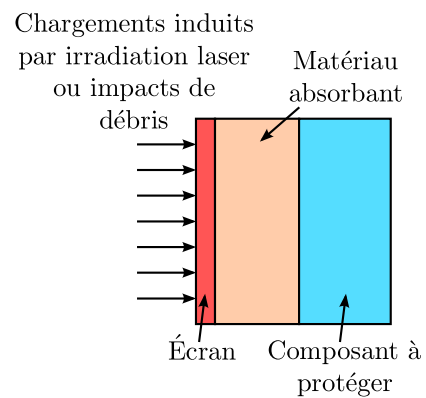
ALE	<i>Arbitrary Lagrangian Eulerian</i>
ATG	Analyse Thermo-Gravimétrique
CESAR	Canon à Électrons Sidonix Après Refonte
DMA	<i>Dynamic Mechanical Analysis</i>
EPP	Élasto-Plastique Parfait
GEPI	Générateur Électrique de Pression Intense
HPP	Hautes Puissances Pulsées
LEH	Limite Élastique d'Hugoniot
MEB	Microscope Électronique à Balayage
MMC	Mécanique des Milieux Continus
MPM	<i>Material Point Method</i>
SHPB	<i>Split Hopkinson Pressure Bar</i>
SPH	<i>Smoothed Particle Hydrodynamics</i>
SYLEX	SYstème de Lancement sur EXplosif
VER	Volume Élementaire Représentatif
VH	Vélocimétrie Hétérodyne
VISAR	<i>Velocity Interferometer System for Any Reflector</i>

Introduction

La protection de marchandises ou de personnes lors d'événements accidentels, comme un crash ou l'impact à grande vitesse d'un projectile, intéresse les industries automobile, aérospatiale, militaire et de l'électronique. Le point commun à toutes ces applications est la recherche de systèmes performants, permettant d'atténuer les effets de chargements intenses et brefs. Les sollicitations qui nous intéressent plus particulièrement sont caractérisées par des niveaux de contrainte élevés (de quelques centaines de mégapascals à plusieurs centaines de gigapascals) et de grandes vitesses de déformation (de 10^3 à 10^7 s $^{-1}$). Le CEA s'intéresse à ce type de sollicitations dans le cadre des expériences qui seront réalisées avec le LMJ dans les prochaines années. En effet, il souhaite développer des systèmes de protection efficaces vis-à-vis d'une irradiation laser ou d'impacts à très grande vitesse de débris.



(a) LMJ.



(b) Empilement.

Laser MégaJoule et dispositif de protection des composants au sein de la chambre d'expériences.

Les dispositifs envisagés pour atténuer les effets de ce type d'agression sont constitués d'un écran métallique ou céramique, censé stopper le faisceau laser ou l'éclat, et un matériau absorbant, utilisé pour diminuer l'intensité des ondes de contrainte transmises vers le composant à protéger. Il existe une multitude de matériaux absorbants. Citons entre autres les mousses aqueuses [1, 2], utilisées pour la protection contre les explosions dans l'air, les matériaux granulaires, tels que le sable employé dans la protection contre les munitions conventionnelles, les matériaux céramiques [3–9], qui servent dans les blindages lourds, les matériaux composites, les métaux poreux [10] et bien sûr les matériaux alvéolaires comme les mousses polymères. Cette dernière classe de matériaux est intéressante, car il s'agit de matériaux légers, avec un excellent rapport masse /

rigidité et de faibles coûts de production.

Dans le cadre de ce travail de thèse, nous avons choisi de nous intéresser à deux filières de mousses polymères : une mousse expansée à matrice polyuréthane et une mousse syntactique à résine époxy. Ces matériaux sont fabriqués par le CEA Le Ripault. L'objectif est de déterminer leur potentiel d'atténuation face à des sollicitations mécaniques intenses (quelques gigapascals) et brèves (de la nanoseconde à la microseconde).

Pour atteindre cet objectif, notre démarche s'appuie à la fois sur des essais quasi-statiques, pour identifier les principaux mécanismes de déformation, et des expériences dynamiques, pour évaluer l'influence du caractère dynamique des sollicitations. Une représentation des mécanismes de compaction de ces matériaux alvéolaires à l'échelle macroscopique est proposée pour nous aider dans l'analyse des résultats des expériences dynamiques, et pour pouvoir extrapoler à des conditions de chargement que nous ne pouvons pas tester expérimentalement. Ces approches de modélisation sont évaluées à l'aide de confrontations expériences / calculs en utilisant notamment le référentiel expérimental correspondant aux expériences dynamiques « canoniques ». Nous comparons finalement les performances des deux mousses polymères étudiées à l'aide d'expériences d'irradiation par faisceau d'électrons (CESAR) et de choc laser.

Le chapitre 1 présente un état de l'art sur les mousses et les méthodes de caractérisation de leurs comportements mécanique et thermique. Les mécanismes de compaction des mousses polymères et les approches de modélisation proposées dans la littérature sont également évoqués.

Dans le chapitre 2, nous donnons les propriétés mécaniques et thermiques des mousses polymères étudiées dans le cadre de cette thèse, ainsi que les méthodes de fabrication des échantillons.

Le chapitre 3 est consacré à la caractérisation du comportement mécanique des mousses en régime quasi-statique et faiblement dynamique. Grâce à l'analyse des résultats expérimentaux, il s'agit d'identifier les principaux mécanismes de compaction, de mettre en évidence l'influence de la vitesse de déformation sur le comportement et d'étudier la réponse des mousses lors de chargements comportant des cycles de charge / décharge.

Dans le chapitre 4, nous étudions le comportement mécanique des mousses à grandes vitesses de déformation à l'aide d'expériences d'impact de plaques et par génération électrique de pression intense à l'aide d'un générateur électrique (GEPI). Ce chapitre permet d'élargir le domaine d'étude des effets de la vitesse de déformation.

Des modèles physico-numériques sont développés dans le chapitre 5 pour représenter la réponse mécanique des mousses en régime dynamique. Ces modèles sont confrontés aux données expérimentales de référence présentées dans le chapitre 4 en vue de leur validation.

Dans le chapitre 6, la capacité d'atténuation des mousses face à des sollicitations mécaniques brèves est évaluée en s'appuyant sur l'analyse des résultats d'expériences d'irradiation par un faisceau d'électrons et par un faisceau laser. Les modèles physico-numériques sont utilisés pour accéder à des grandeurs non mesurées lors des expériences

dynamiques.

Cette thèse a été effectuée au CEA CESTA en collaboration avec le DPMM de l'Institut P' de Poitiers. Les campagnes expérimentales ont été réalisées en partenariat avec le CEA Le Ripault pour les essais quasi-statiques, le CEA Gramat pour les essais GEPI, l'Institut P' pour les essais laser et quasi-statiques avec tomographie, l'ESRF de Grenoble pour les essais laser avec radiographie *in situ*, auxquels ont aussi participé le laboratoire PIMM de Paris, l'IPR et le laboratoire HZDR. Les expériences dynamiques d'impact de plaques (SYLEX) et d'irradiation par faisceau d'électrons (CESAR) ont été effectuées au CEA CESTA.

Chapitre 1

Synthèse bibliographique

LES matériaux poreux sont reconnus depuis des millénaires pour leurs propriétés d'isolation thermique ou électrique et leurs capacités à amortir des « chocs ». La présence de pores permet également de disposer de matériaux légers qui trouvent de nombreuses applications industrielles. Les mousses polymères sont ainsi largement utilisées dans l'industrie aérospatiale, automobile [11–13], maritime [14], électronique [15] et militaire [16].

Dans ce chapitre, nous allons présenter les différents types de mousses disponibles sur le marché. Puis, nous décrirons les principales méthodes expérimentales utilisées pour caractériser leur comportement mécanique. Nous rappellerons ensuite les principaux mécanismes de compaction rencontrés dans les mousses avant de terminer par une présentation des approches de modélisation proposées dans la littérature.

1.1 Généralités sur les mousses

1.1.1 Définitions

Le dictionnaire Larousse [17] définit une mousse – rien à voir avec le verre de bière – comme le « nom donné à certaines matières plastiques ou certains élastomères quand ils sont présentés sous une forme cellulaire ». Il s'agit d'un matériau diphasique constitué d'une phase solide, appelée squelette ou matrice, et d'une phase gazeuse contenue dans des espaces, appelés pores ou cellules. Les mousses font partie de la classe des matériaux alvéolaires.

Parmi les matériaux alvéolaires, nous distinguons les mousses dont la matrice est faite d'un seul bloc ou squelette, et les structures en nid d'abeille, mises en forme par pressage de feuilles et collage. Dans les deux cas, la réponse mécanique du matériau poreux dépend à la fois du comportement du matériau constituant le squelette et de la géométrie de la structure (taille et forme des pores).

Comme la taille des alvéoles des structures en nid d'abeille est généralement millimétrique voire plus et que la protection à mettre en œuvre pour les applications CEA devra être efficace avec seulement quelques millimètres de matière, nous ne retiendrons que les mousses comme solution envisageable.

La nature du squelette joue évidemment un rôle important sur la réponse mécanique

et par conséquent sur la capacité d'amortissement. Le type de structure avec (porosité fermée) ou sans (porosité ouverte) piégeage du gaz dans les pores a également une influence sur les mécanismes de fermeture des cellules.

1.1.2 Nature du squelette

Il existe une multitude de matériaux alvéolaires, qu'ils soient d'origine naturelle (bois, corail, éponge, liège...) ou confectionnés par l'homme. Dans ces derniers, le squelette est composé d'un liquide, d'une céramique, d'un métal ou d'un polymère. Le choix dépend du type d'application visé.

Mousses aqueuses

Les mousses aqueuses sont des milieux diphasiques (figure 1.1), constitués de bulles de gaz séparées par une phase liquide. Elles sont utilisées pour atténuer les ondes de souffle produites par détonation d'un engin explosif [1, 2, 18]. Par rapport à des mousses solides, elles sont plus faciles à générer et à utiliser lors d'opérations de lutte contre les incendies ou de mise en sécurité d'engins pyrotechniques.

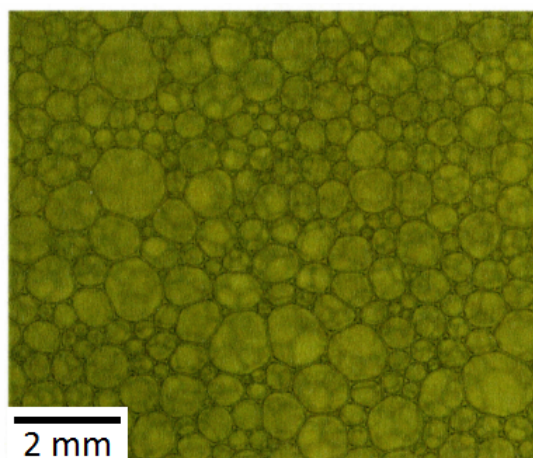
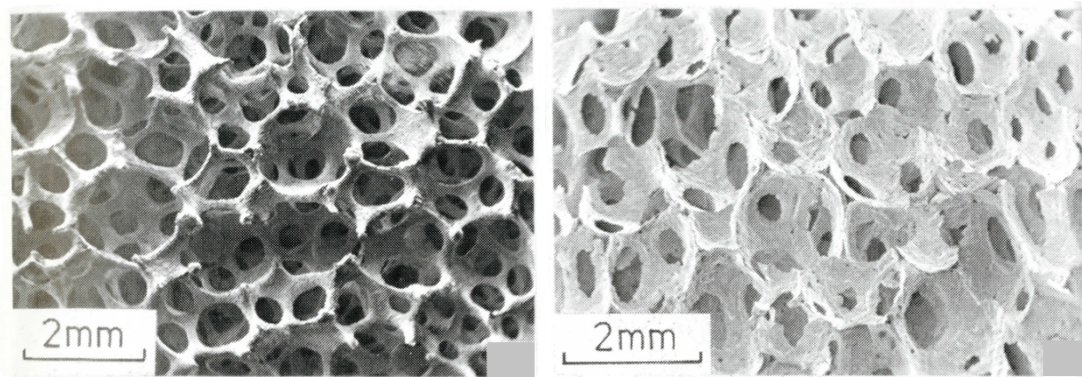


FIG. 1.1: Mousse aqueuse [1].

Mousses céramiques

Les mousses céramiques (figure 1.2) sont fabriquées en imprégnant une mousse polymère à porosité ouverte par une suspension de particules céramiques. Une fois les pores remplis, l'ensemble est séché puis monté en température de sorte à décomposer la partie en polymère [19, 20]. La présence de poches d'air permet de ralentir la propagation de fissures. Toutefois, compte tenu de leur comportement fragile, elles sont inadaptées face à des sollicitations mécaniques successives.



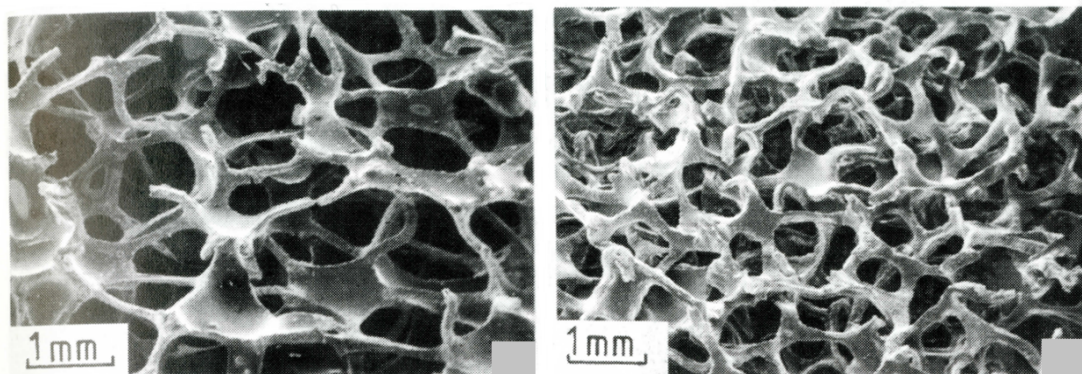
(a) Zircone.

(b) Mullite.

FIG. 1.2: Mousses céramiques [19].

Mousses métalliques

Les mousses métalliques (figure 1.3) sont envisagées comme nouveaux matériaux dans les domaines automobile et militaire en raison de leur faible masse volumique et de leur capacité de dissipation d'énergie lors d'impacts ou de crash. Souvent en alliage d'aluminium, elles sont combinées avec d'autres matériaux pour former des composites [21]. Leur comportement, largement étudié dans la littérature [22, 23], présente une quasi-indépendance à la vitesse de déformation. Leur coût de fabrication est toutefois relativement élevé.



(a) Nickel.

(b) Cuivre.

FIG. 1.3: Mousses métalliques [19].

Mousses polymères

Les mousses polymères sont les plus répandues dans l'industrie. Leur squelette est composé d'un élastomère, d'un polymère thermoplastique (polypropylène, polystyrène [11–13, 24]) ou d'un polymère thermodurcissable (époxy [25–27], polyimide, polyuréthane [14, 15, 28]).

Les élastomères sont des polymères faiblement réticulés. Ils sont généralement amorphes avec une structure tridimensionnelle. La déformation d'un élastomère intervient principalement par modification de la forme des chaînes macromoléculaires. À température ambiante, les modules élastiques sont relativement faibles et la réponse du matériau est élastique non linéaire. Les mécanismes de déformation sont parfaitement réversibles jusqu'à des niveaux de déformation très élevés : c'est l'hyperélasticité.

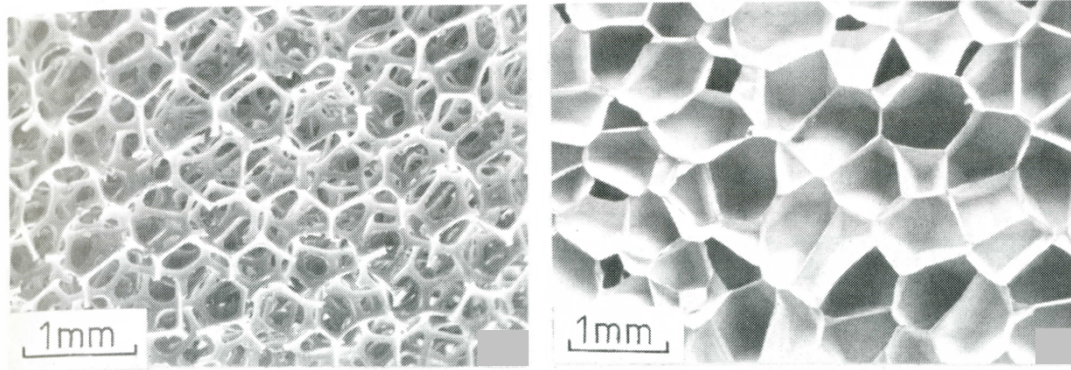
Les thermoplastiques sont constitués de chaînes ramifiées ou linéaires liées entre elles par des liaisons secondaires de faible énergie. Une augmentation de la température rend possible leur passage de l'état solide à l'état liquide. Ce phénomène réversible simplifie leur mise en forme. Les thermoplastiques peuvent être amorphes (structure désordonnée, macromolécules enchevêtrées) ou semi-cristallins (présence d'une phase amorphe et d'une phase cristalline).

Enfin, les thermodurcissables sont des matériaux amorphes (macromolécules enchevêtrées, ou plus communément *le plat de spaghetti*), possédant de fortes liaisons primaires C – C qui lient les molécules entre elles pour former un réseau tridimensionnel. La masse volumique des polymères thermodurcissables est généralement comprise entre 1200 et 1500 kg/m³ [19]. Elle est supérieure à celle des thermoplastiques, à cause de la présence de chaînes linéaires réticulées.

Comme pour tous les polymères, les propriétés des mousses polymères sont sensibles à la température, à la vitesse de déformation et à la triaxialité du chargement mécanique appliqué. La température de transition vitreuse T_g permet de définir le passage du polymère d'un état vitreux ($T < T_g$) à un état caoutchoutique ($T > T_g$).

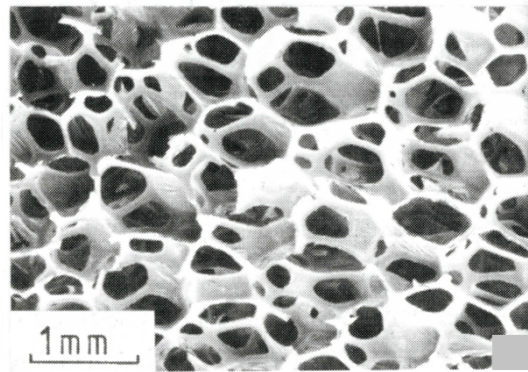
Le mode d'élaboration de ces mousses et leur usinage sont généralement simples, d'où la possibilité de fabriquer des pièces complexes de façon tout à fait maîtrisée. Le développement de l'impression 3D suggère même la maîtrise à plus ou moins long terme de la taille et de la forme des pores. Cette technique prometteuse est actuellement étudiée à CEA Le Ripault.

Dans ces mousses, les pores sont créés lors de réactions chimiques produisant du gaz ou par addition de charges solides renfermant du vide ou un gaz. Les mousses expansées en polyuréthane sont effectivement obtenues en ajoutant de l'eau lors de la polymérisation. Le dioxyde de carbone qui se dégage alors contribue à la formation de pores. La masse volumique finale de la mousse va dépendre de la proportion d'eau rajoutée au mélange initial. Les mousses syntactiques consistent quant à elles à rajouter des charges poreuses (billes de verre, ballons en copolymère rempli de gaz...) dans une matrice d'un matériau polymère quelconque (élastomère, thermoplastique, thermodurcissable). Dans ce cas, la porosité est exclusivement fermée.



(a) Mousse polyuréthane à cellules ouvertes.

(b) Mousse polyéthylène à cellules fermées.



(c) Mousse polyéther à cellules ouvertes et fermées.

FIG. 1.4: Mousses polymères [19].

1.1.3 Bilan

La fabrication des mousses polymères étant moins coûteuse et plus facile à maîtriser, nous avons choisi ce type de matériau pour notre étude. Après quelques années de recherche menées par le CEA, deux types de mousses polymères ont été sélectionnés. Il s'agit d'une mousse expansée à matrice polyuréthane et d'une mousse syntactique à matrice époxy. Leurs caractéristiques physiques et mécaniques seront présentées en détail dans le chapitre 2.

1.2 Méthodes de caractérisation du comportement mécanique et thermique des mousses

La « quantité » de pores contenus dans une mousse est déterminée par le terme appelé porosité. Celle-ci est définie comme étant le rapport du volume occupé par les vides et du volume spécifique total (volume spécifique du matériau poreux) :

$$\phi = \frac{v_{\text{vide}}}{v_{\text{total}}} = 1 - \frac{\rho_0}{\rho_{0s}} = 1 - \lambda_0 = 1 - \frac{1}{\alpha_0} < 1 \quad (1.1)$$

où ρ_0 est la masse volumique initiale du matériau poreux, ρ_{0s} celle du matériau dense. $\lambda_0 = \rho_0/\rho_{0s}$ désigne la dilatation initiale (rapport du volume spécifique du matériau dense et du matériau poreux) et $\alpha_0 = 1/\lambda_0$ la distension initiale. La distension du matériau à

chaque instant de son évolution est définie par $\alpha = v/v_s$ où v est le volume spécifique courant du matériau poreux et v_s celui du matériau dense.

La réponse macroscopique d'une mousse est associée à la fermeture des pores, qu'elle soit réversible ou non. Pour déterminer cette réponse, il est nécessaire d'identifier les principaux mécanismes à l'origine de la fermeture des pores et d'étudier leur évolution en fonction de paramètres tels que la température, la vitesse de déformation ou la triaxialité du chargement.

Il existe différents types d'essais normalisés pour caractériser le comportement mécanique des mousses [29] : test d'indentation, test de rebondissement, test de transmissivité. Ces tests sont intéressants pour faire une analyse comparative de performances entre plusieurs mousses, mais inadaptés pour acquérir des données expérimentales en vue du développement et de la validation d'un modèle. De plus, les sollicitations qui nous intéressent sont caractérisées par des vitesses de déformation relativement élevées. Dans ces conditions, il paraît judicieux de se focaliser sur des essais plus riches, qui permettent de traduire directement ou indirectement la réponse macroscopique de la mousse en terme de relation contrainte-déformation, et qui permettent de balayer une large gamme de vitesses de déformation.

1.2.1 Mesures DMA

Les tests de DMA sont quasiment systématiques pour la caractérisation des polymères. Ils permettent une détermination précise des changements de comportement qui interviennent lors de variations importantes de température ou de vitesse de sollicitation. Ils contribuent en particulier à la mesure de la température de transition vitreuse, qui se traduit par une chute de plusieurs décades des modules élastiques et le passage dans un état dit « caoutchoutique ».

Le principe de ce test est d'appliquer une sollicitation périodique en flexion, torsion, traction ou compression sur un échantillon et d'enregistrer la réponse en fonction de la température et de la fréquence f . La déformation sinusoïdale appliquée et le signal de réponse en contrainte s'écrivent :

$$\varepsilon(t) = \varepsilon_0 \sin(\omega t) \quad \text{et} \quad \sigma(t) = \sigma_0 \sin(\omega t + \delta) \quad (1.2)$$

où ε_0 et σ_0 sont respectivement les amplitudes des cycles de contrainte et de déformation, $\omega = 2\pi f$ est la pulsation, t le temps et δ l'angle de déphasage entre la contrainte et la déformation.

- Si la réponse est en phase avec la sollicitation appliquée, le comportement du polymère est purement élastique.
- Si la réponse est en déphasage, le comportement du polymère est viscoélastique.

En notation complexe, le module E^* est défini par la formule suivante :

$$E^* = \frac{\sigma^*}{\varepsilon^*} = E' + iE'' \quad (1.3)$$

où $\sigma^* = \sigma_0 e^{i(\omega t + \delta)}$ et $\varepsilon^* = \varepsilon_0 e^{i\omega t}$.

Le module de conservation E' correspond à la partie réelle de E^* . Il représente l'élasticité du matériau.

Le module de perte E'' est la partie imaginaire de E^* . Il représente la dissipation par viscoélasticité du matériau.

Ils s'écrivent tous les deux en fonction de l'angle de déphase δ :

$$E' = \frac{\sigma_0}{\varepsilon_0} \cos \delta \quad \text{et} \quad E'' = \frac{\sigma_0}{\varepsilon_0} \sin \delta \quad (1.4)$$

L'angle de déphasage est obtenu à l'aide de la relation suivante :

$$\tan \delta = \frac{E''}{E'} \quad (1.5)$$

La valeur de l'angle de déphasage δ est comprise entre 0° et 90° . Si $\delta = 0^\circ$, le matériau est purement élastique. Si $\delta = 90^\circ$, le matériau est purement visqueux et la réponse du matériau dépend alors uniquement de la vitesse de déformation.

À titre d'exemple, la figure 1.5 présente les courbes obtenues pour un polyuréthane dense [30].

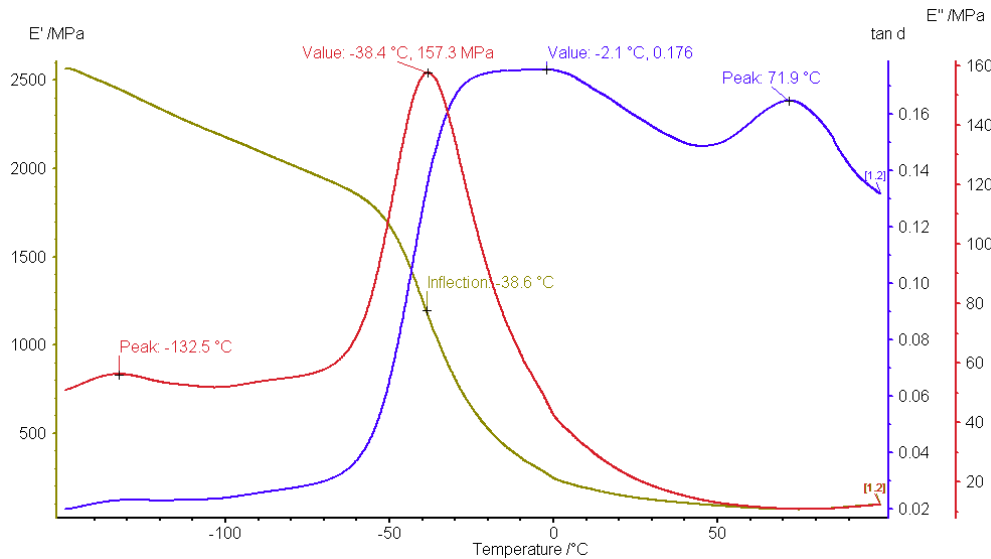


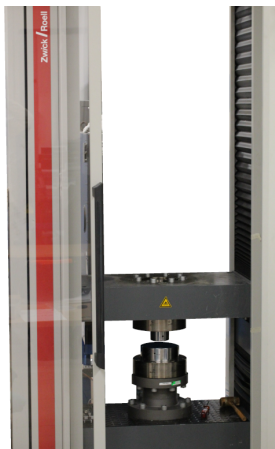
FIG. 1.5: Courbes de DMA pour un polyuréthane.

La transition vitreuse pour ce polyuréthane est de l'ordre de -38°C .

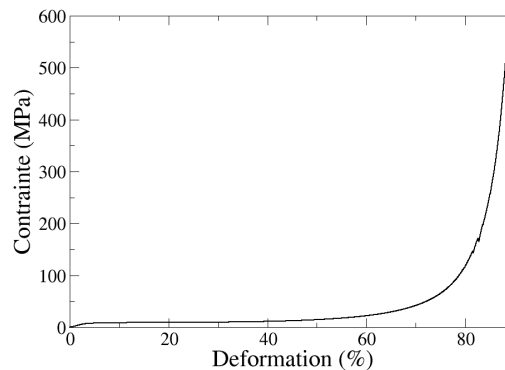
En se basant sur l'équivalence temps-température, nous obtenons la courbe maîtresse du matériau à partir de mesures effectuées pour différentes températures et fréquences de chargement. Théoriquement, cette courbe décrit l'évolution des modules élastiques jusqu'à des vitesses de sollicitation difficilement atteignables expérimentalement, en utilisant les résultats de mesures réalisées à des fréquences de seulement quelques Hz. L'inconvénient de cette technique est que l'amplitude des oscillations est faible. En tout cas, elle n'est pas suffisante pour compacter les mousses.

1.2.2 Essais quasi-statiques

Les essais quasi-statiques réalisés en laboratoire à l'aide de machines d'essais sont impératifs pour la caractérisation mécanique des mousses. Ils consistent à appliquer de manière quasi-statique des efforts de compression, traction, torsion ou flexion sur un échantillon et d'enregistrer sa réponse. La figure 1.6 présente la machine de traction / compression utilisée dans le cadre de cette thèse ainsi qu'une courbe contrainte-déformation typique obtenue sur mousse polyuréthane.



(a) Machine de traction / compression Zwick Z330 Red.



(b) Courbe contrainte-déformation.

FIG. 1.6: Machine de traction / compression et courbe contrainte-déformation typique obtenue dans le cadre de cette thèse.

Pour l'étude de la compaction, nous nous focaliserons sur les essais de compression. Il existe des machines d'essais capables de réaliser des sollicitations triaxiales complexes, notamment pour caractériser le comportement de sols ou de roches. Nous limiterons l'analyse bibliographique aux essais de compression confinée et de compression simple.

En termes de triaxialité des contraintes, les essais en compression confinée (présence d'un confinement en acier autour de l'échantillon) sont ceux qui se rapprochent le plus du type de chargement rencontré sous impact ou sous choc laser. L'échantillon est placé entre deux plateaux, et le déplacement des plateaux est piloté par ordinateur en suivant les consignes dictées par l'expérimentateur. La contrainte et la déformation sont déterminées à partir de la force et du déplacement qui sont mesurés, et connaissant les sections et épaisseurs initiales de l'échantillon.

Les essais de compression simple (bords de l'échantillon laissés libres) sont un peu moins représentatifs, mais ils facilitent grandement la réalisation d'essais cyclés avec charge et décharge.

L'avantage des essais quasi-statiques est de pouvoir suivre les déformations en temps réel et de récupérer les échantillons pour pouvoir associer à chaque niveau de compaction un état de déformation à l'échelle microstructurale de la mousse. Ce type d'essais présente un intérêt pour identifier les principaux mécanismes de déformation.

Les vitesses de déformation appliquées lors de ces essais sont relativement faibles par rapport au besoin, d'où la nécessité d'acquérir des données complémentaires en utilisant des moyens expérimentaux, tels que les barres d'Hopkinson, les lanceurs à gaz ou les lasers.

1.2.3 Essais dynamiques

Barres d'Hopkinson

La technique développée en 1914 par Hopkinson [31], permet de générer des chocs avec des vitesses de déformation pouvant aller jusqu'à un peu plus de 5000 s^{-1} . À l'origine, elle consistait à lancer un projectile à l'aide d'explosifs sur un ensemble constitué d'une barre et d'un échantillon fixé en face arrière avec de la graisse. La barre et l'échantillon sont suspendus à deux fils permettant un mouvement de balancier. L'énergie dissipée est calculée grâce à ce mouvement de balancier. La vitesse de l'échantillon est quant à elle déterminée par la profondeur de pénétration de l'ensemble dans une gelée disposée à l'arrière.

En 1949, Kolsky [32] a développé ce qui est maintenant connu sous le nom de barres d'Hopkinson (SHPB (*Split Hopkinson Pressure Bar*)). Kolsky utilisa deux barres en série avec un échantillon disposé entre elles. Un projectile est lancé à l'aide d'explosifs sur la première barre. La déformation est calculée en mesurant la déviation des barres. En 1988, Khan et Hsiao [33] ont pu mettre en évidence la propagation d'ondes plastiques dans des solides en utilisant des jauges d'extensométrie (figure 1.7). L'utilisation de telles jauges pour mesurer la déformation au cours d'essais aux barres d'Hopkinson est encore largement répandue de nos jours. Cette technique est intéressante, mais les vitesses de déformation atteintes ne sont pas encore suffisantes.

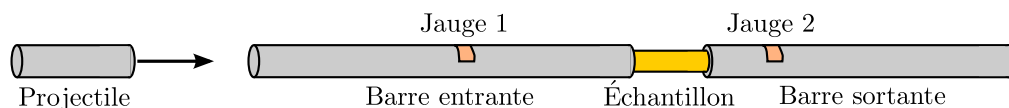


FIG. 1.7: Principe de fonctionnement des barres d'Hopkinson.

À titre d'exemple, la figure 1.8 présente les courbes contrainte-déformation obtenues pour une mousse polystyrène de masse volumique initiale 400 kg/m^3 [24].

Impact de plaques

Les essais d'impact de plaques consistent à générer un impact plan entre deux plaques. Ils sont réalisés à l'aide de lanceurs (gaz ou poudre) ou de moyens pyrotechniques. La figure 1.9 présente un schéma de principe des essais d'impact de plaques.

L'objectif de ces essais est de construire point par point la polaire de choc des matériaux, c'est-à-dire, l'évolution de la pression en fonction du saut de vitesse matérielle. D'après les relations de Rankine-Hugoniot (*cf.* annexe A), la pression est reliée à la vitesse matérielle via la relation suivante :

$$P - P_0 = \rho_0 D(u - u_0) \quad (1.6)$$

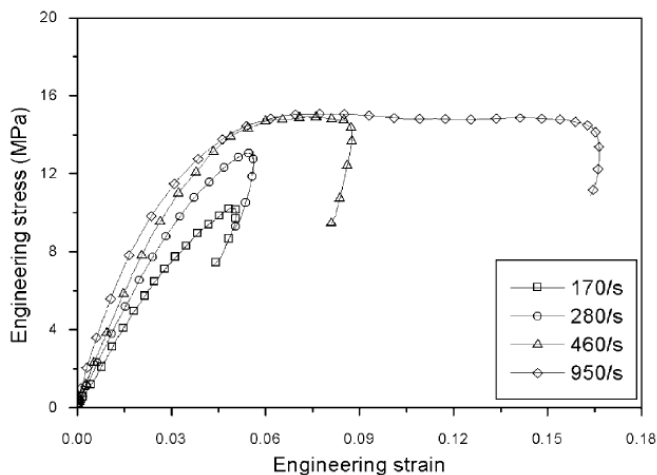


FIG. 1.8: Courbes contrainte-déformation obtenues pour des essais aux barres d'Hopkinson sur une mousse polystyrène [24].

où D est la célérité de l'onde de choc, u la vitesse matérielle.

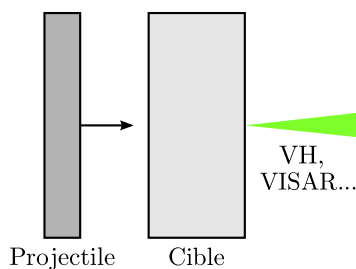


FIG. 1.9: Schéma de principe des essais d'impact de plaques.

Les polaires de choc d'un grand nombre de matériaux ont ainsi été déterminées en mesurant la célérité de l'onde de choc et la vitesse matérielle ou la pression lors d'essais d'impact de plaques [34]. Des jauges de contrainte ou des systèmes de mesure de vitesse par interférométrie Doppler laser (*cf.* annexe B) sont généralement mis en œuvre pour acquérir les profils de vitesse ou de contrainte.

La figure 1.10 présente plusieurs profils de vitesse mesurés en face arrière d'une mousse souple de polyuréthane de masse volumique initiale 409 kg/m^3 pour différentes vitesses d'impact [35]. Pour ces expériences, l'impacteur en mousse était placé sur un support en PMMA. L'ensemble était projeté sur une cible en mousse sur laquelle était mesurée la vitesse de surface libre. Les niveaux de vitesse mesurés augmentent avec la vitesse d'impact et permettent de tracer l'évolution de la célérité des ondes de contrainte ou de choc en fonction de la vitesse matérielle (figure 1.11). Ces points sont très intéressants, mais ne correspondent pas à la réponse d'une mousse rigide de polyuréthane.

Des essais lanceur ont également été effectués sur des mousses polyuréthane de masses volumiques initiales allant de 348 à 867 kg/m^3 pour des vitesses d'impact encore plus élevées, allant de 2 à 10 km/s [36]. Les pressions et les températures générées lors de ces essais sont probablement à l'origine de l'activation de réactions de décomposition.

Ces essais sortent un peu de notre domaine d'étude. Nous avons besoin d'acquérir des points expérimentaux pour des niveaux de pression plus faibles. La figure 1.11 présente l'évolution de la célérité des ondes de choc en fonction de la vitesse matérielle pour plusieurs mousses polyuréthane et surtout pour le polyuréthane dense [34, 36]. Nous constatons que la célérité des ondes dans le polyuréthane dense est de 2000 m/s à l'état initial et peut atteindre des valeurs très élevées.

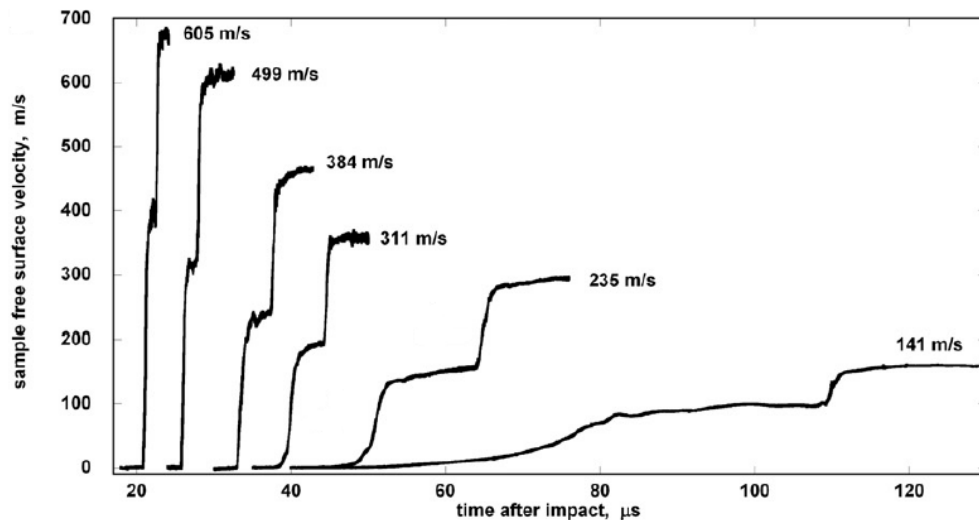


FIG. 1.10: Profils de vitesse obtenus pour des essais lanceur sur une mousse polyuréthane [35].

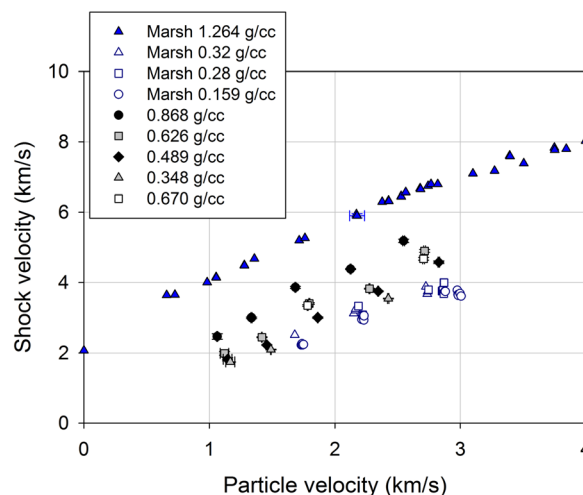


FIG. 1.11: Évolution de la célérité des ondes de choc en fonction de la vitesse matérielle pour le polyuréthane dense et des mousses polyuréthane de différentes masses volumiques [34, 36].

1.2.4 Autres moyens d'essais dynamiques

Des méthodes expérimentales ont été développées pour caractériser le comportement dynamique des matériaux [37] dans des régimes de sollicitations complémentaires par rapport à ceux que nous venons de présenter. Ainsi le CEA DAM utilise depuis de

nombreuses années les générateurs électriques GEPI et CESAR pour ses propres besoins, ainsi que les lasers de puissance (Générateur de Choc Laser Transportable). Il existe d'autres moyens laser en France, notamment à l'École Polytechnique (LULI), au PIMM de l'ENSAM de Paris ou à l'Institut P' de Poitiers.

Grâce à ces moyens expérimentaux, il est possible d'étudier la réponse des matériaux jusqu'à plusieurs dizaines de gigapascals en faisant varier la durée d'application du chargement de quelques nanosecondes à quelques centaines de nanosecondes. Nous présenterons en détails les moyens retenus pour cette thèse dans les prochains chapitres.

1.2.5 Bilan

Pour les applications qui nous concernent, nous nous intéressons à des sollicitations induisant des vitesses de déformation supérieures à 10^5 s^{-1} . Il convient donc d'utiliser des moyens d'essais appropriés.

Nous disposons d'un large panel de moyens expérimentaux pour caractériser le comportement des mousses polymères sous chargements quasi-statiques et dynamiques. Notre démarche expérimentale repose sur l'utilisation des machines d'essais, du moyen GEPI et des lanceurs à gaz pour acquérir les données nécessaires au développement des modèles physico-numériques. Les moyens expérimentaux CESAR et laser seront plutôt utilisés pour étudier l'atténuation d'ondes de contraintes de faible durée ($< 150 \text{ ns}$) dans les mousses polyuréthane et époxy.

1.3 Comportement mécanique des mousses polymères

Le comportement des mousses polymères est étudié depuis de nombreuses années à l'aide d'essais quasi-statiques et dynamiques : expériences de tour de chute ($\dot{\epsilon} \sim 70 - 100 \text{ s}^{-1}$ [15, 27, 38]), essais aux barres d'Hopkinson¹, ($\dot{\epsilon} \sim 1000 - 5000 \text{ s}^{-1}$ [38-40]), essais lanceur¹ ($\dot{\epsilon} \sim 10^5 \text{ s}^{-1}$ [35, 36, 41]).

L'analyse des résultats expérimentaux a permis d'identifier les principaux mécanismes de compaction. De par leurs natures respectives, les mécanismes de compaction activés pour les mousses expansées et syntactiques sont différents.

1.3.1 Mécanismes de compaction

Lorsque les mousses polymères sont comprimées, leur réponse est tout d'abord élastique [19, 42] (figure 1.12). Cette élasticité est linéaire lorsque le squelette est rigide, et non linéaire pour un squelette en élastomère. Le principal mécanisme mis en jeu est la flexion des arêtes des cellules. Si la porosité est fermée, un étirement local des parois est également possible. La pente de la courbe contrainte-déformation, mesurée dans cette zone, dépend des modules élastiques de la mousse (module d'Young E_0 ou module de compressibilité K).

Nous observons ensuite un long plateau au cours duquel la déformation augmente pour une contrainte quasi constante. Youssef [43] montre, à l'aide d'essais mécaniques *in*

¹Le principe de ces essais est détaillé dans la partie 1.2.3

situ avec tomographie X, que la compaction s'effectue par flexion et flambage du squelette en polyuréthane, puis écroulement des cellules. Ces déformations sont localisées [44]. Pellegrino et al. [14] montrent que pour une mousse syntactique, la compaction s'effectue par fermeture des vides constitués par les charges (ballons de gaz ou billes de verre). Dans le cas de billes de verre, la rupture intervient suite à la propagation d'une fissure parallèle à la direction de chargement. Des microfissures sont ensuite observées dans la matrice polymère, se propageant elles aussi dans la direction de chargement.

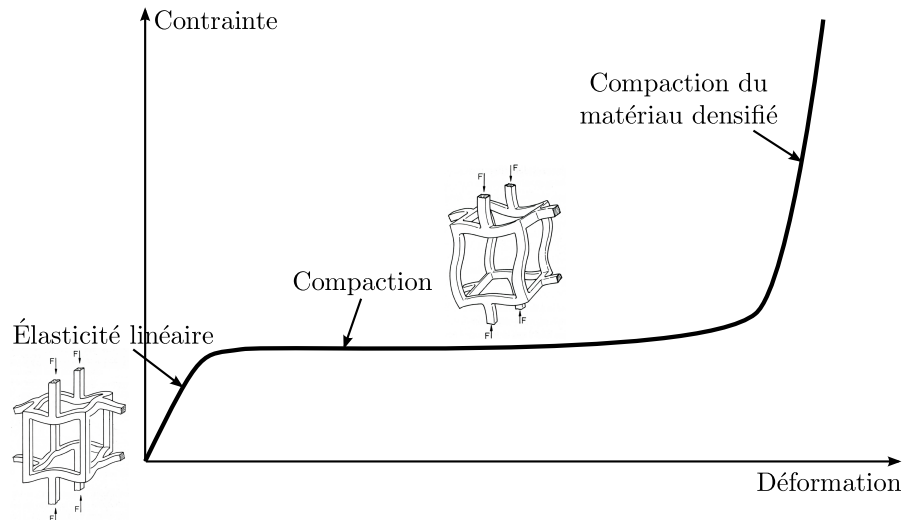


FIG. 1.12: Courbe contrainte-déformation typique d'une mousse [19].

Le niveau et la longueur du plateau de compaction sont des éléments importants pour mesurer la capacité d'absorption d'énergie des matériaux poreux. Les essais quasi-statiques montrent que les mousses expansées à matrice polyuréthane, de masse volumique 320 kg/m^3 , admettent un plateau de compaction entre 5 et 7 MPa en compression libre [45, 46]. En compression confinée, il s'élève à 11 MPa [47], ce qui signifie que la triaxialité du chargement a une influence sur les mécanismes de compaction.

Pour les mousses syntactiques à matrice époxy, le plateau de compaction se situe autour de 13 MPa [26]. Le saut de contrainte, observé au début du plateau, est dû à la rupture des billes de verre.

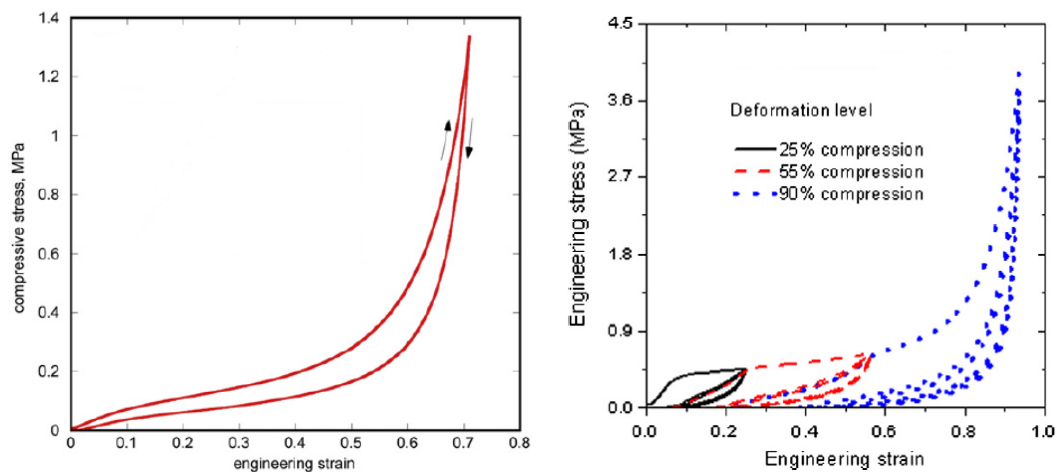
Enfin, lorsque la quasi-totalité des pores est comblée, le chargement s'applique sur un matériau dont la masse volumique est proche du matériau dense. La courbe contrainte-déformation se rapproche alors de celle du matériau dense.

1.3.2 Réponse sous cycles de charge / décharge

Les sollicitations qui nous intéressent sont composées d'une phase de chargement en compression suivie d'une phase de déchargement ou détente. Le comportement de la mousse pendant le déchargement dépend fortement de l'état dans lequel se trouve la structure de la mousse après la phase de compression. Si le squelette est souple (mousse élastomère), le comportement en détente suit le même chemin qu'en compression ou presque. Une boucle d'hystérésis, typique d'un comportement hyperélastique, peut se former [29, 48]. C'est le cas des mousses polyuréthane de faible masse volumique utilisées

dans les sièges de voiture. Pour les mousses rigides, la déformation résiduelle à contrainte nulle n'est plus négligeable [49].

La figure 1.13 présente les courbes contrainte-déformation obtenues lors d'essais quasi-statiques pour deux mousses polymères, présentant des réponses complètement différentes en détente.



(a) Courbe contrainte-déformation pour une mousse polyuréthane ($\rho_0 = 409 \text{ kg/m}^3$) [35].

(b) Courbe contrainte-déformation pour une mousse polypropylène ($\rho_0 = 30 \text{ kg/m}^3$) [49].

FIG. 1.13: Courbes contrainte-déformation pour deux types de mousses.

1.3.3 Effets de la vitesse de déformation

La vitesse de déformation joue un rôle important dans le comportement mécanique des mousses. Neilsen et al. [50], Saha et al. [45], Subhash et al. [51] montrent qu'une augmentation de la vitesse de déformation entraîne une augmentation du module d'Young et du niveau du plateau de compaction. Ouellet et al. [38] expliquent que cette dépendance est due à la nature du squelette de la mousse (polymère), mais aussi aux forces visqueuses générées lorsque le gaz est éjecté hors des pores [19].

Le squelette en polymère a forcément un comportement viscoélastique, c'est-à-dire une réponse qui évolue au cours du temps. Cette viscoélasticité est la traduction de phénomènes de relaxation intervenant lors du réarrangement spatial des molécules face à un chargement mécanique [52]. Dans l'état caoutchoutique, les chaînes de polymère sont très mobiles et réagissent rapidement à une contrainte appliquée. Ce n'est pas le cas dans l'état vitreux, où les chaînes de polymère sont immobiles et réagissent lentement.

1.3.4 Effets de la température

Comme tous les matériaux polymères, le comportement mécanique des mousses est sensible à la température. Comme le montrent Neilsen et al. [50], Thomas et al. [53], une élévation de la température entraîne une diminution du module d'Young et du niveau du plateau de compaction. La déformation de densification du poreux peut également augmenter.

1.3.5 Écaillage

Le comportement sous traction dynamique des mousses polymères a été très peu étudié. Zaretsky et al. [35] ont mesuré en utilisant un lanceur à gaz la résistance à l'écaillage d'une mousse polyuréthane de masse volumique initiale 409 kg/m^3 . La valeur obtenue de $0,3 \text{ MPa}$ est relativement faible par rapport aux seuils de compaction mesurés en compression.

1.3.6 Absorption d'énergie

L'intérêt des mousses polymères dans l'absorption d'une énergie mécanique tient à la forme de la courbe contrainte-déformation. L'aire comprise sous la courbe contrainte-déformation d'un matériau correspond à l'énergie par unité de volume nécessaire pour le déformer. C'est aussi l'énergie volumique absorbée par le matériau pour atteindre un état de déformation donné.

La figure 1.14 montre les courbes contrainte-déformation d'une mousse et du matériau dense constituant le squelette de cette mousse. L'énergie volumique absorbée pour une contrainte fixée σ [19] est évidemment plus importante dans la mousse que dans le matériau dense. Inversement, une même quantité d'énergie incidente générera une contrainte plus élevée dans le dense que dans la mousse. L'énergie absorbée par la mousse est issue de la flexion, du flambage ou de la rupture des cellules ou des charges.

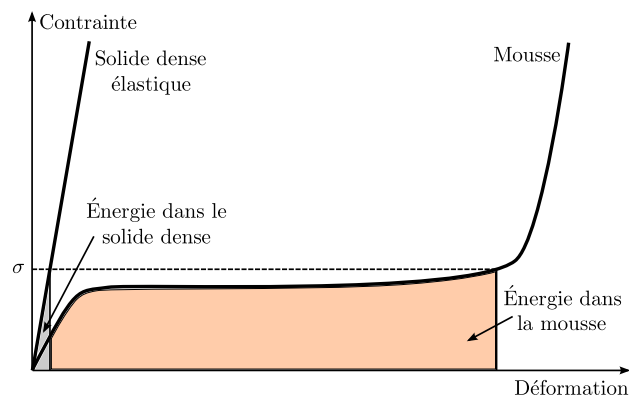


FIG. 1.14: Énergie absorbée par une mousse et par le dense constituant le squelette.

Le niveau du plateau est une caractéristique importante de la mousse. La figure 1.15 montre que le niveau du plateau dépend de la masse volumique initiale de la mousse et qu'il existe une masse volumique optimale ρ_2 pour absorber une certaine quantité d'énergie. En effet, les contraintes les plus élevées sont générées dans les mousses de masses volumiques ρ_1 et ρ_3 .

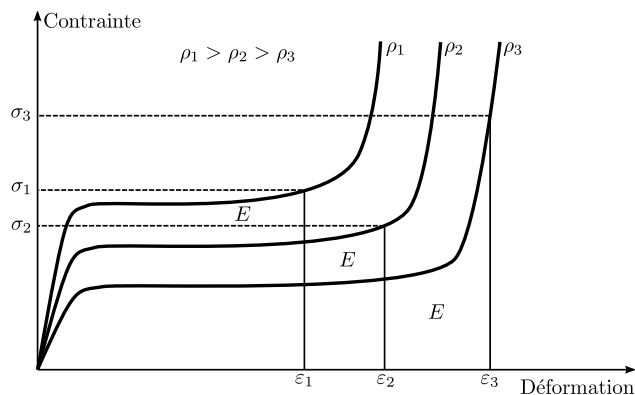


FIG. 1.15: Énergie absorbée par des mousses de différentes densités.

1.3.7 Bilan

Au vu des résultats obtenus dans la littérature sur le comportement mécanique des mousses, les principaux mécanismes de compaction à représenter sont l'élasticité initiale, la compaction traduisant la fermeture des pores, puis le comportement mécanique du matériau dense. Il est nécessaire de prendre correctement en compte le comportement des mousses en traction (écaillage). Enfin, il ne faudra pas oublier de prendre en considération que la réponse de la mousse peut radicalement changer en fonction de la vitesse de déformation et de la température.

1.4 Différentes approches de modélisation

De manière générale, nous distinguons les approches micromécaniques et mésoscopiques, qui représentent les mécanismes de compaction à l'échelle des cellules, et les approches homogènes équivalentes, qui décrivent la réponse à l'échelle macroscopique.

Il existe un certain nombre de modèles pour représenter la compaction des matériaux poreux. Nous pouvons citer entre autres les modèles d'Herrmann [54], de Carroll et Holt [55], de Gurson [56], de Bonnan [10], mais aussi les modèles POREQST [57], Hyperfoam [58], Hyperélasto-Visco-Hystérétique [59]...

1.4.1 Approches micromécaniques

Dans les approches micromécaniques classiques, la structure de la mousse est représentée de manière simplifiée en considérant des réseaux de cellules cubiques [60], tétraédriques [61], dodécaédriques [62]. Les propriétés et le comportement de la mousse sont ensuite déterminés à l'aide de calculs analytiques [19] ou de simulations numériques [61].

Dans le modèle proposé par Gibson et Ashby, les mousses sont représentées comme un réseau de cubes de côté ℓ et de section droite t (figure 1.16). Chaque cube est ensuite lié à un autre cube par une poutre disposée au milieu des arêtes.

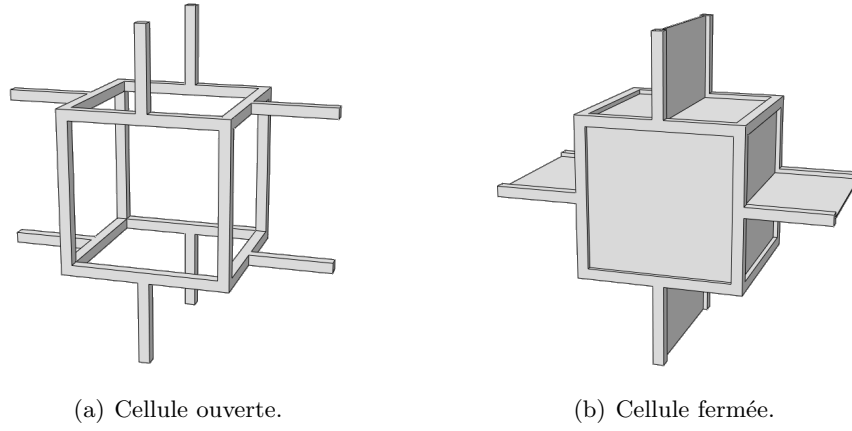


FIG. 1.16: Cellules élémentaires pour mousses à porosités ouvertes et fermées.

Connaissant le module d'Young du squelette E_{0s} , ainsi que la densité relative de la mousse $\frac{\rho}{\rho_s} \propto \left(\frac{t}{\ell}\right)^2$, des paramètres comme le module d'Young, le module de cisaillement, la limite élastique ou la déformation de densification de la mousse peuvent être déterminés :

$$\frac{E_0}{E_{0s}} \approx \varphi^2 \left(\frac{\rho}{\rho_s}\right)^2 + (1 - \varphi) \frac{\rho}{\rho_s} \frac{P_0(1 - 2\nu_0)}{E_{0s}(1 - \rho/\rho_s)} \quad (1.7)$$

$$\frac{G}{E_{0s}} \approx \frac{3}{8} \left(\varphi^2 \left(\frac{\rho}{\rho_s}\right)^2 + (1 - \varphi) \frac{\rho}{\rho_s} \right) \quad (1.8)$$

où E_0 , G et $\nu_0 \approx 1/3$ sont respectivement les modules d'Young et de cisaillement et le coefficient de Poisson du matériau poreux, φ la fraction volumique de solide contenu dans les arêtes des cellules, P_0 la pression initiale du gaz dans les cellules.

Cette représentation est idéalisée et simplifiée.

1.4.2 Approches numériques à l'échelle mésoscopique

Nous soulignons seulement quelques tentatives de représentations numériques de la réponse d'une structure alvéolaire face à des sollicitations dynamiques rapides [41, 63]. Les résultats numériques obtenus sont loin d'être satisfaisants, car la prise en compte du caractère hétérogène de la mousse introduit des oscillations, dues à des allers-retours d'ondes dans la structure, et ces oscillations ne sont pas observées expérimentalement.

Le modèle de Thouvenin [63] est un modèle défini à l'échelle mésoscopique qui considère le matériau poreux comme la juxtaposition de couches de matériau dense et de couches de vide, réparties de manière régulière. L'épaisseur de chacune de ces couches est calculée de telle sorte à avoir une porosité globale correspondant à celle du matériau poreux. Ce modèle s'applique à des chocs très intenses et soutenus. Le principal avantage de ce modèle est sa facilité de mise en œuvre dans un code de calculs 1D. Son inconvénient est qu'aucune onde, même élastique, ne peut être transmise tant que tous les vides ne sont pas comblés. Autrement dit, la compaction partielle du poreux n'est pas bien représentée.

Les représentations numériques pour des sollicitations quasi-statiques ou faiblement dynamiques ($\dot{\epsilon} < 10^2 \text{ s}^{-1}$) sont plus nombreuses [61]. À CEA Le Ripault notamment, Lelong et Rochais [64] ont travaillé sur la simulation d'essais quasi-statiques et aux barres d'Hopkinson sur mousse polyuréthane à l'aide du code Uintah, développé à l'université de l'Utah [65]. En discrétisant la mousse à partir d'une tomographie à l'aide d'une méthode MPM (*Material Point Method*) et en renseignant les données mécaniques du polyuréthane dense, ce code a permis de restituer de manière satisfaisante la courbe contrainte-déformation lors d'essais aux barres d'Hopkinson.

1.4.3 Modèles homogènes

Les modèles homogènes sont généralement utilisés dans les bureaux d'études, car ils sont plus faciles à mettre en œuvre dans le cadre de simulations numériques complexes d'objets 2D ou 3D. Un grand nombre de ces modèles sont implémentés dans les codes de calcul du commerce (Abaqus, LS-DYNA) et du CEA (*cf.* annexe F). Nous allons présenter les principaux modèles envisagés pour représenter la compaction dynamique des mousses.

Modèle « chasse-neige »

Ce modèle relativement simple suppose que la compaction du poreux s'effectue à pression constante jusqu'à la masse volumique ρ_{0s} du matériau dense. Une fois compacté, le matériau est incompressible ou bien compressible avec une réponse équivalente à celle du matériau dense.

Il s'agit d'un modèle trop simpliste pour décrire le comportement des mousses polymères. En effet, la pression à appliquer pour fermer des pores augmente normalement avec le taux de compaction de la mousse. De plus, le phénomène de compaction n'est pas instantané.

Modèles « P - α » et « P - α - τ »

Le modèle phénoménologique P - α , développé par Herrmann [54], décrit la compaction des matériaux poreux sous l'effet de la contrainte moyenne. L'équation d'état du matériau poreux est définie en partant de l'équation d'état du matériau dense :

$$P_s = f(v_s, E_s) \quad (1.9)$$

où P_s , v_s et E_s désignent respectivement la pression, le volume spécifique et l'énergie interne dans le dense. Le modèle de Herrmann considère que la pression et l'énergie interne dans le poreux sont identiques à celles du dense :

$$P = P_s \quad \text{et} \quad E = E_s \quad (1.10)$$

L'équation d'état du poreux s'écrit alors :

$$P = f(v/\alpha, E) \quad (1.11)$$

où P , v et E désignent respectivement la pression, le volume spécifique et l'énergie interne dans le poreux, α est la distension.

L'évolution de la distension $\alpha = g(P)$ est déterminée expérimentalement. Une interpolation polynomiale est définie entre la limite élastique P_e et la pression de consolidation P_c . Le comportement reste élastique tant que la pression reste inférieure à P_e .

Le modèle P - α - τ propose une représentation des effets de la vitesse de chargement sur la compaction. La loi $\alpha = g(P)$ est remplacée par l'équation différentielle suivante :

$$\alpha = g'(P) - \tau \frac{d\alpha}{dt} \quad (1.12)$$

où $g'(P)$ est déterminée à l'aide d'essais statiques, τ est le temps caractéristique de compaction.

Ce modèle semble adapté pour représenter le comportement dynamique des mousses. Il n'est toutefois pas disponible dans le code dynamique explicite que nous allons utiliser pour les simulations numériques. Nous ne l'avons pas implanté, car un modèle tout à fait équivalent existe dans les codes de calcul du CEA. Il s'agit du modèle POREQST.

Modèle POREQST

Le modèle POREQST est un modèle hydrodynamique développé par Seaman et al. [57]. Le principe de ce modèle est détaillé dans la partie 5.2. Comme le modèle « P - α », il permet de reproduire toutes les phases du comportement d'une mousse polymère, à savoir : l'élasticité initiale du poreux, la compaction, la compression dynamique du dense, les détentes élastiques, ainsi que la réouverture des pores en traction. L'équation d'état du dense est de type Mie Grüneisen.

Le comportement élastique en compression et en détente est défini en utilisant les équations de Mckenzie [66], pour traduire l'évolution du module de compressibilité en fonction de l'état de compaction. La courbe de compaction est définie par des tronçons de paraboles. Les effets dynamiques sur la compaction sont pris en compte en résolvant une équation différentielle.

Ce modèle a déjà montré son intérêt sur des mousses polyuréthane lors d'études antérieures réalisées au CEA CESTA [67]. Nous avons choisi de l'appliquer aux deux mousses étudiées dans le cadre de cette thèse.

Ce modèle considère que la fermeture des pores est totalement irréversible, la déformation réversible due au flambage des cellules n'est pas prise en compte. Comme nous allons le voir, cela a une forte influence sur le calcul de l'état de déformation final des échantillons de mousse.

Modèles hyperélastiques

Les modèles purement hyperélastiques sont utilisés pour décrire la réponse mécanique des élastomères, qui restent élastiques en grande déformation. Ils reposent sur la définition d'un potentiel d'énergie libre à partir duquel est déduite la loi de comportement. Les modèles hyperélastiques classiques sont le modèle Néo-Hookéen [68], le modèle de Mooney-Rivlin [69], ou le modèle d'Ogden.

Le modèle Hyperfoam, disponible dans le code Abaqus, permet une représentation du comportement des mousses à matrice souple. Le potentiel est exprimé en fonction des dilatations principales. Cette approche nous semble intéressante pour combler les lacunes du modèle POREQST. En effet, le flambage élastique est ici pris en compte. Pour être utilisé, ce modèle devra être implanté dans les codes de calcul du CEA. Il est présenté en détails dans la partie 5.3.

Autres modèles

Lors de cette recherche bibliographique, nous avons trouvé d'autres approches de modélisation intéressantes d'un point de vue théorique. Nous pouvons citer le modèle développé par Vandembroucke [59], qui combine les aspects hyperélastique, viscoélastique et hystérétique du comportement d'un élastomère. Comme les matrices des mousses polyuréthane et époxy que nous étudions sont plutôt rigides, ce modèle n'a pas été retenu.

Le modèle proposé par Barthélémy et al. [70] permet de prendre en compte les aspects micro-inertiels, à savoir les effets induisant des perturbations des champs d'accélération et de vitesse au voisinage des micro-cavités constituant le matériau poreux. Compte tenu de la faible taille des porosités constituant les mousses étudiées (*cf.* chapitre 2), ce modèle n'a pas été retenu non plus.

Le modèle de Gurson [56] prend en compte le couplage des parties déviatorique et sphérique du tenseur des contraintes sur la compaction. Il se base sur l'étude de la déformation d'une cavité sphérique au sein d'une matrice élasto-plastique obéissant au critère de Von Mises. C'est le cas des métaux qui se compactent par déformation plastique de la matrice. Cela semble assez éloigné des mécanismes mis en évidence sur les mousses polymères (flambage élastique et rupture des cellules). Dans ce modèle, la surface d'écoulement est définie en fonction de la porosité par l'équation suivante :

$$F(\sigma_{eq}, P, \phi, Y) = \left(\frac{\sigma_{eq}}{Y}\right)^2 + 2\phi \cosh\left(\frac{3P}{2Y}\right) - 1 - \phi^2 = 0 \quad (1.13)$$

où $\sigma_{eq} = \sqrt{\frac{3}{2}\bar{\bar{S}} : \bar{\bar{S}}}$ est la contrainte équivalente de Von Mises et Y la limite d'élasticité de la matrice.

Une variante de ce modèle a été proposée par Tvergaard [71]. Il prend en compte les effets d'interactions entre les vides en introduisant trois paramètres supplémentaires q_1 , q_2 et q_3 dans l'expression de Gurson. La nouvelle équation de la surface d'écoulement devient alors :

$$F(\sigma_{eq}, P, \phi, Y) = \left(\frac{\sigma_{eq}}{Y}\right)^2 + 2q_1\phi \cosh\left(\frac{3q_2P}{2Y}\right) - 1 - q_3\phi^2 = 0 \quad (1.14)$$

Lorsque $\phi = 0$ (matériau non poreux), nous retrouvons le critère de Von Mises : $Y = \sigma_{eq}$.

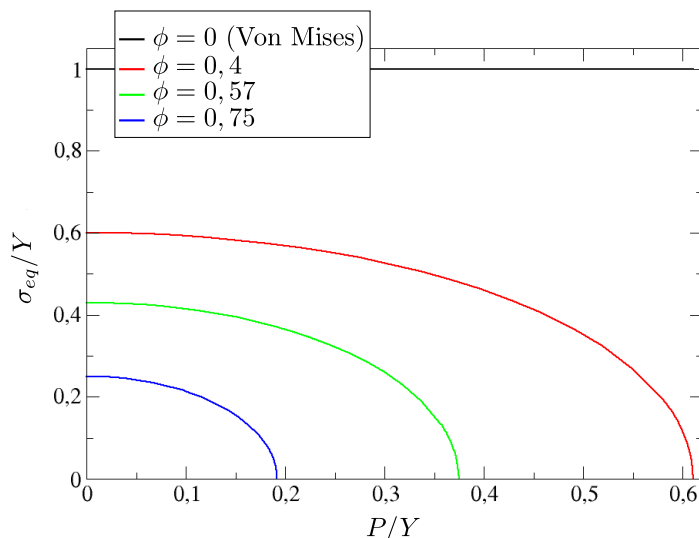


FIG. 1.17: Surfaces d'écoulement de Gurson pour plusieurs porosités.

1.4.4 Discussion sur les choix de modélisation

Nous venons de montrer la variété de modèles numériques disponibles pour représenter les comportements des matériaux poreux. Ils sont définis à différentes échelles. Nous avons déjà une idée assez précise du type d'approche, qui pourrait convenir. Les modèles POREQST et Hyperfoam présentent des atouts et nous comptons conforter ces choix au travers des campagnes de caractérisation expérimentale que nous allons mener.

1.5 Démarche de l'étude

Pour répondre aux besoins du CEA, nous venons de mettre en évidence que les mousses polymères pourraient convenir. Nous avons choisi une mousse expansée en polyuréthane et une mousse syntactique à matrice époxy. Ce choix va permettre d'évaluer le potentiel de ces deux filières de mousse polymère.

Même si les vitesses de chargement sont trop faibles par rapport à notre application, une campagne expérimentale de caractérisation en régime quasi-statique est indispensable pour identifier les principaux mécanismes de compaction (*cf.* chapitre 3).

Nous étudierons ensuite la réponse de ces mousses face à des sollicitations dynamiques en utilisant les moyens d'essais suivants : GEPI et lanceur à gaz. Plusieurs approches de modélisation seront testées pour reproduire les résultats expérimentaux, et ainsi conforter les choix de modélisation. Les modèles POREQST et Hyperfoam permettront d'évaluer l'intérêt de modèles avec et sans recouvrement total ou partiel de la déformation.

Nous étudierons enfin la propagation et l'atténuation d'ondes de contrainte de faible durée d'application (< 200 ns) à l'aide des moyens CESAR et laser. Les modèles physico-numériques développés dans le chapitre 5 seront utilisés pour calculer les contraintes et l'état de déformation des échantillons après les essais.

Chapitre 2

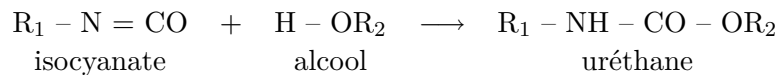
Fabrication et propriétés des échantillons de mousse

DANS le cadre de cette thèse, nous voulons déterminer le potentiel d'atténuation d'une mousse expansée à matrice polyuréthane et d'une mousse syntactique à matrice époxy. Le but de ce chapitre est de présenter les modes d'élaboration et les principales propriétés de ces deux mousses. Les échantillons ont été fournis par CEA Le Ripault.

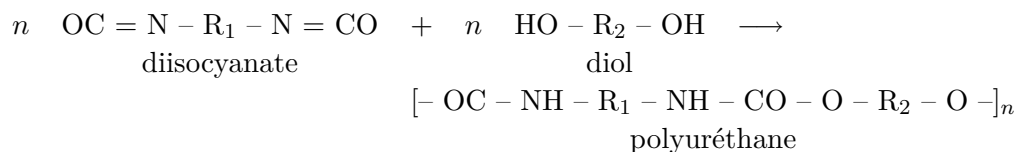
2.1 Mousse expansée en polyuréthane

2.1.1 Fabrication des échantillons

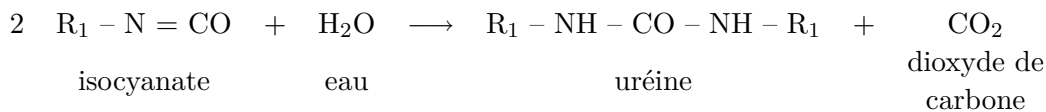
Le polyuréthane est un polymère thermodurcissable d'uréthane. Il est obtenu par réaction d'un isocyanate avec un alcool. La liaison $N = C$, fortement polarisée, réagit avec l'hydrogène mobile de l'alcool suivant la réaction suivante [42, 72] :



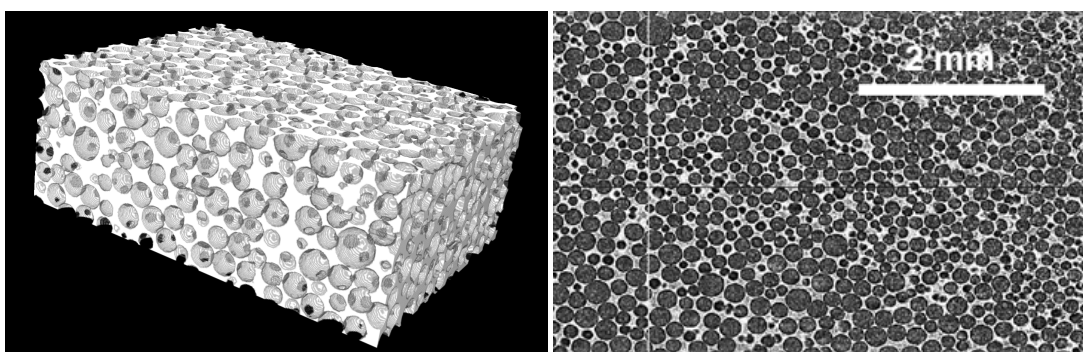
Le polyuréthane est produit par la réaction de n diisocyanates et de n diols :



Le diisocyanate utilisé pour nos matériaux est le diisocyanate de diphenylméthane (MDI). La création de porosités au sein du polyuréthane s'effectue au cours de la réaction de polymérisation, en ajoutant de l'eau au mélange. Comme l'eau réagit avec l'isocyanate pour former du gaz carbonique, des bulles se constituent et mettent en forme la structure de la mousse. Les cellules de polyuréthane qui restent après séchage sont sphériques. Il faut noter que des fonctions urée sont également formées lors de la réaction avec l'eau.



La structure finale de la mousse est présentée sur la figure 2.1. Ces vues 3D et 2D de la mousse polyuréthane ont été obtenues par tomographie X à l'Institut P'.



(a) Vue 3D.

(b) Coupe 2D.

FIG. 2.1: Structure de la mousse polyuréthane obtenue par tomographie X.

La distribution en taille des pores sphériques est représentée sur la figure 2.2. Le diamètre des cellules est compris entre quelques dizaines et quelques centaines de microns.

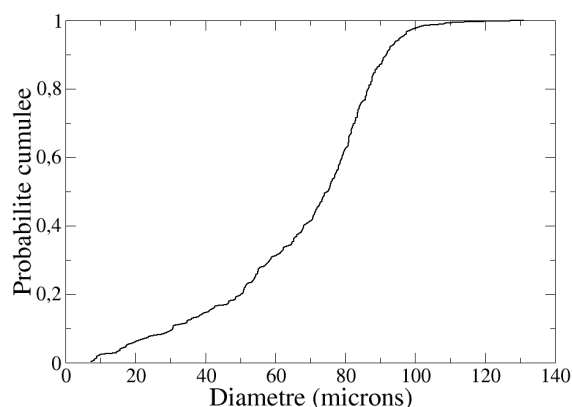


FIG. 2.2: Distribution de la taille des pores dans la mousse polyuréthane (l'ordonnée d'un point représente la probabilité que le diamètre des pores soit inférieur au diamètre indiqué en abscisse).

Nous notons la présence de pores millimétriques sur certains échantillons. Ils apparaissent suite à une production massive locale de gaz carbonique. Comme ils sont souvent situés sur les bords des blocs de mousse, il est facile de les éliminer par usinage. Il est évident qu'une forte concentration de pores millimétriques peut avoir une influence non négligeable sur les propriétés mécaniques des mousses. Sur la tomographie de la figure 2.1(a), nous constatons que la plupart des pores sont percés. Ceci peut faciliter

l'éjection du gaz emprisonné au moment de l'élaboration.

Pour cette étude, nous avons fabriqué des échantillons de diamètres compris entre 10 et 30 mm, et d'épaisseurs comprises entre 2 et 5 mm (figure 2.3). Des échantillons de plus faibles diamètres ont été découpés pour la réalisation des expériences de choc laser.



FIG. 2.3: Échantillons de mousse polyuréthane.

2.1.2 Masse volumique

La mousse polyuréthane étudiée a une masse volumique ρ_0 de $320 \pm 20 \text{ kg/m}^3$ (déterminée par le rapport masse / volume). D'après les données de la littérature [19, 34, 73], la masse volumique ρ_{0s} du polyuréthane dense est de $1240 \pm 40 \text{ kg/m}^3$.

La définition de la porosité introduite dans le chapitre précédent donne une porosité de $74 \pm 2\%$, alors que la porosité déduite de l'analyse des tomographies à l'aide du logiciel ImageJ est de 66% . Une explication possible est que la masse volumique réelle du squelette n'est pas de 1240 kg/m^3 , car le polyuréthane n'a pas été obtenu dans les mêmes conditions. À titre indicatif, pour aboutir à une porosité de 66% , le squelette devrait avoir une masse volumique d'environ 940 kg/m^3 .

2.1.3 Célérité des ondes

Comme nous nous intéressons à la propagation d'ondes de contrainte dans les mousses, il est impératif de connaître la célérité des ondes élastiques dans le milieu traversé. Les célérités des ondes élastiques longitudinales et transversales ont été mesurées à CEA Le Ripault à l'aide d'une technique de mesure ultrasonore au contact. Celles-ci valent respectivement $1300 \pm 240 \text{ m/s}$ et $590 \pm 90 \text{ m/s}$. Compte tenu de la faible épaisseur des échantillons employée pour ces mesures, la discrimination entre onde longitudinale parasite et onde transversale pure est difficile, ce qui justifie les incertitudes importantes. La célérité du son C_0 est déduite de ces valeurs à l'aide de l'équation suivante :

$$C_0 = \sqrt{C_L^2 - \frac{4}{3}C_T^2} \quad (2.1)$$

Elle vaut $1100 \pm 350 \text{ m/s}$. D'après les données de la littérature [34], les célérités des ondes longitudinales et transversales dans le polyuréthane dense sont respectivement de 2390 m/s et 1030 m/s , ce qui donne une célérité du son C_{0s} de 2073 m/s . Les modules

de compressibilité K_0 , de cisaillement G_0 , d'Young E_0 et le coefficient de Poisson ν_0 sont reliés à C_L et C_T via les formules :

$$K_0 = \rho_0 C_0^2, \quad G_0 = \rho_0 C_T^2, \quad E_0 = \frac{9K_0 G_0}{3K_0 + G_0} \quad \text{et} \quad \nu_0 = \frac{3K_0 - 2G_0}{2(3K_0 + G_0)} \quad (2.2)$$

On obtient donc $K_0 = 390 \pm 270$ MPa, $G_0 = 110 \pm 40$ MPa, $E_0 = 310 \pm 120$ MPa et $\nu_0 = 0,37 \pm 0,13$. Les incertitudes importantes sur C_L et C_T se répercutent ainsi sur les valeurs de K_0 , G_0 , E_0 et ν_0 , qui sont faussées.

2.1.4 Transition vitreuse

La température de transition vitreuse est déterminée à l'aide de mesures DMA. La figure 2.4 présente les courbes de DMA à 1 Hz obtenues sur plusieurs échantillons de mousse polyuréthane.

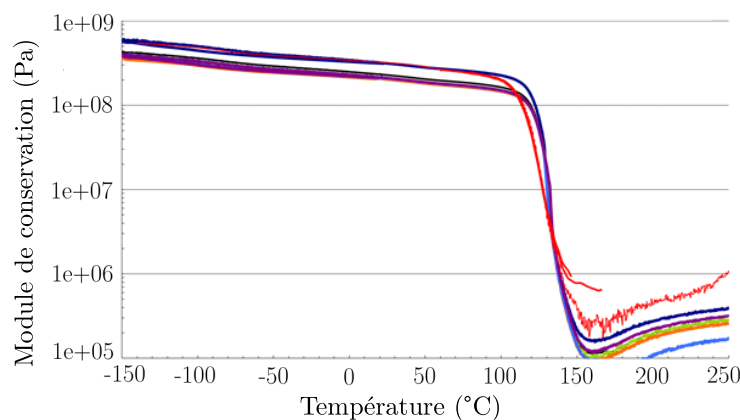


FIG. 2.4: Courbes de DMA pour la mousse polyuréthane.

L'évolution du module de conservation E' en fonction de la température indique que la température de transition vitreuse est d'environ 133°C . Cette température correspond à la chute du module qui passe de 235 MPa dans l'état vitreux (à 20°C) à $0,3$ MPa dans l'état caoutchoutique.

Des essais ATG, dont le principe est rappelé dans l'annexe E, ont permis de caractériser l'évolution de l'état de la mousse à très haute température. La mousse polyuréthane présente une bonne stabilité à basse température puis se dégrade à partir de 200°C . La perte de masse mesurée est de $54,7\%$ jusqu'à rejoindre un nouveau palier autour de 450°C . Cette chute est due à la dégradation des chaînes polymériques et s'accompagne d'émissions de gaz. Au-delà de 450°C , la combustion du carbone résiduel provoque une autre chute de $44,6\%$ de la masse du matériau, qui est totalement dégradé à 750°C .

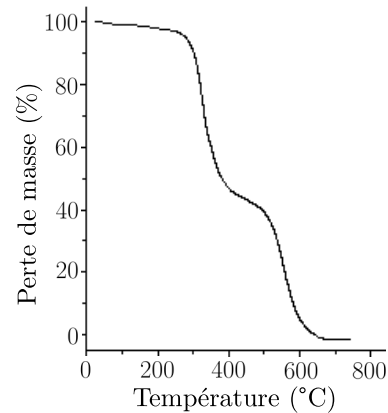


FIG. 2.5: Courbe d'ATG pour la mousse polyuréthane.

2.1.5 Propriétés thermiques

Sous chargement quasi-statique, la compaction des mousses s'accompagne d'une légère élévation de la température. Sous choc, l'augmentation de température dans la mousse peut être très importante, d'où la nécessité d'avoir les principales propriétés thermiques de la mousse polyuréthane. Le tableau 2.1 présente les propriétés thermiques de la mousse polyuréthane. Elles sont comparées à celles du polyuréthane dense.

	Chaleur spécifique C_p (J/kg.K)	Coefficient de dilatation linéique α_l (10^{-6} K $^{-1}$)	Conductivité thermique λ_t (W/m.K)
Mousse polyuréthane	1290	78,5	0,052
Polyuréthane dense	1700	150-165	0,28-0,3

TAB. 2.1: Propriétés thermiques de la mousse polyuréthane et du polyuréthane dense [19].

De par la présence de porosités, la mousse polyuréthane a une conductivité thermique environ 6 fois inférieure à celle du polyuréthane dense, ce qui justifie son utilisation en tant qu'isolant thermique.

2.2 Mousse syntactique à matrice époxy

2.2.1 Fabrication des échantillons

L'époxy – ou polyépoxyde – est un polymère thermodurcissable d'époxyde. Il est synthétisé par réaction d'une résine époxyde avec un durcisseur :



La résine époxyde utilisée est une résine RSF 816 fabriquée par la société Axson Technologies. La mousse époxy est obtenue par ajout de petites billes en borosilicate au cours de la réaction de polymérisation. Les billes – de type K15 et produites par la société 3M – ont une taille d'environ 60 microns. L'épaisseur de la paroi des billes est de l'ordre de 1 micron. Les proportions en masse de résine époxy RSF 816, de catalyseur

RSF 816 et de billes K15 sont respectivement de 61%, 24,5% et 14,5%.

La figure 2.6 représente une vue 2D de la mousse époxy obtenue par microscopie optique et par microsonde de Castaing (*cf.* annexe E). Ces observations ont été réalisées à CEA Le Ripault. Dans les micrographies, nous relevons trois types de sphères (figure 2.7) : sphère avec du vide à l'intérieur, sphère avec de la matrice et sphère avec de la matrice et de petites sphères creuses. Ces deux dernières sont obtenues lorsque des billes se cassent au moment du mélange avec la résine époxy.

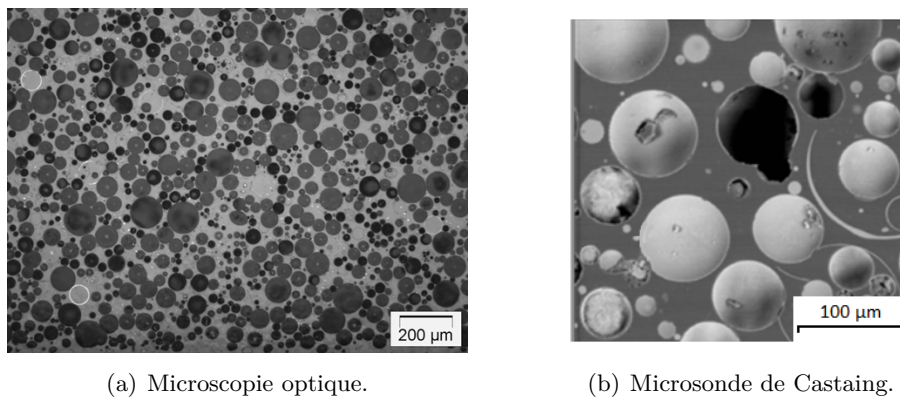


FIG. 2.6: Structure de la mousse époxy.

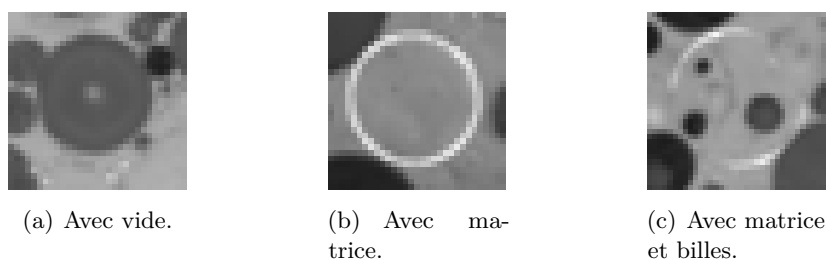


FIG. 2.7: Types de sphères rencontrés dans la mousse époxy.

Comme pour la mousse polyuréthane, nous avons fabriqué des échantillons de diamètre compris entre 10 et 30 mm, et d'épaisseur comprise entre 2 et 5 mm (figure 2.8). Certains échantillons ont été découpés pour la réalisation des essais laser.

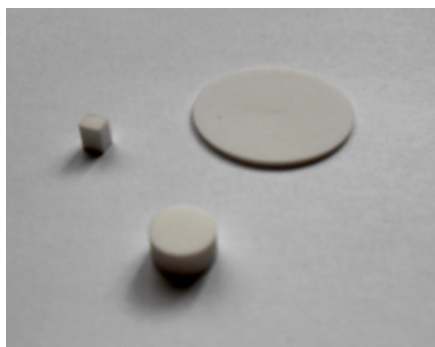


FIG. 2.8: Échantillons de mousse époxy.

2.2.2 Masse volumique

La mousse époxy étudiée a une masse volumique ρ_0 de $624 \pm 10 \text{ kg/m}^3$. La masse volumique de la résine RSF 816 est de 1158 kg/m^3 avant mélange. Celle des billes K15 est de 150 kg/m^3 . Comme environ 5 à 10% des billes se cassent lors de la fabrication des échantillons, il est difficile de déterminer précisément la masse volumique du dense (RSF + borosilicate des billes). Les estimations effectuées en partant de différentes hypothèses conduisent à des valeurs comprises entre 1190 et 1490 kg/m^3 [74]. La porosité déduite de ces valeurs de masse volumique est de $53 \pm 5\%$. Elle est assez proche de celle obtenue après analyse des micrographies (62%).

2.2.3 Célérité des ondes

Comme pour la mousse polyuréthane, les célérités des ondes élastiques longitudinales et transversales ont été mesurées en utilisant une technique de mesure ultrasonore au contact. Elles valent respectivement $2100 \pm 370 \text{ m/s}$ et $800 \pm 120 \text{ m/s}$. La célérité du son C_0 est évaluée à $1900 \pm 470 \text{ m/s}$.

On a donc $K_0 = 2300 \pm 1200 \text{ MPa}$, $G_0 = 400 \pm 130 \text{ MPa}$, $E_0 = 1100 \pm 370 \text{ MPa}$ et $\nu_0 = 0,42 \pm 0,06$. La valeur élevée du coefficient de Poisson est due aux importantes incertitudes de mesure.

Les célérités des ondes longitudinales et transversales d'une résine époxy (mousse époxy densifiée) de la littérature [34] sont respectivement de 2630 m/s et 1160 m/s , ce qui donne une célérité du son C_{0s} de 2263 m/s .

2.2.4 Transition vitreuse

Des mesures DMA (*Dynamic Mechanical Analysis*) ont également été réalisées sur la mousse époxy. La figure 2.9 présente les évolutions du module de conservation E' et du facteur d'amortissement $\tan \delta$ en fonction de la température pour différents échantillons de mousse époxy.

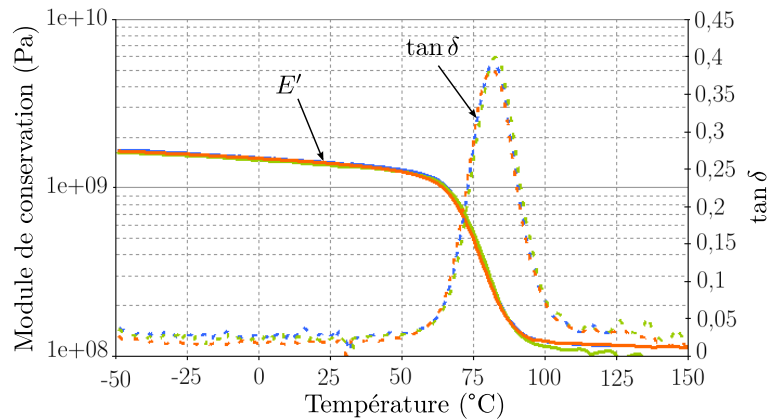


FIG. 2.9: Courbes de DMA pour la mousse époxy.

Cette figure montre que la température de transition vitreuse de la mousse époxy est d'environ 82°C . Le module d'Young varie quant à lui de $1,2 \text{ GPa}$ dans l'état vitreux (à

20°C) à 110 MPa dans l'état caoutchoutique.

D'après la figure 2.10, la mousse époxy présente une perte de masse (7,1%) à cinétique lente à basse température puis se dégrade rapidement entre 260°C et 600°C. Cette étape se décompose en deux phases séparées par un point d'inflexion vers 440°C. Le premier palier s'accompagne d'une perte de masse de 52,8%, tandis que le second s'accompagne d'une perte de masse de 24,1%. Au-delà de 700°C, la masse n'évolue plus, le matériau est totalement dégradé.

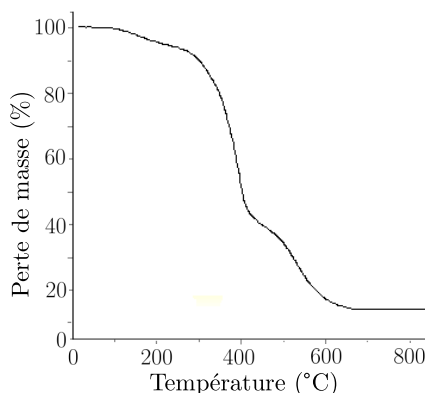


FIG. 2.10: Courbe d'ATG pour la mousse époxy.

2.2.5 Propriétés thermiques

Le tableau 2.2 présente les propriétés thermiques de la mousse époxy et de l'époxy dense. La mousse époxy a une conductivité thermique environ 4 fois inférieure à celle de l'époxy dense, mais 1,7 fois supérieure à celle de la mousse polyuréthane. Son coefficient de dilatation linéique est aussi 1,2 fois supérieur à celui de la mousse polyuréthane.

	Chaleur spécifique C_p (J/kg.K)	Coefficient de dilatation linéique α_l (10^{-6} K $^{-1}$)	Conductivité thermique λ_t (W/m.K)
Mousse époxy	1265	93,6	0,086
Époxy dense	1700-2000	55-90	0,2-0,5

TAB. 2.2: Propriétés thermiques de la mousse époxy et de l'époxy dense [19].

2.3 Synthèse

Les mousses polymères étudiées dans le cadre de cette thèse présentent un certain nombre de différences :

- composition du squelette : polyuréthane rigide pour l'une, matrice époxy chargée de billes de borosilicate pour l'autre ;
- masse volumique initiale : 320 kg/m³ pour la mousse polyuréthane et 624 kg/m³ pour la mousse époxy ;

- célérités des ondes élastiques (longitudinales) : 1100 m/s pour la mousse polyuréthane et 2200 m/s pour la mousse époxy ;
- transition vitreuse : 133°C pour la mousse polyuréthane et 82°C pour la mousse époxy.

et de similitudes :

- porosité fermée ;
- pores sphériques ;
- taille des pores entre 50 et 200 microns.

Nous allons maintenant comparer le comportement mécanique de ces mousses en régime quasi-statique, avant de poursuivre par l'étude de leurs réponses face à des chargements dynamiques.

Chapitre 3

Comportement à faible vitesse de déformation

POUR étudier le comportement des mousses à faible vitesse de déformation, des essais quasi-statiques et des essais aux barres d'Hopkinson ont été réalisés à CEA Le Ripault.

Dans ce chapitre, nous commençons par décrire le moyen expérimental de caractérisation quasi-statique, puis nous présentons les résultats obtenus sur les mousses polyuréthane et époxy. L'analyse des courbes contrainte-déformation combinée aux observations *post-mortem* des échantillons va permettre d'identifier les principaux mécanismes à l'origine de la compaction. Nous évaluerons ensuite les influences de la triaxialité et de la vitesse de chargement.

3.1 Description du moyen expérimental

La machine de traction / compression Zwick Z330 Red du CEA Le Ripault, munie du capteur d'effort 330 kN, a été utilisée pour réaliser des essais de compression. Les échantillons testés sont des cylindres de 10 mm de diamètre et de 5 mm de hauteur (figure 3.1(a)) [75–77]. Leurs dimensions ont été contrôlées au pied à coulisse et leur masse à la balance. Le rapport de 0,5 entre la hauteur et le diamètre des échantillons a été choisi de telle sorte à éviter leur flambage pendant la compression.

Les capteurs de force sont positionnés sur les deux plateaux de compression (figure 3.1(b)). Une pré-charge de 3 N est appliquée avec une vitesse de déplacement de 10 mm/min sur les échantillons. Elle permet de diminuer les jeux présents initialement sur le montage. Trois essais à vide (« blanc ») sont effectués à 40 kN avant le début des essais sur échantillons pour pouvoir corriger les effets des jeux lors du dépouillement. Les échantillons sont disposés directement au contact des plateaux. Compte tenu des dimensions des échantillons, l'utilisation d'un extensomètre est impossible. La déformation est déduite du déplacement de la traverse. Tous les essais sont réalisés à température ambiante.

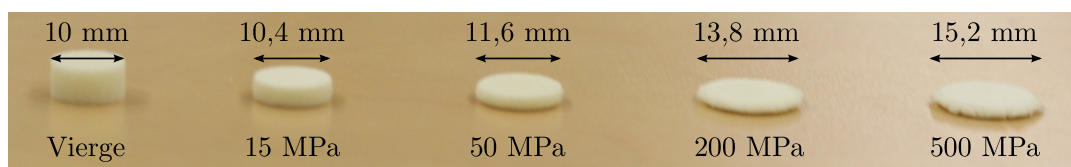


FIG. 3.1: Échantillons testés en compression quasi-statique.

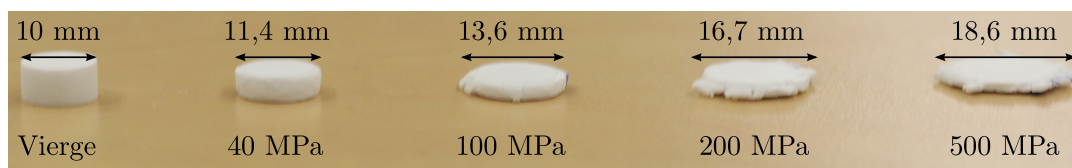
3.2 Matrice d'essais

Pour tous les essais, la vitesse de déplacement de la traverse était comprise entre 1 et 250 mm/min. La charge maximale appliquée était quant à elle comprise entre 2 et 40 kN. Le tableau 3.1 recense tous les essais effectués durant cette campagne de caractérisation sur mousses : 22 échantillons de mousse polyuréthane et 21 échantillons de mousse époxy ont été testés.

Dans les essais de compression libre ou compression simple, le déplacement des bords latéraux des échantillons est autorisé. La figure 3.2 montre effectivement une diminution de l'épaisseur et une expansion latérale importante des échantillons testés en compression libre, due à l'effet Poisson. La déformation latérale est plus marquée pour la mousse époxy que pour la mousse polyuréthane.



(a) Échantillons de mousse polyuréthane.



(b) Échantillons de mousse époxy.

FIG. 3.2: État des échantillons de mousse après des essais cyclés à différents niveaux de chargement.

Quelques essais en compression confinée (chargement œdométrique) ont également été réalisés. Les échantillons sont alors placés dans un cylindre de confinement en acier. Ce montage permet d'imposer un chargement en déformation uniaxiale similaire aux

Expérience	Mousse	Nb d'essais	N° éch.	Amplitude à atteindre (MPa)	Vitesse de déplacement (mm/min)
Essais de référence en compression libre	polyuréthane	2	1, 3	500	1
	époxy	2	1, 2		
Essais en compression libre à différentes amplitudes	polyuréthane	3	2, 4, 7	15	1
		3	5, 6, 9	50	
		3	10, 11, 17	500	
	époxy	3	3, 4, 5	40	
		3	6, 7, 8	100	
		3	9, 10, 11	500	
Essais en compression libre avec périodes de repos	polyuréthane	2 (repos 5 min)	12, 13	200	1
		2 (repos 40 min)	14, 15		
	époxy	2 (repos 5 min)	12, 13		
		2 (repos 40 min)	15, 19		
Essais en compression libre à différentes vitesses de déplacement	polyuréthane	1	19	500	10
		1	20		100
	époxy	1	16		10
		1	17		100
Essais en compression confinée	polyuréthane	1	22	500	1
	époxy	1	21		
Essais de relaxation	polyuréthane	2	8, 16	200	100
	époxy	2	14, 20		

TAB. 3.1: Liste des essais quasi-statiques réalisés.

conditions de chargement rencontrées lors du passage d'un choc. Cependant, il ne permet pas d'étudier précisément le comportement des mousses lors des phases de déchargement, du fait des frottements entre les échantillons et le confinement.

3.3 Identification des mécanismes de compaction

Neuf essais cyclés en compression libre à trois amplitudes différentes – 15, 50 et 500 MPa pour la mousse polyuréthane, 40, 100 et 500 MPa pour la mousse époxy – ont été effectués. La vitesse de déplacement était fixée à 1 mm/min, ce qui donne une vitesse de déformation de $\dot{\epsilon} \approx 3,33 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$.

Les courbes contrainte-déformation enregistrées lors des essais sont présentées sur les figures 3.3 et 3.4. À noter que la contrainte est ici la contrainte conventionnelle (rapport de la force exercée sur la section initiale de l'éprouvette) et la déformation est la déformation conventionnelle (rapport de l'allongement sur l'épaisseur initiale de l'éprouvette). Une correction a été apportée à la déformation en utilisant les résultats des essais à vide (« blanc »).

L'homogénéité des mousses est démontrée par la reproductibilité des essais, présentée sur la figure 3.5.

Sur les courbes, nous distinguons une partie élastique, suivie d'un quasi-plateau dont le niveau est évalué à 9 MPa pour la mousse polyuréthane et 30 MPa pour la mousse époxy. Un pic de contrainte est visible avant le plateau pour la mousse époxy. Il est dû à la rupture de billes.

Les modules d'Young ont été déterminés en calculant la pente de la partie élastique dans le domaine de contrainte compris entre 1 et 4 MPa pour la mousse polyuréthane, entre 5 et 20 MPa pour la mousse époxy. Les modules d'Young déduits des courbes sont de $239 \pm 25 \text{ MPa}$ pour la mousse polyuréthane et $1819 \pm 45 \text{ MPa}$ pour la mousse époxy. Les résultats complets sont présentés dans l'annexe D.

Quelques échantillons ont été découpés, enrobés d'une résine d'imprégnation, polis, puis observés au microscope optique Olympus GX 71. Les parties foncées sur les micrographies correspondent à des zones qui ne laissent pas passer la lumière. Cela signifie que la résine d'imprégnation (utilisée pour préparer les échantillons aux observations microscopiques) n'a pas pénétré ; les pores sont intacts et sont restés fermés empêchant le passage de la résine. Au contraire, les parties claires correspondent à des zones où la résine d'imprégnation a pu pénétrer ; les pores se sont ouverts suite à une dégradation importante de la structure de la mousse lors du chargement mécanique.

Pour la mousse polyuréthane, la forme des pores devient elliptique dès 15 MPa. À 50 MPa, la dégradation de la structure est évidente avec quelques signes de flambage des parois. Pour le chargement maximal de 500 MPa, toute la structure est endommagée, nous avons l'impression de comprimer un ensemble de fragments de cellules de mousse polyuréthane.

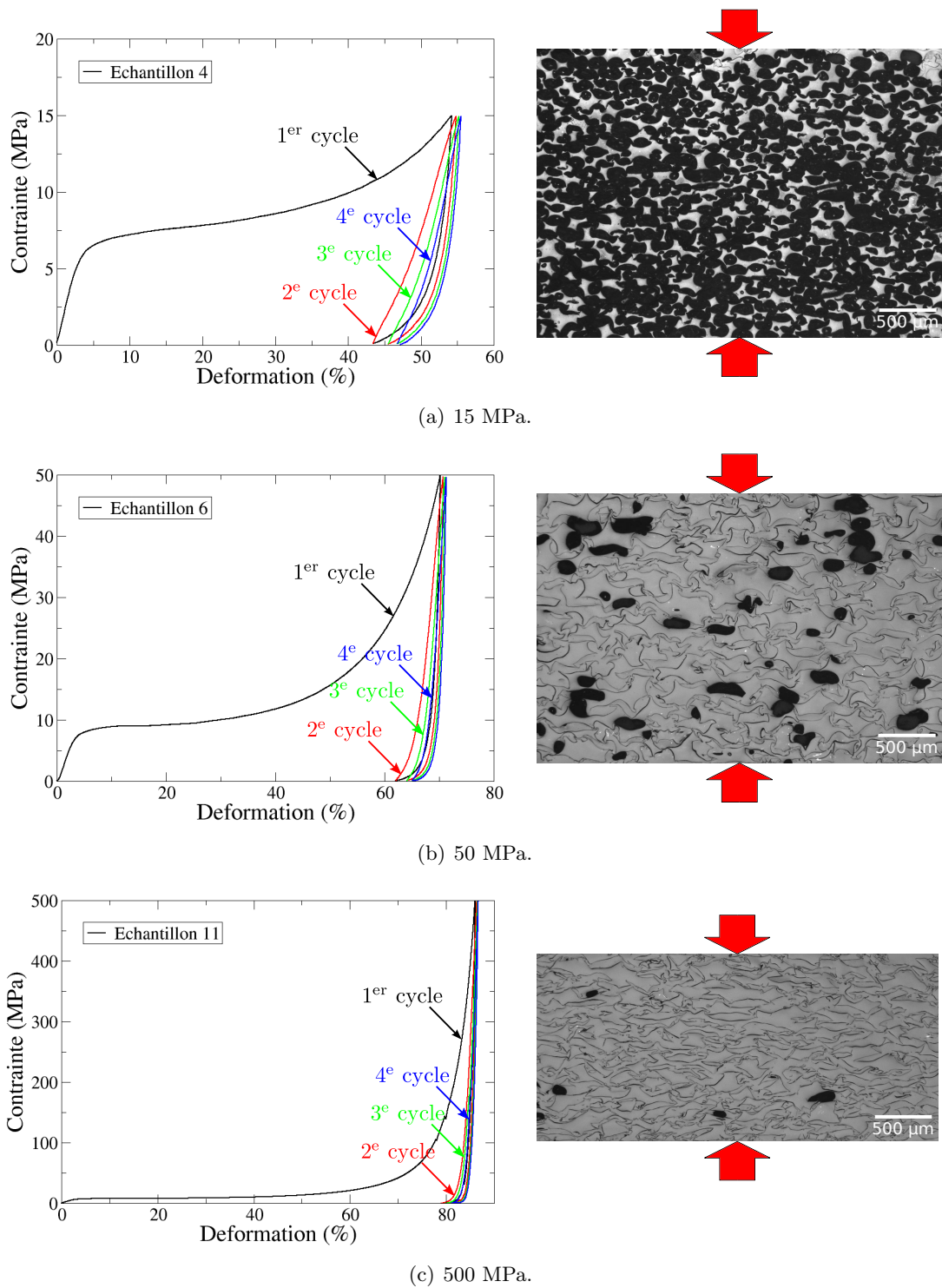


FIG. 3.3: Courbes contrainte-déformation obtenues pour les essais cycliques en compression libre sur mousse polyuréthane à différentes amplitudes (décharge jusqu'à 3 N) et observations microscopiques des échantillons après essais.

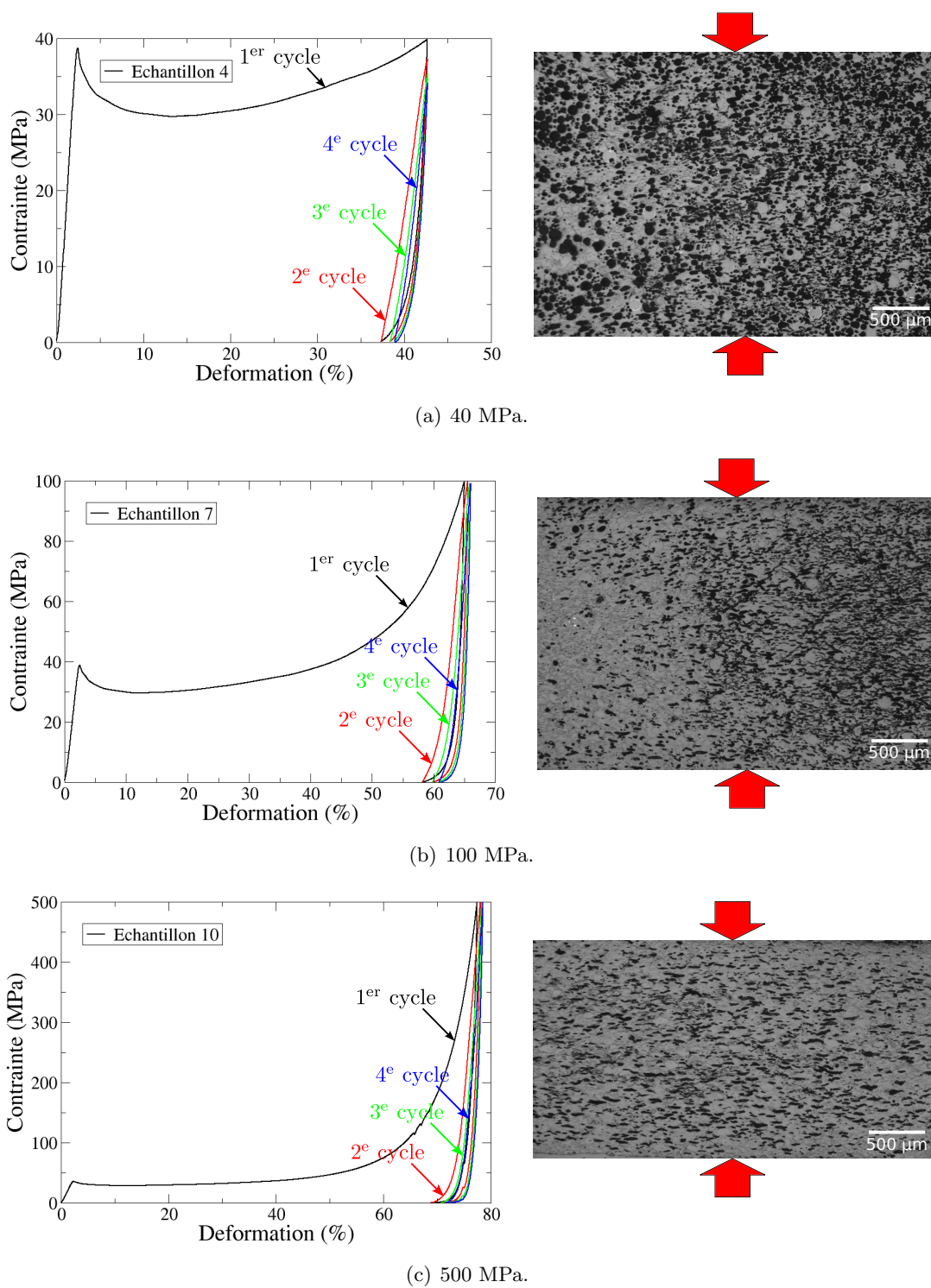


FIG. 3.4: Courbes contrainte-déformation obtenues pour les essais cycliques en compression libre sur mousse époxy à différentes amplitudes (décharge jusqu'à 3 N) et observations microscopiques des échantillons après essais.

Pour la mousse époxy, les billes de borosilicate sont cassées dès 40 MPa. Nous observons par contre très bien la diminution de la quantité de vides et la déformation importante des pores restants (forme aplatie).

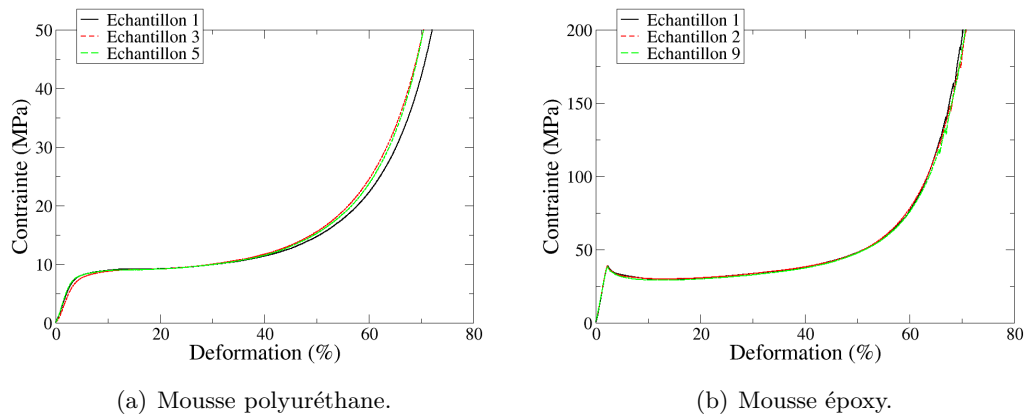


FIG. 3.5: Courbes contrainte-déformation obtenues pour les essais en compression simple.

La figure 3.6 montre un meilleur aperçu de la déformation des cloisons dans la mousse polyuréthane pour une contrainte de 13 MPa. Il s'agit d'un essai quasi-statique avec tomographie *in situ* réalisé à l'Institut P'. Nous distinguons une déformation importante des pores avec la présence de quelques zones de flambage (cercles blancs).

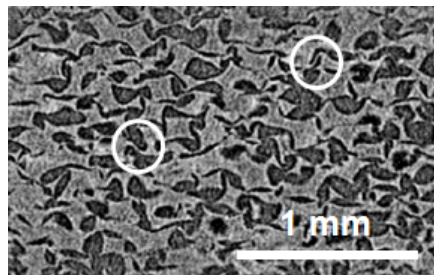


FIG. 3.6: Tomographie effectuée sur un échantillon de mousse polyuréthane sous une charge de 13 MPa.

La compaction de ces deux mousses intervient essentiellement par rupture de leurs structures avec seulement quelques sites de flambage élastique pour la mousse polyuréthane. La déformation permanente en fin d'essai est relativement élevée (jusqu'à plus de 80% pour la mousse polyuréthane chargée à 500 MPa).

Un autre indicateur de la compaction de la mousse est donné par l'évolution du module élastique mesuré pendant les phases de détente (figure 3.7).

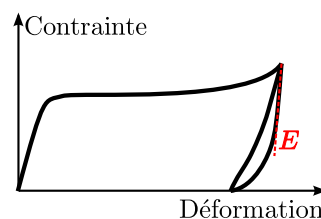


FIG. 3.7: Détermination du module sécant pour un cycle de charge / décharge.

Les tableaux 3.2 et 3.3 rassemblent les valeurs des modules obtenus pour chaque mousse en fonction du niveau de chargement.

E_0	$E_{15 \text{ MPa}}$	$E_{50 \text{ MPa}}$	$E_{200 \text{ MPa}}$	$E_{500 \text{ MPa}}$
239 MPa	1,0 GPa	6,3 GPa	24,0 GPa	47,4 GPa

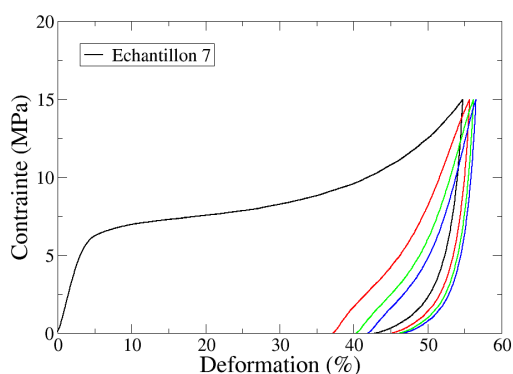
TAB. 3.2: Modules sécants pour la mousse polyuréthane.

E_0	$E_{40 \text{ MPa}}$	$E_{100 \text{ MPa}}$	$E_{200 \text{ MPa}}$	$E_{500 \text{ MPa}}$
1819 MPa	6,1 GPa	12,8 GPa	22,6 GPa	36,3 GPa

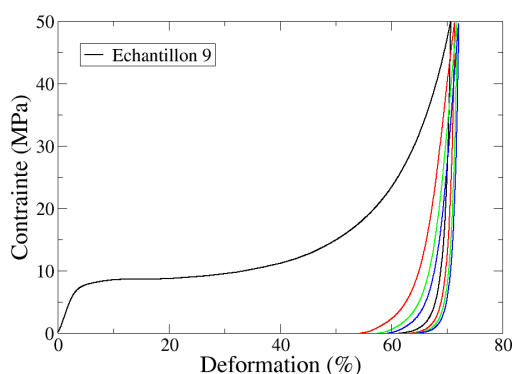
TAB. 3.3: Modules sécants pour la mousse époxy.

De manière générale, ce module augmente sensiblement pour les deux mousses, leur comportement se rapprochant petit à petit de celui des matériaux complètement densifiés.

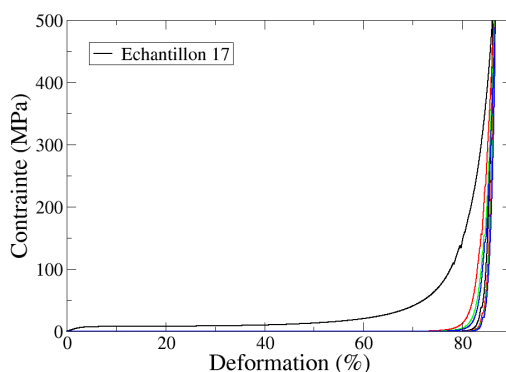
Les cycles de charge / décharge réalisés lors des précédents essais sont pilotés à l'aide du capteur de force. Un nouveau cycle de charge / décharge débute chaque fois que la force descend en dessous de 3 N. Des essais complémentaires ont été réalisés en déchargeant jusqu'à ce que le plateau mobile revienne à sa position initiale. Les résultats sont présentés sur les figures 3.8 et 3.9.



(a) 15 MPa.



(b) 50 MPa.



(c) 500 MPa.

FIG. 3.8: Courbes contrainte-déformation obtenues pour les essais cycliques sur mousse polyuréthane à différentes amplitudes (décharge jusqu'à position initiale).

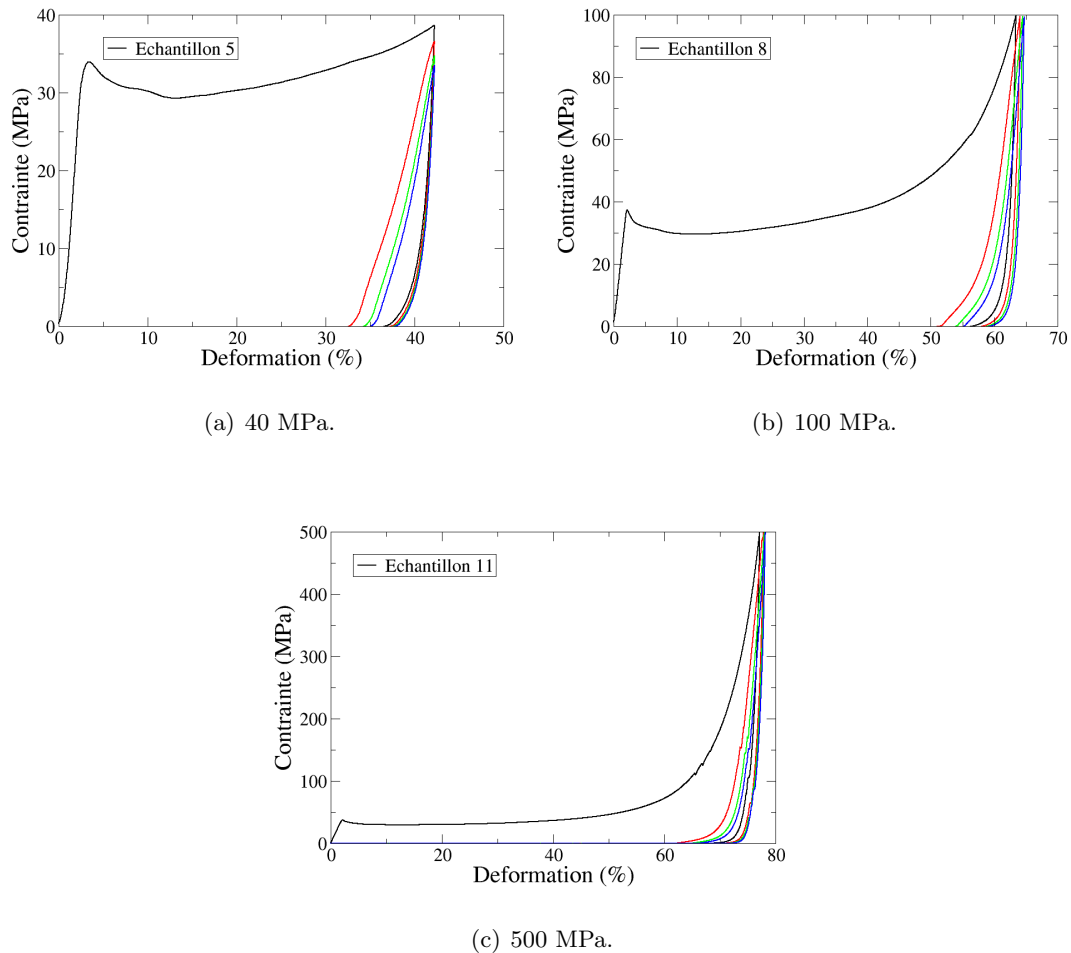


FIG. 3.9: Courbes contrainte-déformation obtenues pour les essais cycliques sur mousse époxy à différentes amplitudes (décharge jusqu'à position initiale).

Nous constatons que la déformation permanente mesurée après le premier cycle est inférieure à celle mesurée lors des premiers essais. Cette déformation se stabilise au niveau de celle mesurée lors des premiers essais après plusieurs cycles de charge / décharge. Comme nous allons le voir dans la partie 3.7, il s'agit d'un premier signe de la réponse viscoélastique de la mousse une fois compactée.

3.4 Influence de la triaxialité des contraintes

Lors des essais de compression simple ou libre, l'état de contrainte est uniaxial. Le tenseur de déformation associé comporte une composante dans chacune des directions principales. Sous certaines hypothèses (choc initial plan, propagation unidimensionnelle, partie centrale de la zone choquée, mousse considérée comme un matériau homogène isotrope), le chargement appliqué lors d'un choc laser est considéré en déformation uniaxiale. Les essais de compression confinée ou œdométrique ont la vocation d'étudier la réponse du matériau en déformation uniaxiale, en négligeant les frottements sur les bords pendant la phase de compression. Pour cela, les échantillons sont insérés dans

un confinement en acier présenté sur la figure 3.10. La contrainte vraie (rapport de la force exercée sur la section de l'éprouvette à l'instant considéré) est identique à la contrainte conventionnelle puisque la section de l'échantillon est fixée par le diamètre du confinement.



FIG. 3.10: Confinement utilisé pour les essais en compression confinée.

Les courbes contrainte-déformation obtenues lors d'essais à 500 MPa en compression simple et en compression confinée sont comparées sur la figure 3.11.

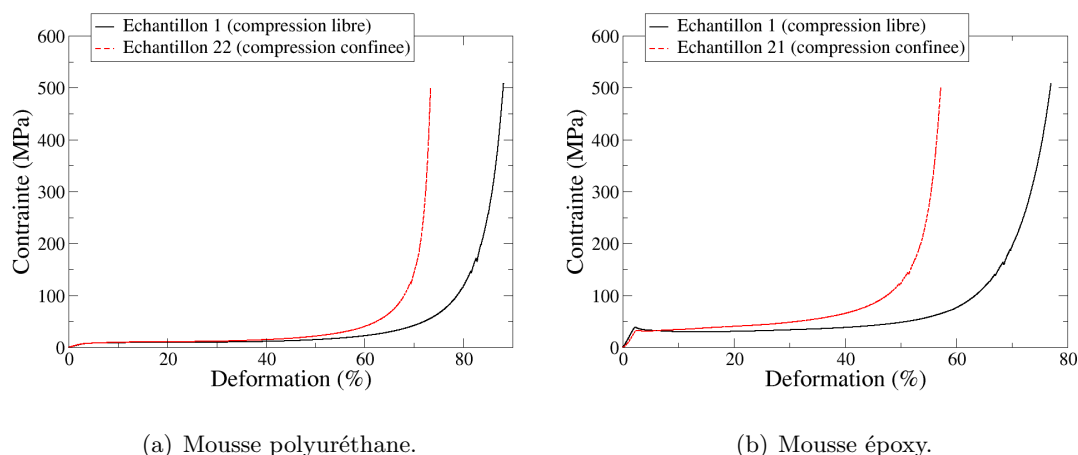


FIG. 3.11: Courbes contrainte-déformation obtenues pour les essais en compression simple et compression confinée.

Nous constatons que le niveau du plateau de compaction est identique en compression simple et en compression confinée. Le début de la compaction, c'est-à-dire la rupture de la structure des mousses, intervient à partir d'un seuil de contrainte donné, qui ne dépend *a priori* pas de la triaxialité du chargement. Ceci est en contradiction avec des résultats de la littérature [47]. Une explication se trouve probablement dans l'utilisation de produits différents pour la fabrication des échantillons, ainsi que dans la présence d'un jeu entre l'échantillon et le confinement au début du chargement.

Par contre, la déformation maximale enregistrée lors des essais en compression confinée est inférieure à celle obtenue lors des essais en compression simple. Le confinement de l'échantillon empêche toute déformation latérale et conduit à rejoindre le comportement du dense plus rapidement. D'autre part, le calcul de la contrainte, rapport de la force enregistrée par la machine sur la surface de l'échantillon, est entaché d'erreur dans le cas

de la compression non confinée, où cette surface augmente en cours d'essai.

Du fait de la présence du jeu entre l'échantillon et le confinement, seuls les modules d'Young des mousses sont déduits de ces essais, et non les modules œdométriques. Nous obtenons les valeurs de 276 MPa pour la mousse polyuréthane et 1522 MPa pour la mousse époxy, cohérentes avec celles obtenues précédemment.

3.5 Influence de la vitesse de chargement

Pour étudier l'influence de la vitesse de chargement, nous avons réalisé des essais de compression simple avec des vitesses de déplacement de la traverse de 1, 10 et 100 mm/min. Les vitesses de déformation correspondantes sont comprises entre $\dot{\epsilon} \approx 3,33 \times 10^{-2} \text{ s}^{-1}$ et $\dot{\epsilon} \approx 0,33 \text{ s}^{-1}$. Les contraintes maximales appliquées sont quant à elles fixées à 500 MPa. Les courbes mesurées sont présentées et comparées sur la figure 3.12.

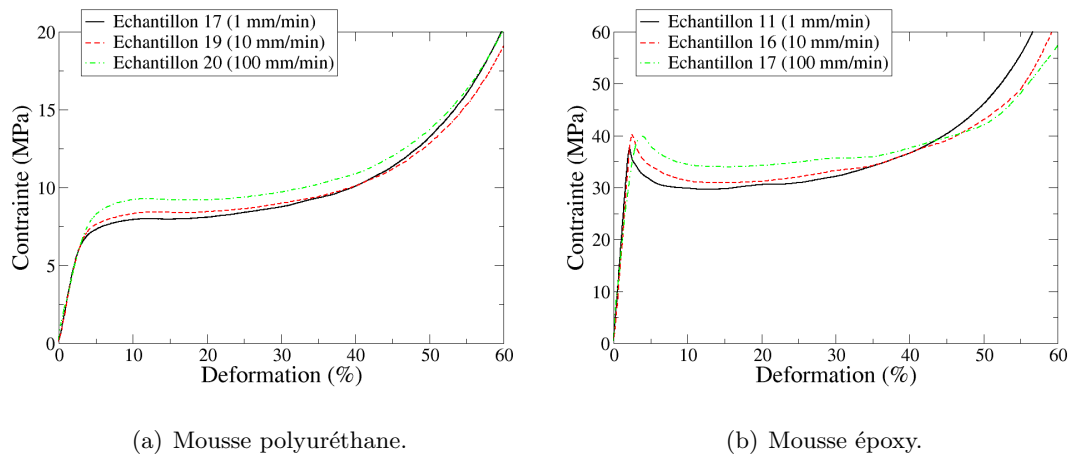


FIG. 3.12: Courbes contrainte-déformation obtenues pour les essais cycliques en compression libre à différentes vitesses de déplacement.

Dans le domaine de vitesse de chargement balayé lors de ces essais, nous notons une légère évolution du plateau de compaction. À partir de 40-50% de déformation, les courbes contrainte-déformation se rejoignent. Par ailleurs, lorsque la vitesse augmente, la déformation résiduelle augmente légèrement.

Des essais aux barres d'Hopkinson ont été réalisés à CEA Le Ripault pour augmenter la vitesse de déformation et atteindre 3000 s^{-1} et 6000 s^{-1} . Les éprouvettes de mousse ont un diamètre de 10 mm et une épaisseur de 2 mm, les barres en aluminium Al7075-T6 ont un diamètre de 20 mm. Les courbes contrainte-déformation obtenues sont présentées sur la figure 3.13.

Pour la mousse polyuréthane, le niveau du plateau de compaction est à 13 MPa, soit 45% au-dessus de celui mesuré lors des essais quasi-statiques. Le module de compressibilité, déduit de l'analyse des courbes contrainte-déformation est évalué entre 250 et 280 MPa, c'est-à-dire équivalent à celui déterminé à l'aide des essais quasi-statiques.

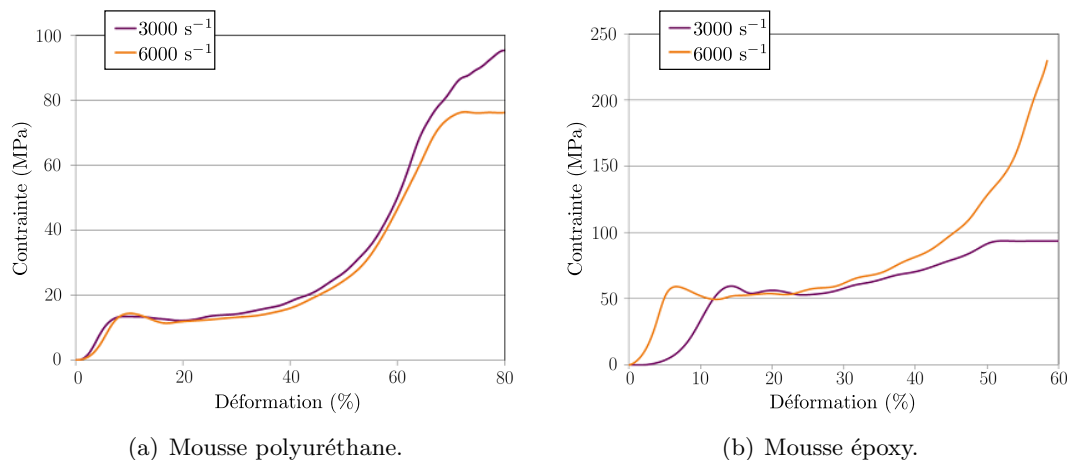


FIG. 3.13: Courbes contrainte-déformation obtenues pour les essais aux barres d'Hopkinson.

Pour la mousse époxy, le niveau du plateau de compaction est situé aux alentours de 50 MPa, soit 65% au-dessus de celui déterminé en régime quasi-statique. Le module de compressibilité est de 1600 MPa à 3000 s^{-1} .

Les sauts de vitesse de déformation obtenus grâce aux essais aux barres d'Hopkinson confirment clairement une influence de la vitesse de chargement sur le plateau de compaction alors que les modules élastiques restent à peu près constants.

3.6 Influence de la température

Lors d'essais quasi-statiques en compression confinée réalisés à -54°C , 22°C et 74°C , Lu [47] montre que la limite d'élasticité d'une mousse polyuréthane décroît lorsque la température augmente (figure 3.14). Elle diminue en effet de plus de 40% entre -54°C et 74°C .

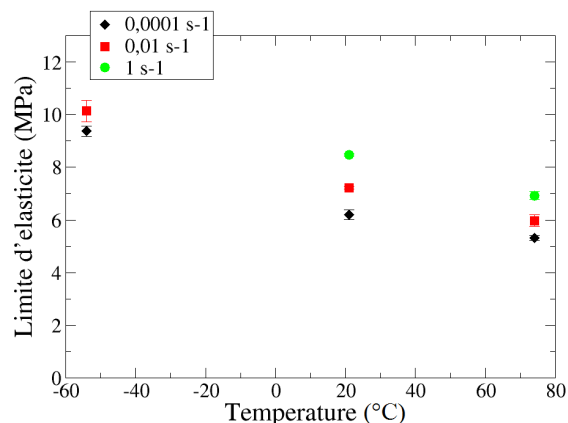


FIG. 3.14: Évolution de la limite élastique d'une mousse polyuréthane ($\rho_0 = 320 \text{ kg/m}^3$) avec la température [47].

Dans le cadre de notre étude, les essais quasi-statiques ont tous été réalisés à température ambiante. En attendant la réalisation d'essais complémentaires en température, nous avons choisi de considérer que la loi d'adoucissement thermique établie à partir des mesures DMA s'appliquerait également à la courbe de compaction (*cf.* parties 2.1.4 et 2.2.4).

3.7 Mise en évidence de la viscoélasticité

Dans la partie 3.2, nous avons mis en évidence une évolution au cours du temps de la déformation initialement considérée comme permanente. Cela signifie qu'une partie de la déformation atteinte à la fin de la phase de déchargement n'est pas vraiment permanente.

Deux essais de relaxation en compression libre ont été effectués sur chaque mousse pour montrer cette évolution. Un chargement en compression simple de 200 MPa est tout d'abord appliqué avec une vitesse de déplacement de la traverse de 100 mm/min. Le déplacement est ensuite bloqué pendant 30 min, et nous suivons l'évolution de la contrainte en fonction du temps. Les courbes obtenues sont présentées sur la figure 3.15.

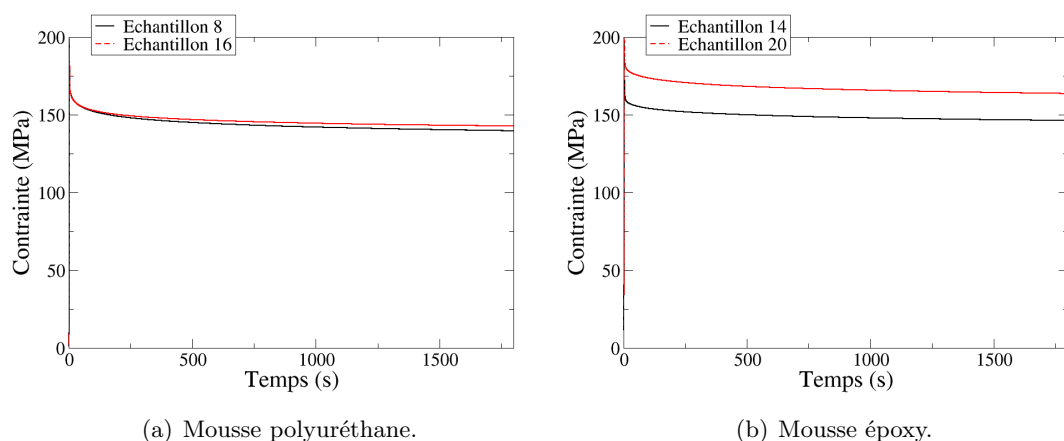


FIG. 3.15: Courbes contrainte-déformation obtenues pour les essais de relaxation en compression libre.

La contrainte diminue fortement dans les premiers instants, puis se stabilise autour de 150 MPa pour les deux mousses. La différence entre les courbes de relaxation des échantillons de mousse époxy n°14 et 20 peut s'expliquer par une hétérogénéité de la réponse de la mousse époxy.

En complément, nous avons réalisé des essais cyclés en compression simple en imposant des périodes de repos de 5 et 40 min entre chaque série de cycles. Les courbes contrainte-déformation obtenues sont présentées sur les figures 3.16 et 3.17.

Nous constatons que le temps de repos entre deux séries de cycles intervient sur la déformation résiduelle. Pour la mousse polyuréthane, une fois la première série de cycles à 200 MPa réalisée, et après une période de repos de 5 min, la déformation résiduelle est d'environ 73%. Elle est d'environ 71% après une période de repos de 40 min. Pour la

mousse époxy, la déformation résiduelle est de 62% après 5 min de repos et de 61% pour une période de repos de 40 min.

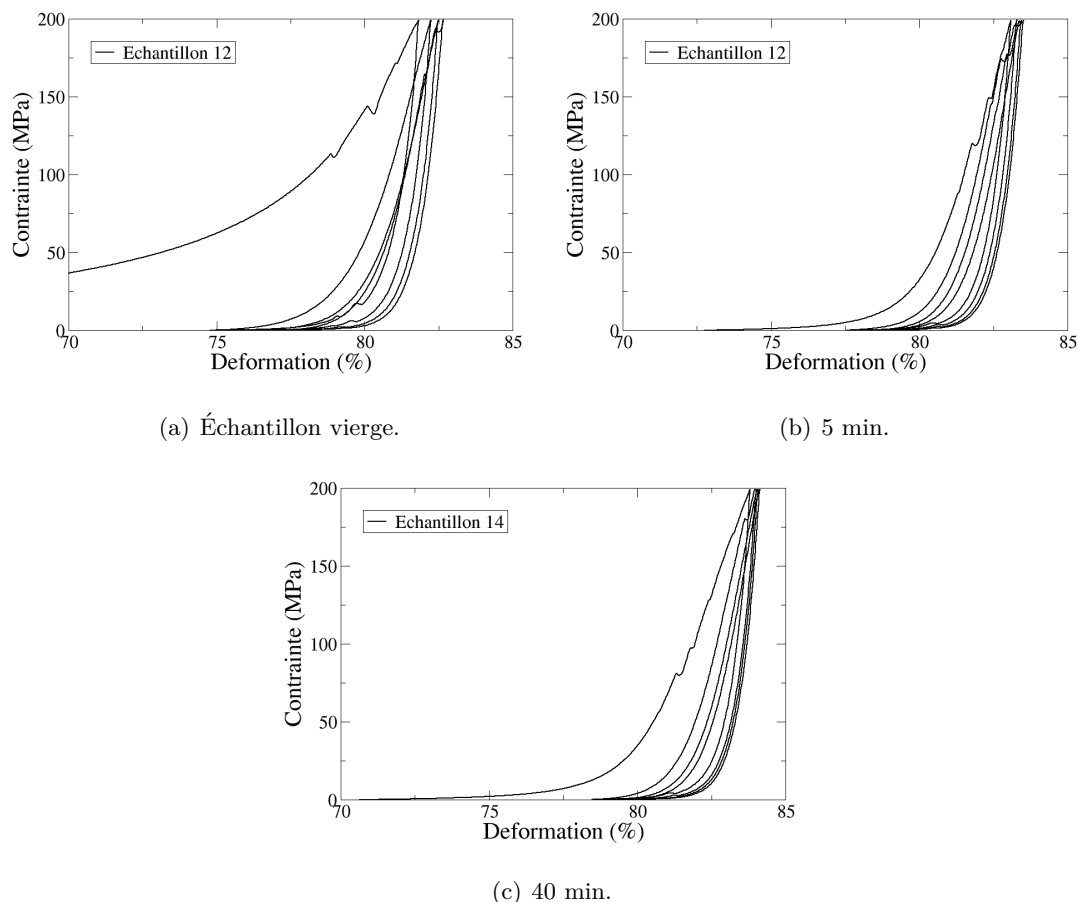


FIG. 3.16: Courbes contrainte-déformation obtenues pour les essais cycliques en compression libre sur mousse polyuréthane après des périodes de repos.

Ces écarts, qui restent tout de même faibles, sont plus importants lorsque le temps de repos s'allonge (*cf.* annexe D). Après une semaine de repos, nous avons constaté que l'épaisseur des échantillons de mousse polyuréthane augmentait en moyenne de 30% ($\varepsilon_{res} = 68\%$), et celle des échantillons de mousse époxy de 20% ($\varepsilon_{res} = 58\%$). Le comportement après compaction des deux mousses est apparemment viscoélastique.

3.8 Synthèse

L'analyse des résultats des essais quasi-statiques a permis de mettre en évidence les principaux mécanismes de compaction de ces deux mousses. Pour la mousse polyuréthane, la compaction est due au flambage viscoélastique et à la rupture des parois des cellules. Pour la mousse époxy, la compaction intervient après rupture des billes de borosilicate et déformation viscoplastique de la matrice. Des courbes contrainte-déformation ont été mesurées. Elles serviront de support pour le développement des modèles physico-numériques.

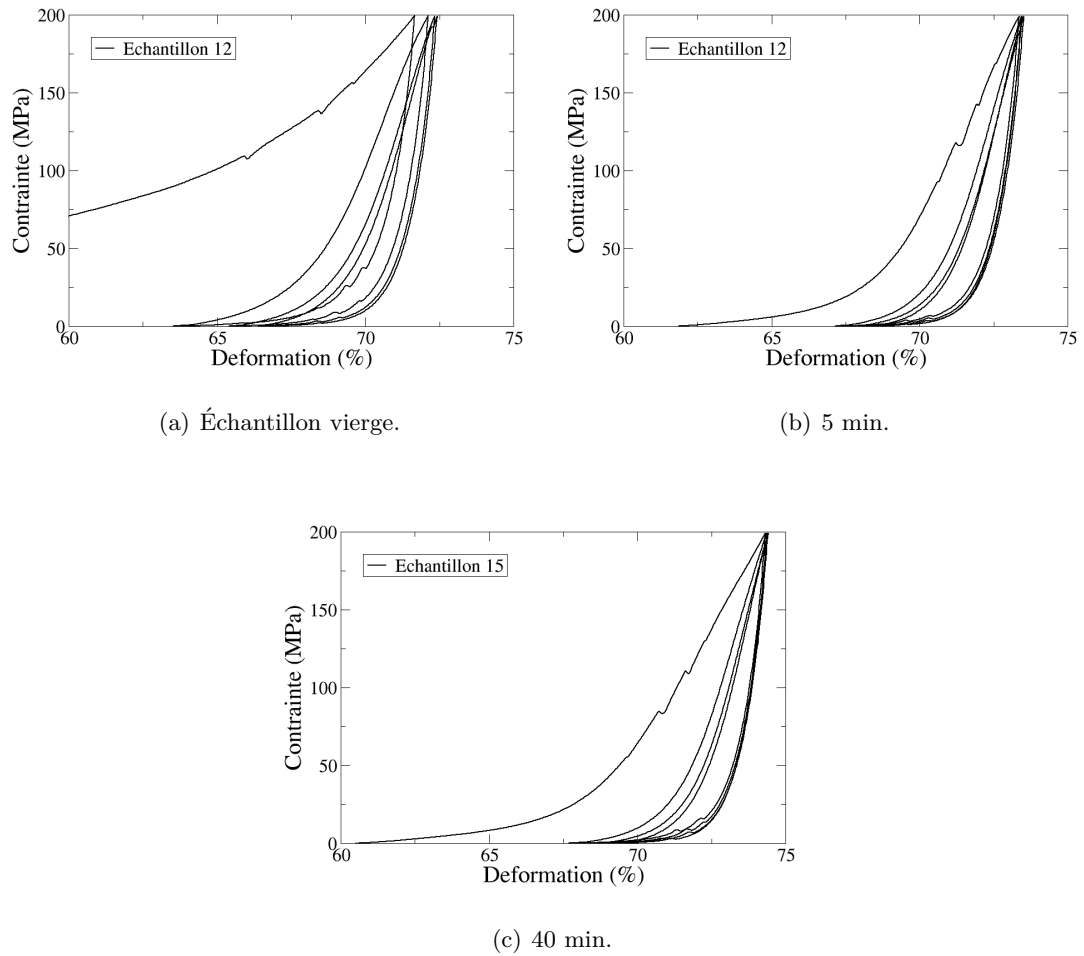


FIG. 3.17: Courbes contrainte-déformation obtenues pour les essais cycliques en compression libre sur mousse époxy après des périodes de repos.

L'effet de la vitesse de déformation sur la compaction est mis en évidence à l'aide d'essais aux barres d'Hopkinson. Dans le prochain chapitre, nous allons voir si le niveau du plateau de compaction continue à augmenter pour des vitesses de déformation encore plus élevées.

Les réponses des mousses après compaction sont relativement complexes, car la déformation se décompose en une partie irréversible et une partie réversible. Nous verrons, dans les prochains chapitres, que la prise en compte de cette composante réversible est indispensable pour bien calculer l'état de déformation des échantillons après quelques minutes ou quelques heures de repos.

Chapitre 4

Comportement à grande vitesse de déformation

LES essais quasi-statiques et aux barres d'Hopkinson ont permis d'avoir un aperçu du comportement des mousses à faible vitesse de déformation. Pour étudier le comportement des mousses à grande vitesse de déformation, nous avons réalisé des expériences dynamiques à l'aide d'un lanceur à gaz (SYLEX) et du générateur GEPI. Il s'agit d'observer et d'analyser la propagation d'ondes de contrainte dans les mousses polyuréthane et époxy. Les réponses des mousses face à ces phénomènes transitoires de propagation et d'interaction d'ondes doivent être étudiées pour pouvoir proposer ensuite des modèles physico-numériques adaptés aux problématiques du choc laser et des impacts hypervéloces. Dans ce chapitre, nous verrons comment réagissent les mousses polyuréthane face à des sollicitations canoniques délivrées lors d'expériences d'impact de plaques et GEPI.

4.1 Expériences d'impact de plaques

Les expériences d'impact de plaques sont utilisées depuis plusieurs décennies pour caractériser le comportement dynamique des matériaux [34, 78]. Elles permettent d'imposer une sollicitation calibrée en déformation uniaxiale sur un échantillon de matière et d'analyser sa réponse à l'aide de diagnostics adaptés (jauges de contrainte, mesures de vitesse par interférométrie Doppler laser).

4.1.1 Moyen expérimental

SYLEX (SYstème de Lancement sur EXplosif) est un lanceur à gaz du CEA CESTA, qui lance des projectiles sur des matériaux cibles à des vitesses pouvant aller jusqu'à 1000 m/s. Dans le cadre de cette thèse, la masse des projectiles est comprise entre 2,7 et 3,5 kg.

Comme tout lanceur, SYLEX est constitué d'une chambre sous haute pression derrière laquelle est fixé un tube sous vide. À l'interface de ces deux éléments est placé un diaphragme, dimensionné pour rompre à partir d'un seuil en pression. La détente soudaine du gaz sous pression projette le projectile placé dans le tube sur la cible placée à la bouche du lanceur [75–77, 79].

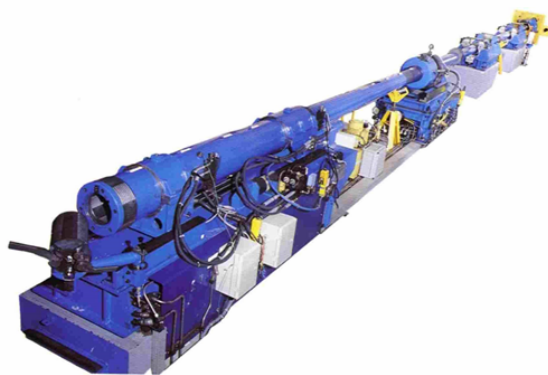


FIG. 4.1: Photographie du lanceur SYLEX.

4.1.2 Configurations expérimentales

La figure 4.2(a) représente de manière schématique les types de projectiles et de cibles utilisés lors de la campagne expérimentale. Les projectiles sont constitués d'un sabot en polyéthylène, d'une couche de mousse rigide en KLEGECELL et d'un impacteur en PMMA (polyméthylmétaacrylate). L'épaisseur de l'impacteur varie de 4 à 12 mm. Le choix de l'épaisseur de l'impacteur permet de faire varier la durée d'application du chargement de 3 à 9 μs .

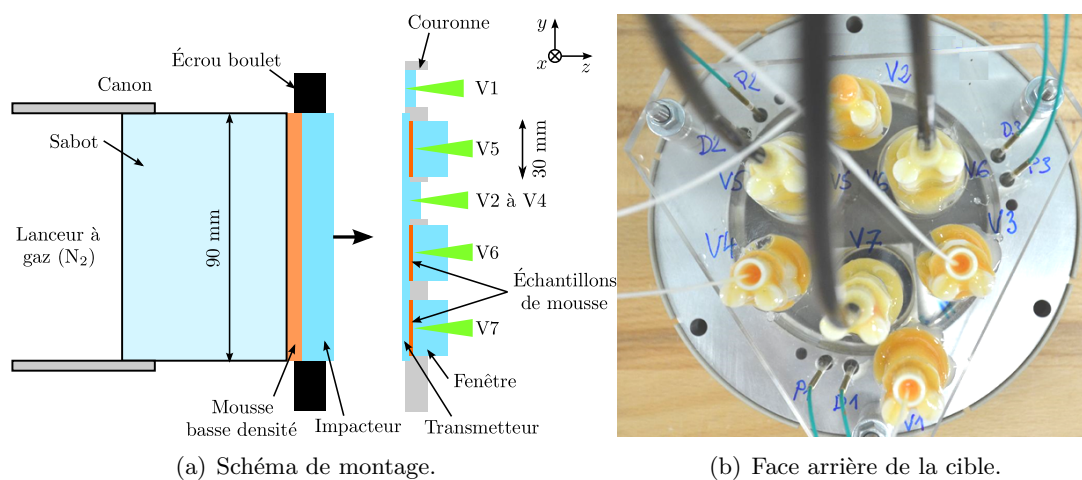


FIG. 4.2: Schéma de montage d'un essai SYLEX et vue de la face arrière de la cible.

Les cibles sont constituées d'un transmetteur en PMMA (diamètre : 90 mm) sur lequel sont collés trois échantillons de mousse de diamètre 30 mm. Une fenêtre en PMMA, un clinquant en aluminium ou un film de mylar sont également collés sur la face arrière des échantillons.

La vitesse d'impact est mesurée à l'aide de boucles magnétiques placées en amont de la cible. Elle est également déduite d'une mesure de vitesse effectuée par vélocimétrie hétérodyne (V1 sur la figure 4.2(b)). La mesure de vitesse est effectuée en visant l'écrou de boulet à travers une fenêtre polie, mais non métallisée en PMMA.

La position de l'impacteur par rapport à la cible au moment de l'impact (tilt suivant les axes x et y , représentés sur la figure 4.2(a)) est déduit des mesures de vitesse V2, V3 et V4. Ces mesures sont effectuées à 120° les unes des autres à l'interface entre le transmetteur et une fenêtre en PMMA de diamètre 10 mm. Connaissant les temps de parcours des ondes dans le transmetteur, les décalages temporels entre les différentes ondes permettent de remonter aux angles d'inclinaison de l'impacteur par rapport à la cible, et de recalculer tous les signaux par rapport à l'instant d'impact. Le dépouillement s'effectue en résolvant un système d'équations linéaires.

La réponse des mousses est analysée à partir des mesures de vitesse réalisées à l'aide d'un VISAR (*cf.* annexe B). Il s'agit des voies de mesure V5, V6 et V7 présentées sur la figure 4.2(b). L'acquisition est réalisée sur une fenêtre temporelle inférieure à $20 \mu\text{s}$, avec une fréquence de 5 GHz. Lorsque le matériau situé en face arrière de la mousse est une fenêtre en PMMA, la vitesse est mesurée à l'interface mousse / fenêtre. Dans le cas du clinquant en Al6061-T6 ou du mylar alu, la vitesse est mesurée en surface libre.

Le chargement est de type choc soutenu avec une durée d'application dépendant de l'épaisseur de l'impacteur. Trois configurations expérimentales ont été testées sur les mousses (tableau 4.1).

La première configuration dite de « compaction » consiste à générer une onde de compression suivie d'ondes de recompression pour compacter progressivement l'échantillon de mousse (figure 4.3(a)), l'impédance de choc du PMMA étant supérieure à celles des mousses. L'épaisseur de l'impacteur est choisie de manière à retarder l'arrivée de l'onde de détente (réflexion de l'onde de compression sur la face arrière de l'impacteur).

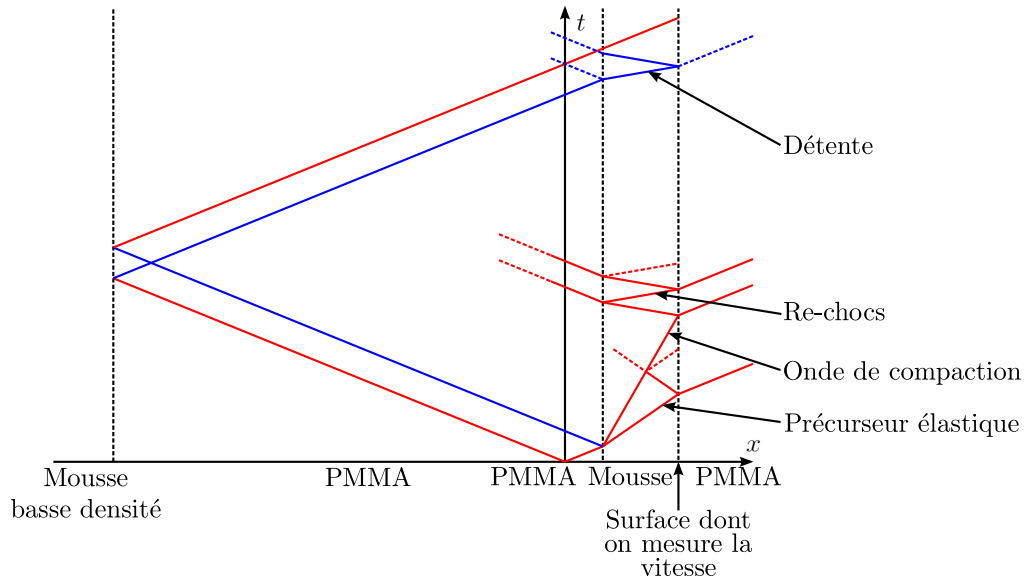
La deuxième configuration dite de la « plaque témoin » consiste à déterminer des états de détente successifs dans la mousse après une première étape de compression-recompression (figure 4.3(b)).

La troisième configuration a été proposée pour compléter l'étude du comportement en détente des mousses. L'épaisseur du mylar alu est suffisamment fine pour considérer que la face arrière de la mousse est une surface libre (figure 4.3(c)).

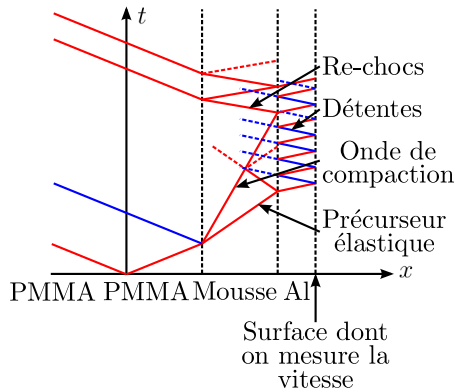
L'onde de pression générée dans la mousse est scindée en une onde appelée « précurseur élastique » et une onde de compaction. Le précurseur, de niveau correspondant à la LEH (Limite Élastique d'Hugoniot) de la mousse, se propage rapidement dans la mousse. C'est la première onde arrivant au niveau de la face arrière de l'échantillon de mousse.

N° essai	Configuration	Impacteur		Vitesse (m/s)	Tilt		Cible	
		Matériau	Épaisseur (mm)		θ_x (°)	θ_y (°)	Matériau	Épaisseur (mm)
9-16	Compaction	PMMA	12	282	1,10	5,48	PMMA/PUR/PMMA	1/2/15
10-16	Compaction	PMMA	12	388	0,80	3,86	PMMA/PUR/PMMA	1/2/15
5-17	Compaction	PMMA	12	405	0,23	0,01	PMMA/PUR/PMMA	4/2/15
							PMMA/Épo/PMMA	
							PMMA/PUR/Al6061-T6	
11-16	Plaque témoin	PMMA	4	240	3,19	0,00	PMMA/PUR/Al6061-T6	2/2/1
							PMMA/Épo/Al6061-T6	
							PMMA/PUR/Al6061-T6	
13-16	Plaque témoin	PMMA	4	102	9,32	6,26	PMMA/PUR/Al6061-T6	2/2/1
14-16	Plaque témoin	PMMA	4	310	0,67	1,87	PMMA/Épo/Al6061-T6	2/2/1
							PMMA/PUR/Al6061-T6	
							PMMA/Épo/Al6061-T6	
12-16	Détonte	PMMA	12	216	1,25	0,35	PMMA/PUR/Mylar alu	6/2/0,015
							PMMA/Épo/Mylar alu	
							PMMA/PUR/Mylar alu	
3-17	Détonte	PMMA	12	359	3,43	0,82	PMMA/PUR/Mylar alu PMMA/Épo/Mylar alu	6/2/0,015

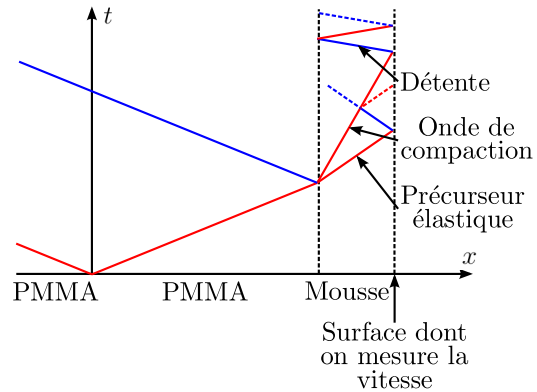
TAB. 4.1: Caractéristiques des essais SYLEX réalisés (PUR = mousse polyuréthane, Épo = mousse époxy).



(a) Configuration « compaction ».



(b) Configuration « plaque témoin ».



(c) Configuration « détente ».

FIG. 4.3: Diagrammes de marche des essais SYLEX pour les trois configurations.

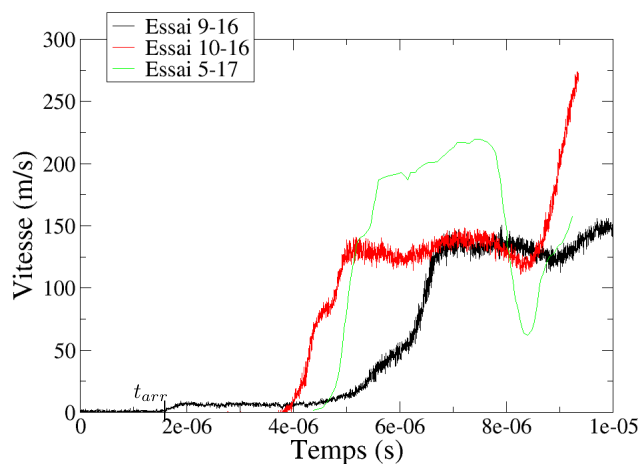
4.1.3 Résultats expérimentaux

Les profils de vitesse mesurés à l'interface mousse / fenêtre ou en face arrière de d'aluminium ou du mylar alu sont présentés sur les figures 4.4 et 4.5.

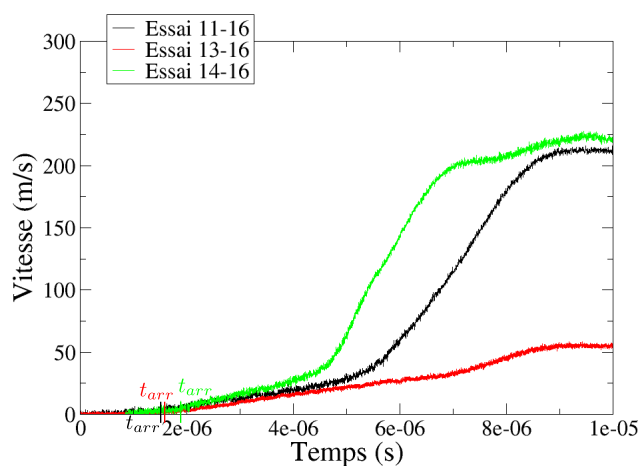
Pour les configurations « compaction » et « détente », nous observons un premier plateau de vitesse correspondant à l'arrivée du précursus élastique en face arrière des échantillons. La LEH est la limite de comportement élastique d'un matériau sous chargement dynamique en déformation uniaxiale. Elle est déterminée à partir de la valeur du premier plateau de vitesse u_{SL} (précursus élastique), grâce à la formule :

$$LEH = \frac{1}{2} \rho_0 C_L u_{SL} \tag{4.1}$$

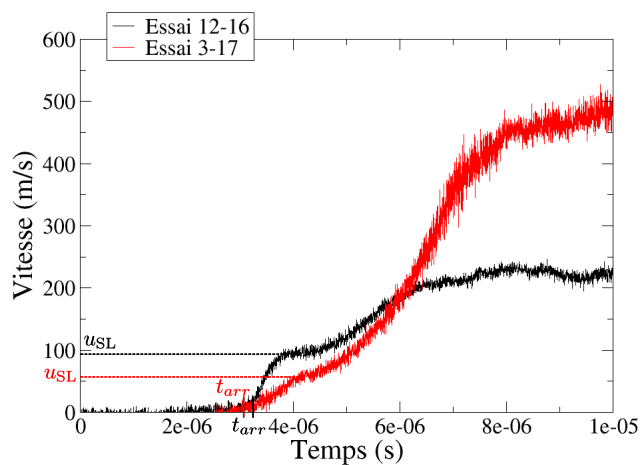
Cette caractéristique est fondamentale, car elle donne une indication de l'intensité des ondes de contraintes qui se propagent après atténuation. Nous obtenons les résultats présentés dans le tableau 4.2.



(a) Vitesse de l'interface mousse / PMMA dans la configuration « compaction » (voir figure 4.3(a)).

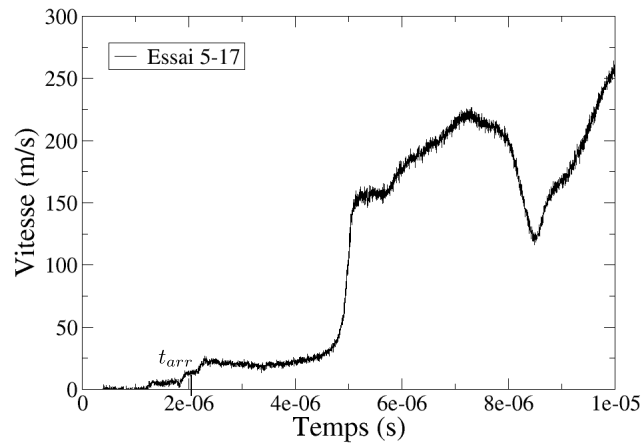


(b) Vitesse de la surface libre d'aluminium dans la configuration « plaque témoin » (voir figure 4.3(b)).

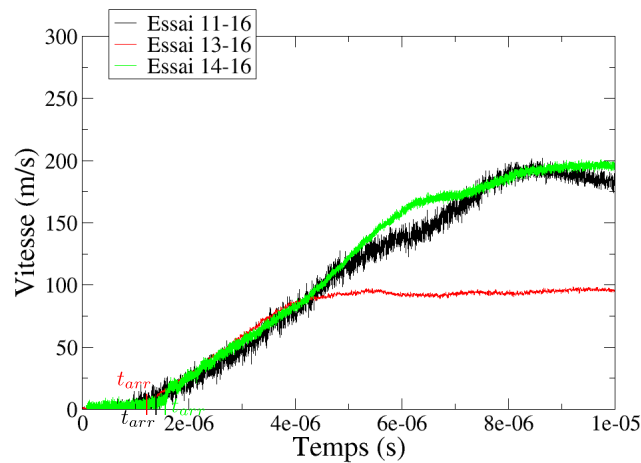


(c) Vitesse de la surface libre de la mousse dans la configuration « détente » (voir figure 4.3(c)).

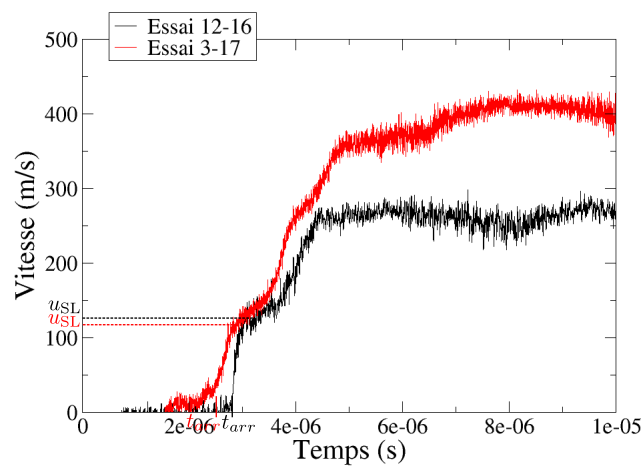
FIG. 4.4: Profils de vitesse mesurés pour les essais SYLEX sur mousse polyuréthane.



(a) Vitesse de l'interface mousse / PMMA dans la configuration « compaction » (voir figure 4.3(a)).



(b) Vitesse de la surface libre d'aluminium dans la configuration « plaque témoin » (voir figure 4.3(b)).



(c) Vitesse de la surface libre de la mousse dans la configuration « détente » (voir figure 4.3(c)).

FIG. 4.5: Profils de vitesse mesurés pour les essais SYLEX sur mousse époxy.

Mousse	N° essai	u_{SL} (m/s)	LEH (MPa)
Polyuréthane	12-16	94 ± 11	24 ± 5
	3-17	58 ± 11	12 ± 4
Époxy	12-16	126 ± 24	92 ± 23
	3-17	117 ± 10	103 ± 15

TAB. 4.2: Limites Élastiques d'Hugoniot des mousses déterminées à l'aide des essais SYLEX.

Ces niveaux sont plus élevés que ceux déterminés lors des essais quasi-statiques (*cf.* chapitre 3), ce qui met en évidence l'influence de la vitesse de déformation sur les mécanismes de compaction. Les seuils de flambage et la résistance à la rupture de la structure des mousses sont plus élevés que sous régime quasi-statique ou faiblement dynamique (barres d'Hopkinson).

La mesure des temps d'arrivée permet la détermination des célérités des ondes élastiques dans les mousses (tableau 4.4). Les célérités de l'aluminium Al6061-T6 et du PMMA sont indiquées dans le tableau 4.3. Pour le PMMA, nous utilisons les données expérimentales de la littérature [80–82] reportées sur la figure 4.6.

Matériau	ρ_0 (kg/m ³)	C_L (m/s)	C_T (m/s)	C_0 (m/s)
Al2024	2784	6360	3160	5210
Al6061-T6	2703	6400	3150	5270
Aluminium pur	2700	6530	3170	5410
PMMA	1186	2750	1360	2260

TAB. 4.3: Données sur l'aluminium Al2024, Al6061-T6 et le PMMA [34].

Matériau	N° essai	t_{arr} (μ s)	D_{PMMA} (m/s)	C_L (m/s)
Mousse polyuréthane	9-16	$1,58 \pm 0,01$	3093	1590 ± 30
	11-16	$1,50 \pm 0,01$	3066	1870 ± 40
	13-16	$1,58 \pm 0,01$	2939	1760 ± 30
	14-16	$1,88 \pm 0,01$	3114	1550 ± 30
	12-16	$3,24 \pm 0,01$	3051	1570 ± 30
	3-17	$3,07 \pm 0,01$	3138	1730 ± 30
Mousse époxy	5-17	$2,04 \pm 0,01$	3162	2580 ± 60
	11-16	$1,38 \pm 0,01$	3066	3070 ± 80
	13-16	$1,20 \pm 0,01$	2939	3440 ± 90
	14-16	$1,56 \pm 0,01$	3114	2660 ± 60
	12-16	$2,82 \pm 0,01$	3051	2340 ± 50
	3-17	$2,51 \pm 0,01$	3138	3350 ± 80

TAB. 4.4: Célérité des ondes élastiques longitudinales dans les mousses, déterminée à l'aide des essais SYLEX.

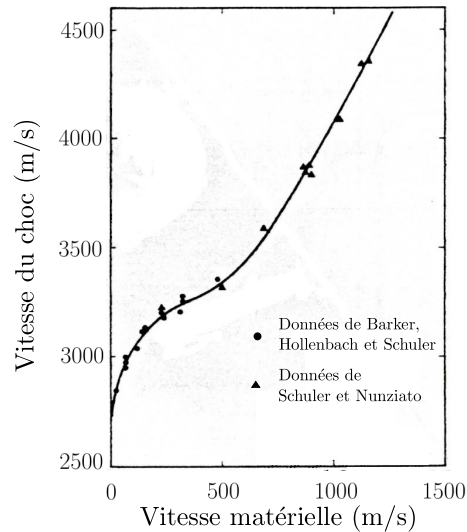


FIG. 4.6: Courbe vitesse du choc-vitesse matérielle pour le PMMA [80–82].

Les valeurs obtenues sont assez dispersées, à cause de difficultés pour mesurer précisément les temps d'arrivée des ondes sur les profils de vitesse.

Une onde de compaction est observée sur les profils de vitesse mesurée lors des expériences « compaction ». Le temps d'arrivée de l'onde de compaction et la forme du profil de vitesse pendant cette phase sont des éléments importants que les modèles physico-numériques doivent reproduire.

Comme montré sur la figure 4.3(b), les allers-retours d'ondes dans l'aluminium doivent théoriquement créer des paliers sur les profils de vitesse. Ces paliers ne sont cependant pas observables expérimentalement sur les figures 4.4(b) et 4.5(b). La forme et la pente de ces signaux sont tout de même des éléments importants pour valider les modèles pendant les phases de détente.

Les vitesses de déformation imposées lors des différentes expériences d'impact de plaques sont de l'ordre de $2 \times 10^5 \text{ s}^{-1}$. Il s'agit de niveaux relativement élevés qui intéressent directement les problématiques des chocs laser et des impacts à grande vitesse.

4.2 Expériences GEPI

4.2.1 Moyen expérimental

GEPI (Générateur Électrique de Pression Intense) est un générateur développé par la compagnie ITHPP pour le CEG (figure 4.7(b)) [76, 83, 84].

L'énergie électrique est stockée dans des condensateurs puis libérée pour créer un champ magnétique impulsionnel entre deux électrodes. L'intensité du courant, mesurée par trois boucles de courant Bdots, varie en fonction du nombre de condensateurs activés. Elle est généralement comprise entre 3 et 4 MA. L'impulsion électrique est de type sinusoïdale amortie avec une période de 600 ns (figure 4.8).

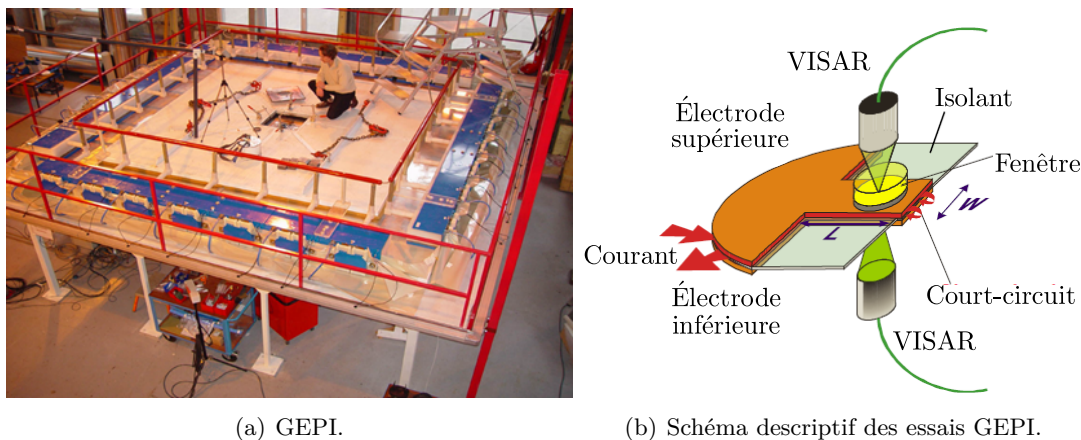


FIG. 4.7: Photographie du générateur GEPI et schéma descriptif des essais.

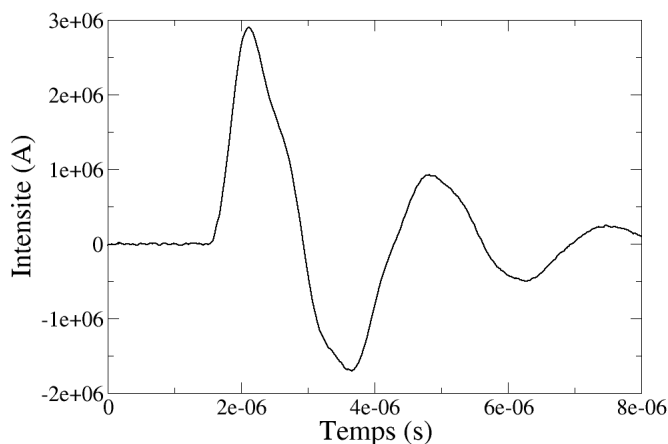


FIG. 4.8: Signal de courant délivré par GEPI.

Une pression magnétique (force de Laplace par unité de surface) intense est appliquée sur les électrodes connectées par un court-circuit. La pression magnétique théorique est donnée par l'équation suivante :

$$P = k_p \frac{B_{th}^2}{2\mu_0} = k_p \frac{\mu_0}{2} \left(\frac{I}{w} \right)^2 \quad (4.2)$$

où k_p est un facteur dépendant de la forme des électrodes et de l'intensité du courant, B_{th} l'induction magnétique dans une ligne plate théorique, μ_0 la perméabilité du vide, I l'intensité de courant et w la largeur de l'électrode.

Le chargement généré est constitué d'un train d'ondes de type compression-détente dont la durée à mi-hauteur est d'environ 600 ns (figure 4.9). Comme pour les essais lanceur, un chargement en déformation uniaxiale est appliqué sur l'échantillon.

Les échantillons sont collés ou placés au contact (sans collage) de la partie haute ou de la partie basse de l'électrode.

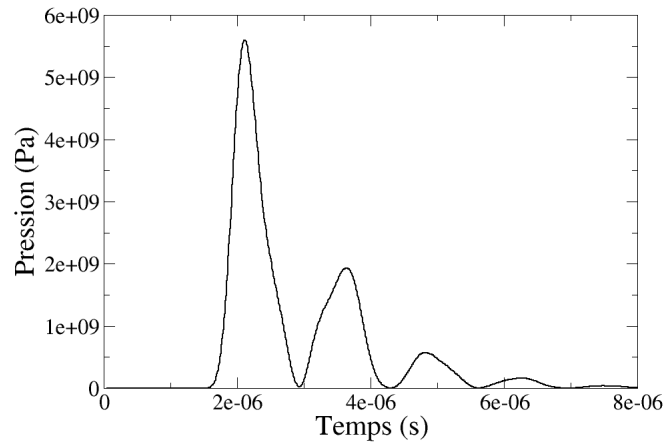


FIG. 4.9: Profil de pression généré par GEPI.

4.2.2 Configuration expérimentale

La configuration des expériences réalisées sur les mousses est représentée sur la figure 4.10(a) et dans le tableau 4.5.

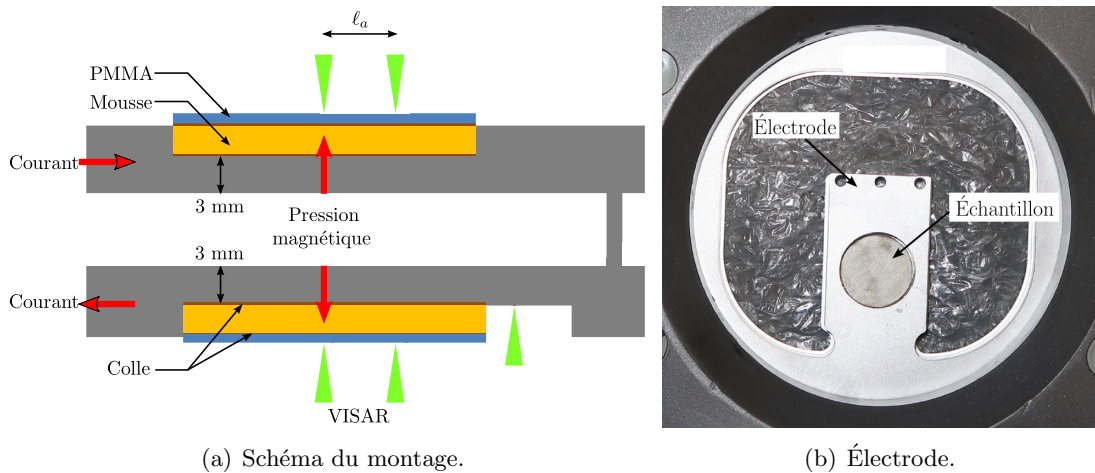


FIG. 4.10: Schéma du montage d'un essai GEPI et photographie de l'électrode.

N° essai	Largeur de l'électrode w (mm)	Distance ℓ_a (mm)	Intensité max I_{max} (MA)
1271	30	6,5	2,9
1272	50	10	3,0

TAB. 4.5: Caractéristiques des essais GEPI réalisés.

Un échantillon de mousse polyuréthane et un échantillon de mousse époxy d'épaisseur 2 mm sont pris en sandwich entre l'électrode en aluminium Al2024 d'épaisseur 3 mm

et un buffer en PMMA d'épaisseur 1 mm (figure 4.10(b)). L'échantillon de mousse et le buffer ont un diamètre de 20 mm. Le maintien de l'ensemble est assuré par collage. L'épaisseur de colle varie de quelques microns à quelques dizaines de microns.

Cinq mesures de vitesse sont effectuées en face arrière des buffers en PMMA aluminisé et en face arrière de l'électrode. Les deux visées derrière les buffers sont séparées d'une distance ℓ_a . La réponse dynamique des matériaux testés est analysée en mesurant la vitesse en face arrière du buffer par VISAR (*cf.* annexe B). L'acquisition est faite sur une fenêtre temporelle inférieure à 20 μ s, avec une fréquence de 5 GHz. Afin de correctement réfléchir la lumière émise par le laser utilisé pour les mesures de vitesses, la face arrière du buffer est métallisée.

4.2.3 Calibration des chargements

La formule théorique de la pression magnétique ne donne pas exactement la pression magnétique appliquée lors de chaque tir. Connaissant parfaitement le comportement de l'aluminium Al2024, nous utilisons les mesures de vitesse réalisées en face arrière de l'électrode pour déterminer à l'aide de corrélations expériences / calculs le coefficient k_p . Les coefficients k_p retenus pour les essais n°1271 et 1272 sont respectivement de 0,97 et 1,00. Les confrontations expériences / calculs sont présentées sur la figure 4.11.

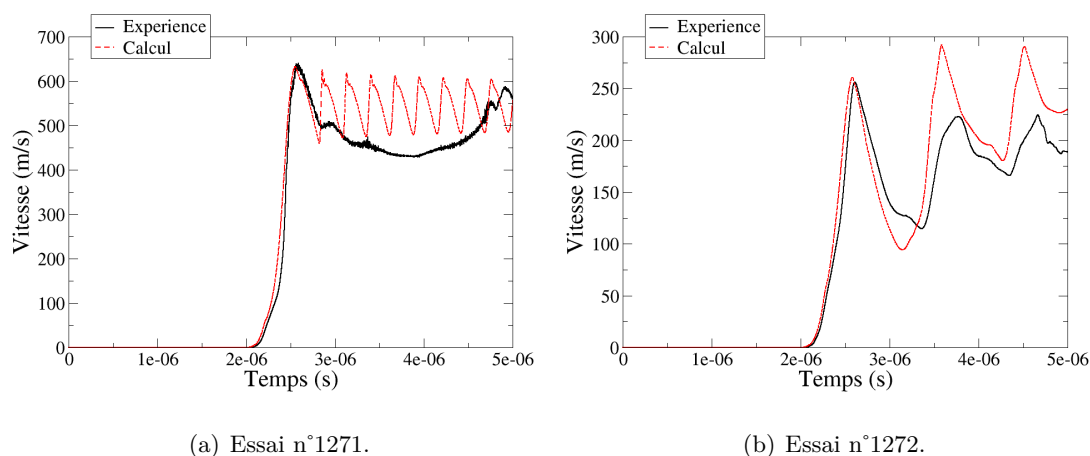


FIG. 4.11: Comparaison expériences / calculs des vitesses en face arrière de l'électrode en aluminium pour les deux essais GEPI.

Les simulations numériques ont été réalisées avec un code 1D dynamique explicite en utilisant une équation d'état de type BLF [85] et une loi de comportement élasto-plastique avec écrouissage isotrope de type SCG [86] (*cf.* annexe C). Pour ces calculs, la rupture en traction est représentée à l'aide d'un modèle de type cut-off en considérant une tension d'écaillage de 1,6 GPa. Pour les deux essais, la phase de compression est correctement restituée, ce qui valide le choix des coefficients k_p .

4.2.4 Écaillage de l'électrode

La tension d'écaillage utilisée pour les calculs est supérieure à celle déterminée à l'aide de la formule établie par Romanchenko et Stepanov [87] (équation 4.3).

$$\sigma_R = \rho_0 C_0 \Delta u \frac{1}{1 + C_0/C_L} \quad (4.3)$$

où Δu est défini sur la figure 4.12, ρ_0 est la masse volumique initiale de l'aluminium et C_0 et C_L sont respectivement les célérités du son et des ondes élastiques longitudinales. En effet, pour l'essai n°1271, la valeur de Δu est de 139 m/s, soit $\sigma_R = 1,11$ GPa.

La valeur de σ_R , qui peut être définie comme une résistance à l'écaillage, n'est cependant pas une caractéristique propre au matériau. Elle diminue en effet lorsque la température du matériau augmente jusqu'à devenir nulle une fois la température de fusion atteinte. Elle augmente aussi fortement avec la vitesse de déformation. Nous pouvons aussi calculer l'épaisseur de l'écaille e à l'aide de l'équation suivante :

$$e = \frac{1}{2} C_0 T \quad (4.4)$$

où T est la période des oscillations définie sur la figure 4.12. Pour l'essai n°1271, $T = 373$ ns, soit $e = 972$ microns.

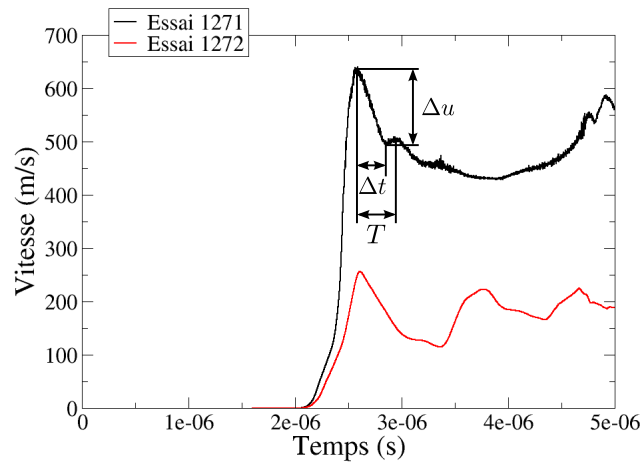


FIG. 4.12: Présentation des paramètres permettant le calcul de la contrainte à rupture, de la vitesse de déformation et de l'épaisseur d'écaille.

4.2.5 Détermination de la vitesse de déformation

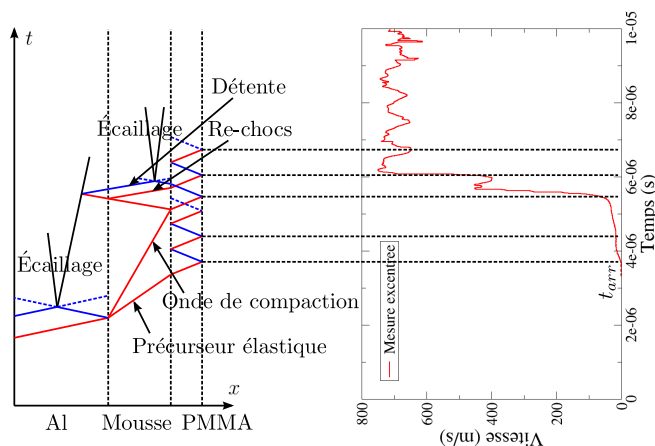
La vitesse de déformation appliquée dans l'électrode d'aluminium est obtenue grâce à la formule suivante :

$$\dot{\epsilon} = -\frac{1}{2C_0} \frac{\Delta u}{\Delta t} \quad (4.5)$$

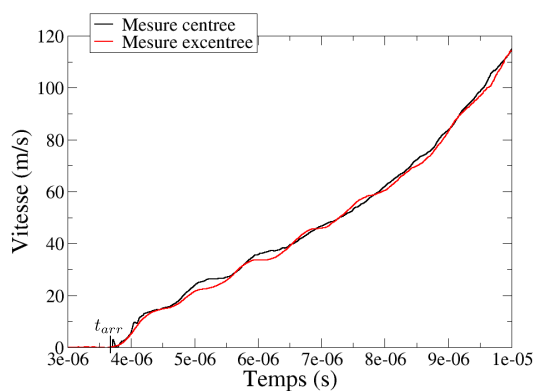
Les vitesses de déformation atteintes lors de l'essai GEPI n°1271 sont par conséquent de l'ordre de $5 \times 10^4 \text{ s}^{-1}$. Elles sont légèrement inférieures à celles atteintes lors des expériences d'impact de plaques.

4.2.6 Résultats expérimentaux

Les profils de vitesse mesurés en face arrière de l'ensemble {mousse + buffer} sont présentés sur les figures 4.13 et 4.14. Notons tout d'abord que les signaux mesurés au centre et à la distance ℓ_a du centre sont très proches. Ceci montre que le chargement et la réponse macroscopique des mousses étudiées sont plutôt homogènes.



(a) Essai n°1271 ($P_{\text{choc}} = 5,6$ GPa).



(b) Essai n°1272 ($P_{\text{choc}} = 2,3$ GPa).

FIG. 4.13: Profils de vitesse mesurés en face arrière de l'ensemble {mousse polyuréthane + buffer} pour les deux essais GEPI.

Le moyen GEPI permet effectivement d'appliquer le même profil de pression dans toute la zone de test. Ceci avait été au préalable vérifié par le CEG lors des expériences de mise au point des électrodes.

Contrairement aux résultats qui ont été obtenus sur d'autres mousses polymères ou des matériaux composites, la présence des hétérogénéités ne perturbe pas les signaux de vitesse : ni oscillations, ni décalage temporel entre les mesures. La réponse des mousses à l'échelle macroscopique est *a priori* homogène. Ceci est fondamental, car cela signifie que nous pouvons, en première approche, utiliser les outils de la mécanique des milieux continus pour représenter les phénomènes associés à la propagation d'ondes de contrainte

dans les mousses étudiées.

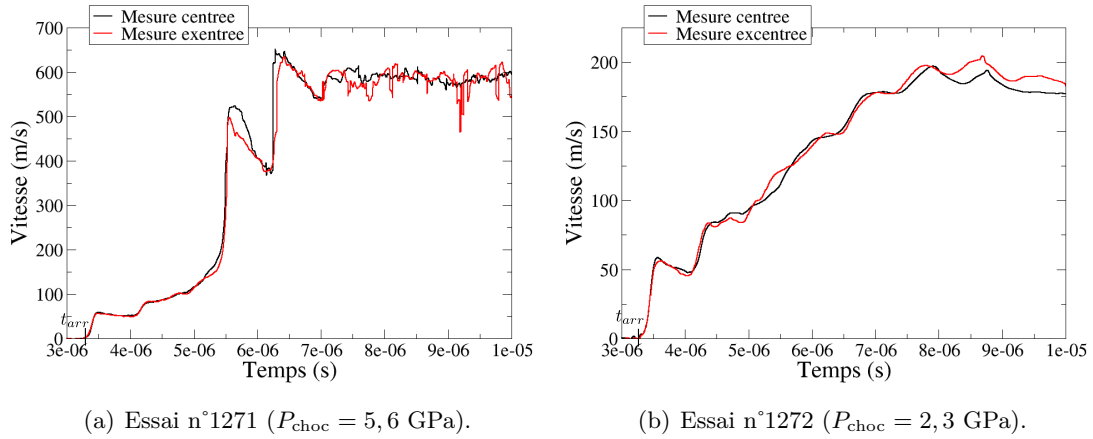


FIG. 4.14: Profils de vitesse mesurés en face arrière de l'ensemble {mousse époxy + buffer} pour les deux essais GEPI.

Pour mieux comprendre la phénoménologie, nous avons tracé sur la figure 4.13(a) le profil de vitesse enregistré lors de l'essai n°1271 et le diagramme de marche associé. Le précurseur élastique est la première onde arrivant au niveau de la face arrière du buffer.

Après quelques allers-retours dans le buffer, l'onde de compaction débouche en face arrière de la mousse, avant de se propager en une onde de compression dans le buffer. Nous enregistrons alors un deuxième palier de vitesse. Des ondes de recompression sont créées aux interfaces mousse / buffer, puis aluminium / mousse. Le niveau de vitesse atteint alors un troisième palier.

Les oscillations observées sur le profil de vitesse à partir de cet instant sont dues à des allers-retours d'ondes dans le buffer. Le croisement des détentes dans l'aluminium, puis dans la mousse crée par ailleurs de l'écaillage. Les mêmes phénomènes se produisent dans la mousse époxy (figure 4.14(a)).

Les paliers de vitesse que nous venons de mettre en évidence traduisent différents états de déformation qu'il faudra reproduire par calculs pour valider les approches de modélisation. Pour l'essai n°1272, de plus faible intensité, les signaux enregistrés ne témoignent que de des allers-retours du précurseur élastique dans le buffer.

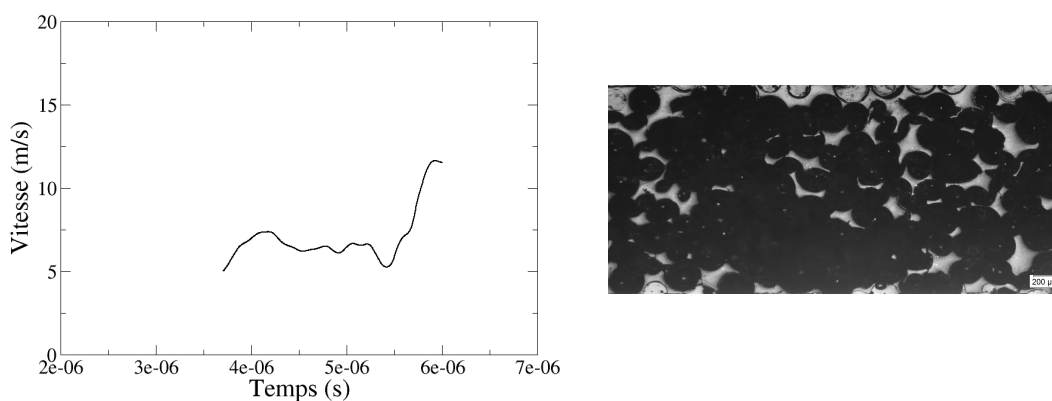
Le temps d'arrivée t_{arr} de la première onde en face arrière du buffer permet de déterminer la célérité des ondes élastiques longitudinales C_L dans les mousses, connaissant celles de l'aluminium Al2024 et du PMMA (tableau 4.3), ainsi que le temps t_0 (début du chargement dans l'aluminium). Le tableau 4.6 présente les résultats obtenus. Ces valeurs sont cohérentes avec celles obtenues lors des expériences d'impact de plaques.

Des essais antérieurs avaient été réalisés sur les deux mousses pour des pressions maximales en entrée de 1 GPa (essai n°887) et 4 GPa (essai n°900). Les profils de vitesse mesurés en face arrière des mousses sont présentés sur les figures 4.15 et 4.16. Lors de ces essais, nous n'avons enregistré que le premier palier de vitesse correspondant à l'arrivée

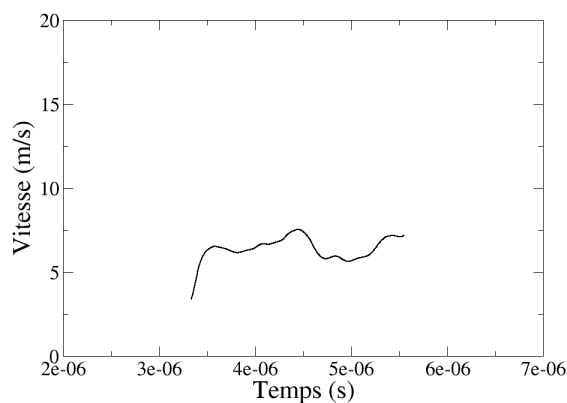
Matériau	N° essai	t_0 (μs)	t_{arr} (μs)	C_L (m/s)
Mousse polyuréthane	1271	$1,64 \pm 0,01$	$3,68 \pm 0,01$	1670 ± 40
	1272	$1,64 \pm 0,01$	$3,96 \pm 0,01$	1350 ± 30
Mousse époxy	1271	$1,64 \pm 0,01$	$3,36 \pm 0,01$	2270 ± 70
	1272	$1,64 \pm 0,01$	$3,40 \pm 0,01$	2170 ± 70

TAB. 4.6: Célérité des ondes élastiques longitudinales dans les mousses, déterminée à l'aide des essais GEPI.

du précurseur élastique. Les mesures étant réalisées à une interface mousse / fenêtre en PMMA, il est normal de constater que les niveaux de vitesse sont différents de ceux mesurés lors des essais n°1271 et n°1272, réalisés en surface libre. Ils sont néanmoins cohérents avec ceux mesurés lors des essais lanceur en configuration « compaction », où les vitesses étaient elles aussi mesurées à une interface mousse / fenêtre.



(a) Essai n°887 ($P_{choc} = 1,1$ GPa).



(b) Essai n°900 ($P_{choc} = 4,0$ GPa).

FIG. 4.15: Profils de vitesse mesurés en face arrière de la mousse polyuréthane pour les essais GEPI n°887 et n°900.

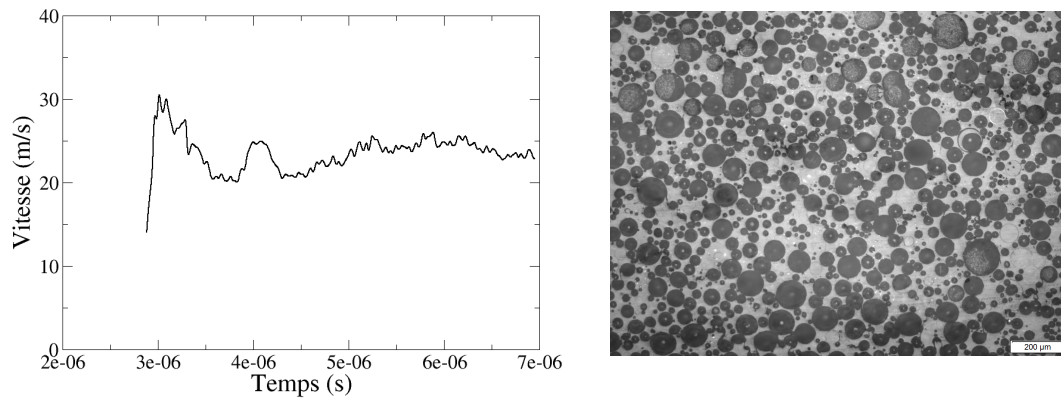
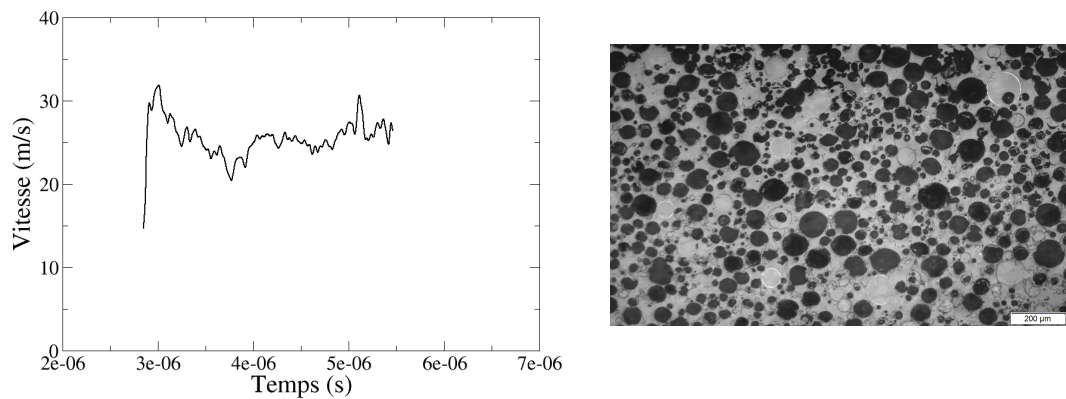
(a) Essai n°887 ($P_{\text{choc}} = 1,1$ GPa).(b) Essai n°900 ($P_{\text{choc}} = 4,0$ GPa).

FIG. 4.16: Profils de vitesse mesurés en face arrière de la mousse époxy pour les essais GEPI n°887 et n°900.

Les figures montrent également les micrographies *post-mortem* des échantillons testés. L'échantillon de mousse polyuréthane testé au cours de l'essai n°900 ayant été considérablement endommagé, aucune observation n'a pu être possible. Ceci montre toutefois une forte dégradation pour des niveaux de compaction élevés. Pour ceux observés, il apparaît que malgré la sévérité du choc subi, la forme sphérique des pores est relativement bien conservée. La résine d'imprégnation, nécessaire avant polissage, a peu pénétré dans les pores. Ceux-ci sont *a priori* peu endommagés. Ces micrographies sont à mettre en lien avec celles réalisées pour les essais quasi-statiques (*cf.* partie 3.3). Pour des niveaux de contrainte plus faibles, en régime quasi-statique, les deux mousses sont effectivement très endommagées. Ceci confirme que la résistance des structures complexes des mousses étudiées dépend de la vitesse de chargement.

4.3 Synthèse

Dans le chapitre précédent, nous avons identifié une phase de comportement élastique, puis une phase de compaction pour les mousses polymères. Dans ce chapitre, nous montrons que cette décomposition entraîne la propagation d'un précurseur élastique et d'une onde de compaction. La célérité des ondes élastiques est beaucoup plus grande que celle de l'onde plastique, d'où l'observation de différents paliers de vitesse sur les profils de vitesse enregistrés lors des essais dynamiques.

Les expériences dynamiques réalisées montrent également que la résistance de la structure des mousses étudiées (cellules sphériques de polyuréthane et billes de borosilicate) augmente de manière significative avec la vitesse de déformation. La compaction des mousses débute pour des seuils plus élevés que sous régime quasi-statique.

Enfin, les observations *post-mortem* des échantillons testés lors d'expériences GEPI montre que la structure des cellules pour la mousse polyuréthane et les billes de borosilicate pour la mousse époxy sont bien conservées, pour des niveaux de contrainte relativement élevés. Si c'était vérifié, ce serait la preuve que le comportement des mousses polymères possède des composantes hyperélastique et viscoélastique non négligeables. Ce type de réponse n'est absolument pas pris en compte dans le modèle de compaction POREQST. Notre objectif dans les prochains chapitres est de proposer une représentation du comportement hyperélastique des mousses polymères, et d'analyser ses effets sur les résultats numériques.

Chapitre 5

Modélisation physico-numérique

LA caractérisation expérimentale du comportement des mousses polyuréthane et époxy a permis de mettre en évidence les principaux mécanismes de déformation activés à l'échelle mésoscopique, ainsi que les réponses induites à l'échelle macroscopique. La compaction des mousses polymères étudiées s'effectue par flambage viscoélastique et rupture des cellules pour la mousse polyuréthane ; par fragmentation des billes de borosilicate et déformation plastique de la matrice pour la mousse époxy.

L'objectif de ce chapitre est de proposer des approches de modélisation physico-numériques adaptées pour les deux mousses polymères étudiées. Nous proposons des approches homogènes équivalentes représentant le comportement à l'échelle macroscopique et non à l'échelle des hétérogénéités. Il s'agit des modèles POREQST et Hyperfoam, dont nous allons présenter les bases théoriques et les procédures d'identification de paramètres. Le choix de ces modèles est dicté par la volonté de tester plusieurs hypothèses relatives aux comportements supposés des mousses polymères étudiées.

Le modèle POREQST est le modèle de référence. Il considère que la compaction est un phénomène irréversible sans possibilité de recouvrement de la déformation. Au contraire, le modèle Hyperfoam suppose que la fermeture est totalement réversible. La représentation en plus de l'effet Mullins permet de prendre en compte les effets des dégradations apportées à la structure lors de la compaction.

5.1 Choix de l'échelle de modélisation

Un modèle a pour vocation de représenter les phénomènes observés expérimentalement, puis de prédire dans la mesure du possible les réponses dans des conditions plus ou moins similaires. Une première approche consiste à représenter les mécanismes responsables de la fermeture des pores à l'échelle mésoscopique. Pour cela, la structure de la mousse doit être discrétisée finement, et un modèle représentant le comportement thermomécanique du matériau constituant la structure doit être choisi. En présence de grandes déformations, la structure est tellement déformée qu'il faut faire appel à des méthodes numériques comme SPH (*Smoothed Particle Hydrodynamics*) ou MPM pour mener les calculs à leurs termes. Par ailleurs, nous ne connaissons pas vraiment la réponse du polyuréthane ou de la résine époxy au voisinage des pores, et il est difficile de la caractériser expérimentalement. Ceci nous a conduits à privilégier les approches homogènes équivalentes. Toutefois, une tentative de modélisation à l'échelle mésoscopique a été menée dans le cadre d'un bureau

d'études et d'un stage effectués à l'Institut P' en marge de cette thèse. Ce travail est résumé dans la partie 6.4.2.

Les approches homogènes ont quant à elles pour but de représenter les conséquences de la fermeture des pores sur la réponse de la mousse à l'échelle macroscopique. En d'autres termes, il s'agit de définir des relations entre les tenseurs de contrainte et de déformation qui décrivent au mieux les résultats des essais de caractérisation. Pour appliquer la théorie de la MMC (Mécanique des Milieux Continus), il faudrait définir un VER (Volume Élémentaire Représentatif) de taille millimétrique compte tenu de la taille des pores. Le modèle proposé représenterait alors le comportement homogène équivalent de ce VER. Ceci n'est pas possible pour simuler les expériences dynamiques présentées au chapitre 4. En effet, nous sommes amenés à discrétiser les échantillons à l'aide de mailles micrométriques pour restituer les gradients de pression très raides associés aux chargements par choc, notamment pour les expériences de choc laser. En superposant le maillage et la structure de la mousse, nous voyons que certaines mailles se retrouvent alors à l'intérieur des pores, c'est à dire qu'elles représentent du vide.

En définitive, nous allons démontrer que l'approche homogène équivalente est malgré tout pertinente, car elle permet une bonne restitution des phénomènes de propagation et d'interaction d'ondes observés expérimentalement. L'épaisseur des échantillons (supérieure à 1 mm) est effectivement suffisante pour s'affranchir d'un modèle mésoscopique. Un premier argument est la superposition des profils de vitesse mesurés au centre et à 6,5 et 10 mm du centre des échantillons lors des expériences GEPI n°1271 et 1272 (*cf.* chapitre 4).

5.2 Modèle de compaction POREQST

5.2.1 Description du modèle

Le modèle POREQST (*PORous EQUation of State*) est un modèle hydrodynamique développé par Seaman et al. [57]. Il s'appuie sur la définition d'une loi de comportement élastique initiale du poreux, d'une loi de comportement élastique du matériau partiellement compacté, d'une surface de compaction, d'une équation d'état du matériau dense et d'une surface d'endommagement (figure 5.1).

Compte tenu que nous nous intéressons uniquement à des cas monodimensionnels, nous considérons que le terme appelé « pression » jusqu'à présent est en réalité équivalent à la contrainte suivant l'axe de chargement.

Élasticité initiale du matériau poreux

La réponse élastique initiale du matériau poreux est décrite à l'aide de la relation suivante liant la pression P et la masse volumique ρ :

$$P = K_0 \left(\frac{\rho}{\rho_0} - 1 \right) \quad (5.1)$$

où ρ_0 et K_0 sont respectivement la masse volumique initiale et le module de compressibilité initial du matériau poreux.

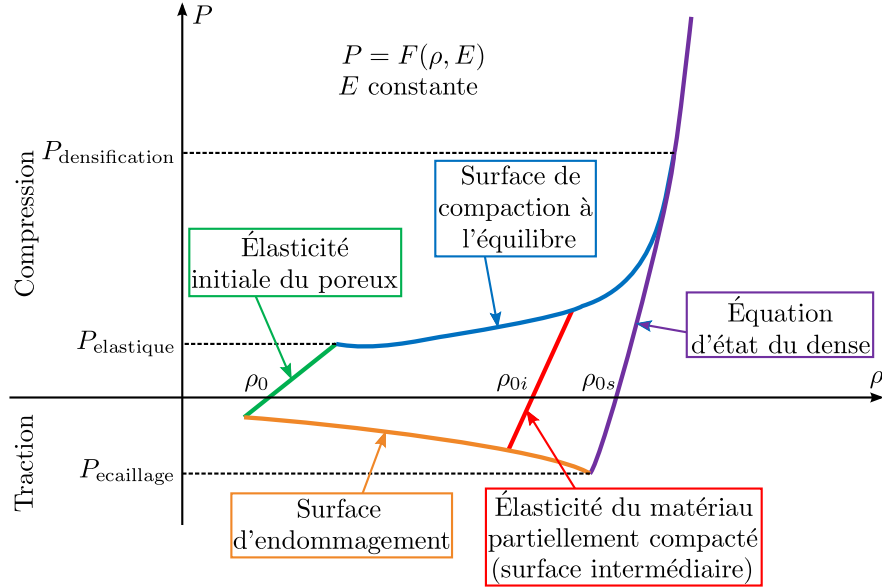


FIG. 5.1: Représentation schématique du modèle POREQST.

Surface de compaction

Lorsque la pression dépasse le seuil de compaction, le matériau se déforme de manière irréversible entraînant la fermeture des pores. La loi de pression suit une surface de compaction définie par $P_{\text{com}}(\rho, E)$ dans l'espace (P, ρ, E) :

$$P_{\text{com}}(\rho, E) = P_{\text{com}}(\rho_{\text{ref}})f(E) \quad (5.2)$$

où $P_{\text{com}}(\rho_{\text{ref}})$ est la courbe de compaction définie dans le plan $E = 0$ et $f(E)$ la fonction d'adoucissement thermique.

La courbe de compaction à $E = 0$ est définie par une série de paraboles (figure 5.2). La pression P_{com} est calculée à partir des pressions P_C et P_D , des volumes spécifiques $v_C = 1/\rho_C$ et $v_D = 1/\rho_D$, et de l'écart de pression ΔP pour $v = \frac{v_C + v_D}{2}$:

$$P_{\text{com}} = P_C + (P_D - P_C) \frac{v - v_C}{v_D - v_C} - 4\Delta P \frac{(v - v_C)(v - v_D)}{(v_D - v_C)^2} \quad (5.3)$$

Les cinq paramètres P_C , P_D , v_C , v_D et ΔP sont des constantes caractéristiques du matériau poreux considéré. La masse volumique ρ_{ref} est calculée en tenant compte de l'expansion thermique :

$$\rho_{\text{ref}} = \frac{\rho_{0i} K_s}{K_s + \Gamma_s \rho_{0s} E} \quad (5.4)$$

où ρ_{0i} est la masse volumique du matériau poreux sur la surface intermédiaire après retour à une condition de pression et d'énergie interne nulles, E l'énergie interne spécifique, K_s le module de compressibilité du matériau dense, ρ_{0s} sa masse volumique initiale et Γ_s son coefficient de Grüneisen.

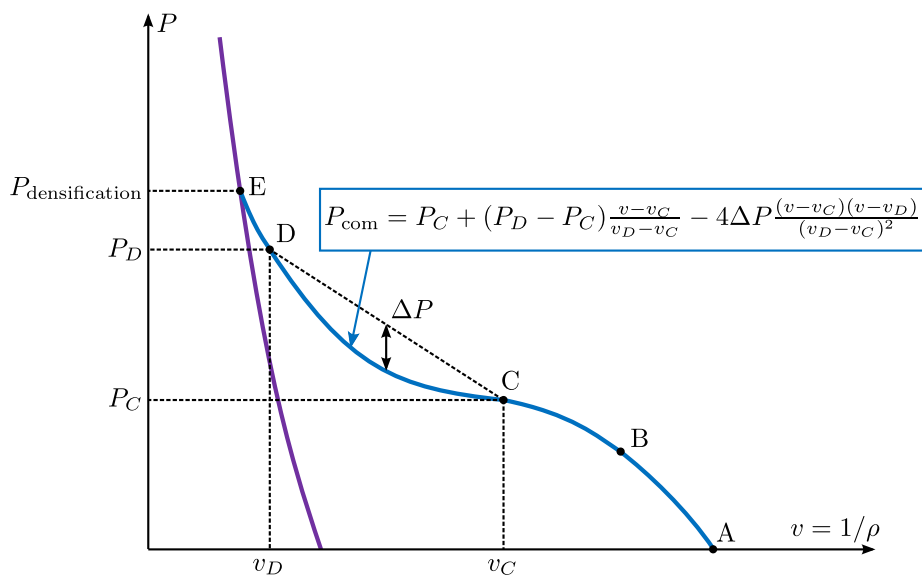


FIG. 5.2: Définition de la courbe de compaction.

Γ_s évolue en fonction du taux de compression $\mu = \rho/\rho_{0s} - 1$:

$$\Gamma_s = \frac{\Gamma_{0s}}{1 + \frac{\Gamma_{0s}}{2}\mu} \quad (5.5)$$

où Γ_{0s} est le coefficient de Grüneisen initial du matériau dense.

La pression de densification ($P_{\text{densification}}$) correspond au dernier point de la surface de compaction.

Équation d'état du matériau dense

Lorsque tous les pores sont fermés, le matériau est totalement compacté et son comportement est celui du matériau dense équivalent. Une équation d'état de type Mie Grüneisen exprimée sous forme polynomiale est utilisée. Elle lie les trois variables d'état P , ρ et E :

$$P = \begin{cases} (K_{1s}\mu + K_{2s}\mu^2 + K_{3s}\mu^3) \left(1 - \frac{\Gamma_s}{2}\mu\right) + \Gamma_s\rho E & \text{si } \mu \geq 0 \text{ (compression)} \\ K_{1s}\mu \left(1 - \frac{\Gamma_s}{2}\mu\right) + \Gamma_s\rho E & \text{si } \mu < 0 \text{ (traction)} \end{cases} \quad (5.6)$$

où K_{1s} , K_{2s} et K_{3s} sont des paramètres déterminés à partir de la courbe d'Hugoniot du matériau dense.

La masse volumique de densification $\rho_{\text{densification}}$ est déterminée à partir de l'équation d'état du matériau dense et de la pression de densification $P_{\text{densification}}$.

Surface d'endommagement

La surface d'endommagement définit les niveaux de traction nécessaires pour une réouverture des pores. Le seuil d'ouverture des pores P_{endomm} évolue en fonction de la masse volumique ρ_{0i} avec la relation 5.7.

$$P_{\text{endom}} = \frac{P_{\text{ecaillage}}}{\rho_{\text{ecaillage}}} \rho_{0i} \quad (5.7)$$

où $P_{\text{ecaillage}}$ est la tension d'écaillage du matériau dense et $\rho_{\text{ecaillage}}$ la masse volumique associée, obtenue en inversant l'équation 5.6 pour $\mu < 0$ et $P = P_{\text{ecaillage}}$. Cette tension d'écaillage est déterminée expérimentalement à partir d'essais dynamiques.

Élasticité du matériau partiellement compacté

Lorsque le matériau poreux est partiellement compacté, les phases de détente et de recompression sont élastiques. La pression évolue en fonction de la masse volumique et de l'énergie interne spécifique en suivant la relation suivante :

$$P = K \left(\frac{\rho}{\rho_{0i}} \left(1 + \frac{\Gamma_s \rho_{0s} E}{K_s} \right) - 1 \right) \quad (5.8)$$

où K est le module de compressibilité instantané du matériau poreux.

K varie en fonction de l'énergie interne et de la masse volumique :

$$K = k(\rho) f(E) \quad (5.9)$$

L'expression de $k(\rho)$ est celle proposée par Mckenzie [66] :

$$k(\rho) = \frac{K_s}{\alpha_i + L(\alpha_i - 1)} \quad \text{avec } L = \frac{K_s/K_0 - \alpha_0}{\alpha_0 - 1}, \quad \alpha_0 = \frac{\rho_{0s}}{\rho_0} \quad \text{et } \alpha_i = \frac{\rho_{0s}}{\rho_{0i}} \quad (5.10)$$

Adoucissement thermique

La fonction $f(E)$ traduit les effets de l'adoucissement thermique sur les propriétés mécaniques du matériau poreux. Cette fonction décroissante est définie par morceaux à l'aide de segments de droites. Elle vaut 1 lorsque $E = 0$ et 0 lorsque l'énergie spécifique E est suffisante pour atteindre la transition vitreuse de la mousse polymère. Les températures de transition vitreuse des mousses ont été mesurées par DMA.

5.2.2 Identification des paramètres

L'identification des paramètres du modèle POREQST nécessite la détermination de :

- l'élasticité du matériau poreux,
- l'équation d'état du matériau dense,
- la courbe de compaction,
- la loi d'adoucissement thermique,
- la courbe d'endommagement.

Pour cela, nous allons nous appuyer sur un référentiel expérimental, qui rassemble les données expérimentales relatives aux comportements quasi-statiques et dynamiques des mousses polyuréthane et époxy. Nous avons précédemment mis en évidence des différences notables entre les modules élastiques et les plateaux de compaction obtenus en régimes quasi-statique ou dynamique. Cela va nous conduire à proposer deux jeux de paramètres du modèle POREQST pour chaque mousse. Nous verrons par la suite l'influence de ces différents choix de paramètres sur les calculs des profils de vitesse.

Élasticité du matériau poreux

La réponse élastique initiale du matériau poreux définie par l'équation 5.1 nécessite la détermination :

- de la masse volumique initiale du matériau poreux ρ_0 ,
- du module de compressibilité initial du matériau poreux K_0 .

Le tableau 5.1 présente les valeurs moyennes de ρ_0 mesurées expérimentalement (*cf.* chapitre 2). Le module de compressibilité K_0 est obtenu en mesurant la pente initiale des courbes de compression confinée, même si comme on l'a vu, il ne s'agit pas exactement d'un module de compressibilité (*cf.* chapitre 3), ou à partir de la célérité du précurseur élastique (*cf.* chapitre 4).

	Mousse polyuréthane	Mousse époxy
ρ_0 (kg/m ³)	320	624
$K_{0,\text{stat}}$ (MPa)	280	1520
$K_{0,\text{dyna}}$ (MPa)	500	3615

TAB. 5.1: Masse volumique et module de compressibilité initiaux de la mousse polyuréthane et de la mousse époxy.

$K_{0,\text{stat}}$ désigne le module de compressibilité initial déterminé à l'aide des essais quasi-statiques ; $K_{0,\text{dyna}}$ désigne le module de compressibilité initial déduit de l'analyse des expériences dynamiques. Pour la simulation des expériences dynamiques, il faut privilégier les valeurs de $K_{0,\text{dyna}}$ (*cf.* partie 5.2.3).

Équation d'état du matériau dense

La formulation polynomiale de l'équation d'état de Mie Grüneisen décrite à l'équation 5.6 impose la connaissance :

- de la masse volumique initiale du matériau dense ρ_{0s} ,
- du coefficient de Grüneisen du matériau dense Γ_{0s} ,
- des paramètres K_{1s} , K_{2s} et K_{3s} .

D'après le chapitre 2, la masse volumique initiale du polyuréthane dense est de 1264 kg/m³ ; celle de l'époxy dense est de 1451 kg/m³.

Pour le coefficient de Grüneisen, nous utilisons les données de la littérature, à savoir 1,55 pour le polyuréthane [28, 41] et 0,8 pour l'époxy [88]. Nous avons par ailleurs estimé le coefficient de Grüneisen Γ_{0s} à l'aide des caractéristiques thermiques fournies dans les paragraphes 2.1.5 et 2.2.5 et de la relation suivante :

$$\Gamma_{0s} = \frac{3\alpha C_{0s}^2}{C_p} \quad (5.11)$$

Les valeurs de $1,19 \pm 0,06$ pour le polyuréthane dense et de $0,60 \pm 0,19$ pour l'époxy dense sont cohérentes avec les données de la littérature.

Les paramètres K_{1s} , K_{2s} et K_{3s} sont issus de données de la littérature [34, 37]. Ils sont généralement obtenus à partir des états sous choc mesurés lors d'expériences d'impact de

plaques. Les valeurs de ces paramètres sont indiquées dans le tableau 5.2. La figure 5.3 montre que ces équations d'état sont parfaitement cohérentes avec les résultats des essais de compression confinée.

	Polyuréthane	Époxy
K_{1s} (GPa)	7,22	11,1261
K_{2s} (GPa)	18,77	0
K_{3s} (GPa)	25,41	0

TAB. 5.2: Paramètres K_{1s} , K_{2s} et K_{3s} pour le polyuréthane dense et l'époxy dense.

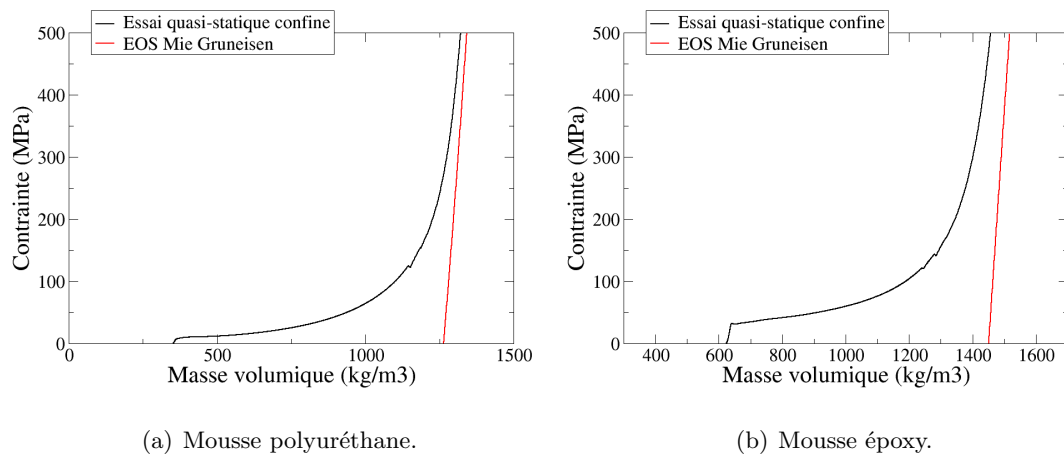


FIG. 5.3: Essais de compression confinée.

Courbe de compaction

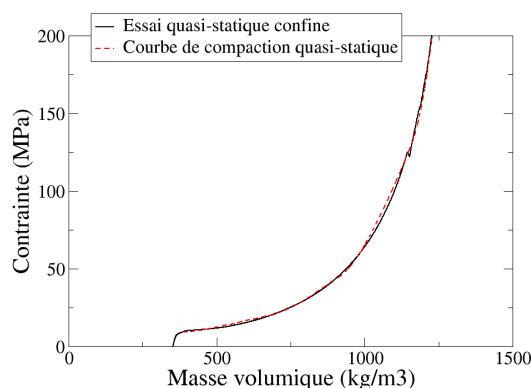
Pour définir la courbe de compaction, nous avons besoin :

- d'un certain nombre de points (P_k, ρ_k) ,
- des paramètres de courbure ΔP ,
- d'un temps de relaxation τ_0 .

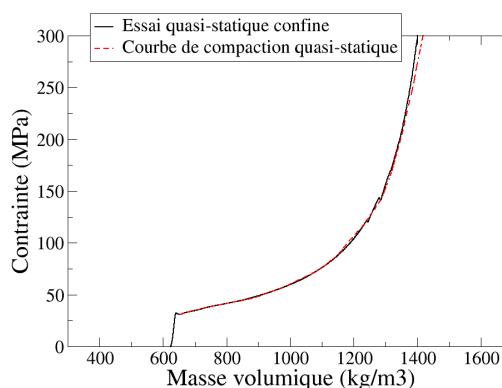
Les points (P_k, ρ_k) et les paramètres de courbure ΔP sont tout d'abord identifiés à partir des courbes contrainte-déformation mesurées lors des essais de compression confinée. Les coefficients définissant les courbes de compaction quasi-statiques sont donnés dans le tableau 5.3. Les courbes de compaction ainsi définies se superposent parfaitement aux courbes de compression confinée (figure 5.4).

Mousse polyuréthane			Mousse époxy		
ρ (kg/m ³)	P (MPa)	ΔP (MPa)	ρ (kg/m ³)	P (MPa)	ΔP (MPa)
170	9,0	0	655	31,1	0
384	9,3	-2,6	832	43,5	-5,0
684	20,1	-4,0	1076	71,5	0
900	43,2	-17,5	1106	77,3	0
1160	131,0	-50,0	1147	87,1	0
1328	400,0	–	1234	118,0	0
			1285	141,0	-20,0
			1418	300,0	0
			1516	493,0	–

TAB. 5.3: Points (P, ρ) et paramètres de courbure ΔP des courbes de compaction quasi-statiques pour les mousses polyuréthane et époxy.



(a) Modèle POREQST PURQS.



(b) Modèle POREQST EPOQS.

FIG. 5.4: Essais de compression confinée et courbes de compaction POREQST quasi-statiques.

Une première série de simulations numériques a été réalisée en associant les courbes de compaction quasi-statiques et les modules de compressibilité $K_{0,stat}$ (modèles POREQST PURQS et EPOQS). Les comparaisons expériences / calculs sont présentées pour les essais GEPI sur les figures 5.5 et 5.6.

Nous observons des écarts importants à la fois sur les temps d'arrivée et sur les niveaux du précurseur élastique. Comme énoncé au chapitre 4, les modules de compressibilité et les niveaux des plateaux de compaction augmentent avec la vitesse de chargement. Une identification de ces deux caractéristiques à l'aide d'essais quasi-statiques ne permet pas une extrapolation aux régimes dynamiques.

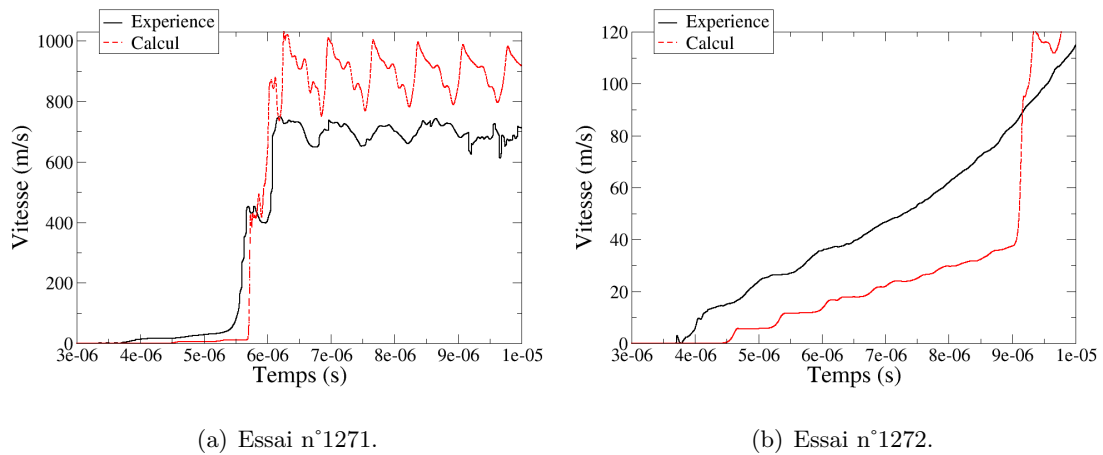


FIG. 5.5: Comparaisons entre les profils de vitesse calculés avec le modèle POREQST PURQS et mesurés derrière la mousse polyuréthane lors des tirs GEPI n°1271 et 1272.

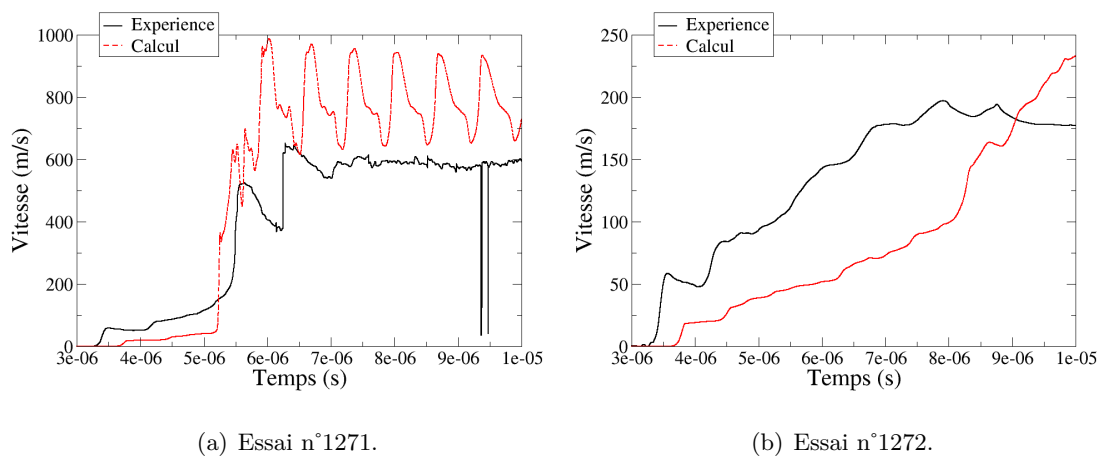


FIG. 5.6: Comparaisons entre les profils de vitesse calculés avec le modèle POREQST EPOQS et mesurés derrière la mousse époxy lors des tirs GEPI n°1271 et 1272.

Nous identifions alors les paramètres de courbes de compaction dynamiques, qui restituent au mieux les courbes de vitesse mesurées lors des expériences GEPI et SYLEX. Pour cela, nous avons utilisé le logiciel d'optimisation URANIE développé à CEA Saclay. L'optimisation est basée sur la minimisation d'un indicateur de qualité, représenté par la distance entre les profils de vitesse mesuré et calculé (*cf.* annexe G). Les nouveaux paramètres (P_k, ρ_k) et ΔP sont fournis dans le tableau 5.4. Ils permettent d'obtenir les courbes de compaction présentées sur la figure 5.7.

Les nouveaux plateaux de compaction débutent au niveau des LEH mesurées lors des expériences dynamiques (*cf.* chapitre 4). Ils commencent à 21 MPa pour la mousse polyuréthane, et à 72 MPa pour la mousse époxy. Les restitutions numériques des profils de vitesse mesurés lors des expériences GEPI et SYLEX sont présentées dans la

partie 5.2.3.

Mousse polyuréthane			Mousse époxy		
ρ (kg/m ³)	P (MPa)	ΔP (MPa)	ρ (kg/m ³)	P (MPa)	ΔP (MPa)
170	4,0	0	655	73,2	0
684	30,3	-3,0	832	95,0	0
900	45,0	-20,0	1076	115,0	0
1160	132,0	-30,0	1106	120,0	0
1328	400,0	–	1147	134,0	0
			1233	175,0	0
			1284	203,0	0
			1418	300,0	0
			1503	390,0	–

TAB. 5.4: Points (P, ρ) et paramètres de courbure ΔP des courbes de compaction dynamiques pour les mousses polyuréthane et époxy.

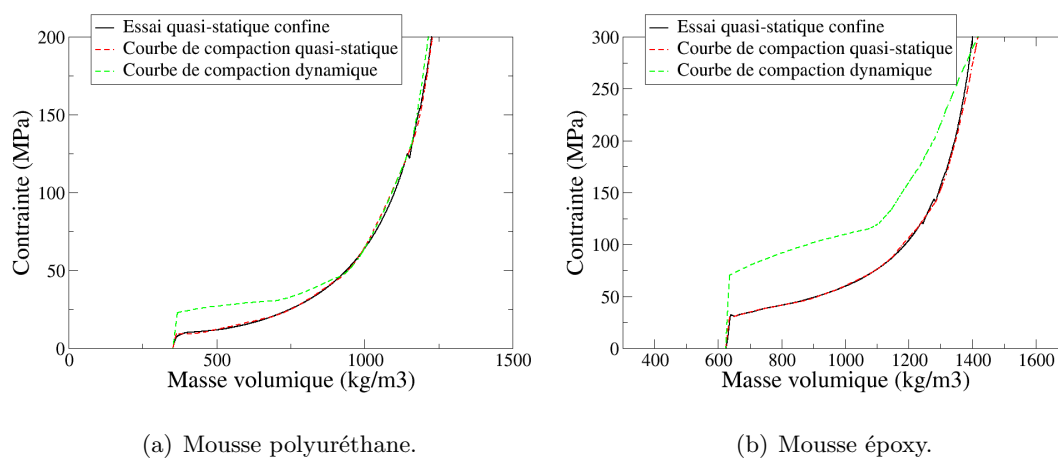


FIG. 5.7: Tracés des courbes de compaction dynamique pour les mousses polyuréthane et époxy avec le modèle POREQST.

Loi d'adoucissement thermique

Pour définir la loi d'adoucissement thermique, il faut connaître la fonction $f(E)$ et l'énergie spécifique associée à la transition vitreuse. Les fonctions $f(E)$ des mousses polyuréthane et époxy sont déduites des mesures DMA. Elles sont tracées sur la figure 5.8. L'énergie de transition vitreuse a été calculée à partir de la relation :

$$E_g = C_p T_g \quad (5.12)$$

avec C_p la chaleur spécifique et T_g la température de transition vitreuse. E_g vaut environ $1,8 \times 10^5$ J/kg pour la mousse polyuréthane et $1,0 \times 10^5$ J/kg pour la mousse époxy.

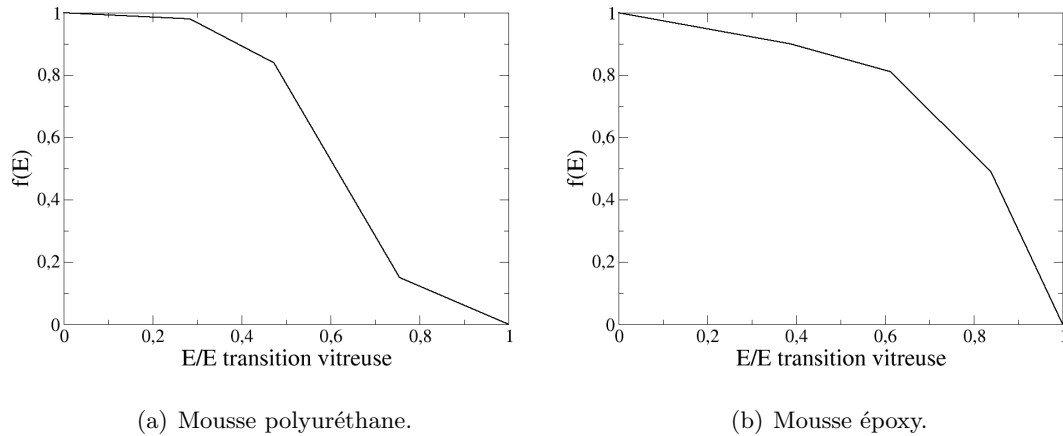


FIG. 5.8: Courbes d'adoucissement thermique pour les mousses polyuréthane et époxy.

Courbe d'endommagement

La surface d'endommagement est décrite par l'équation 5.7. Comme « tension d'écaillage » $P_{\text{ecaillage}}$ du matériau dense, nous considérons les résistances en traction obtenues en régime quasi-statique. La résistance du polyuréthane dense est de 130 MPa ; celle de l'époxy dense est de 85 MPa. Il s'agit de valeurs proposées par Gibson et Ashby [19].

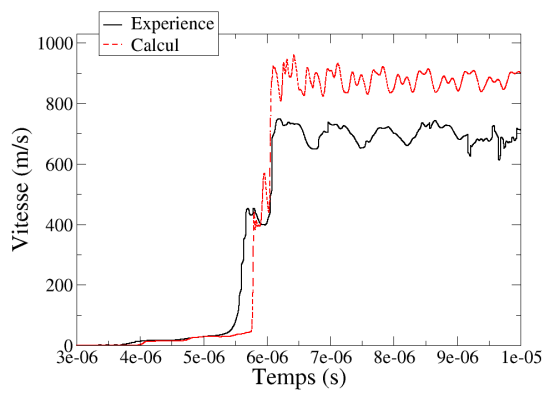
5.2.3 Confrontations expériences / calculs

Mousse polyuréthane

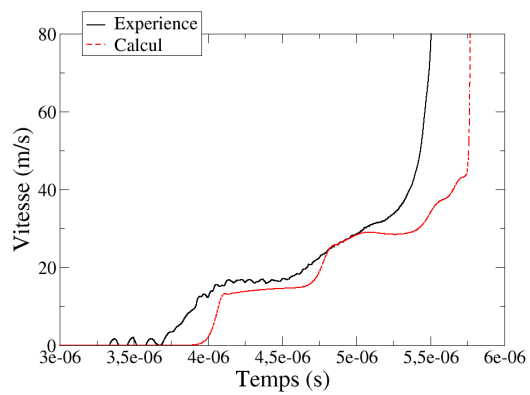
Le modèle de compaction dynamique (POREQST PURDYN) de la mousse polyuréthane est utilisé pour simuler les expériences dynamiques GEPI et SYLEX. Les profils de vitesse calculés en utilisant les courbes de compaction dynamiques sont présentés sur les figures 5.9 et 5.10. Sur cette dernière, nous montrons également les résultats obtenus avec le modèle de compaction quasi-statique (POREQST PURQS).

Les temps d'arrivée et les niveaux de vitesse des précurseurs élastiques sont correctement calculés, validant ainsi la valeur du module de compressibilité $K_{0,\text{dyna}}$ et le début de la courbe de compaction dynamique. Les temps d'arrivée des ondes de compaction et de recompression sont également assez bien calculés, ce qui valide le reste de la courbe de compaction.

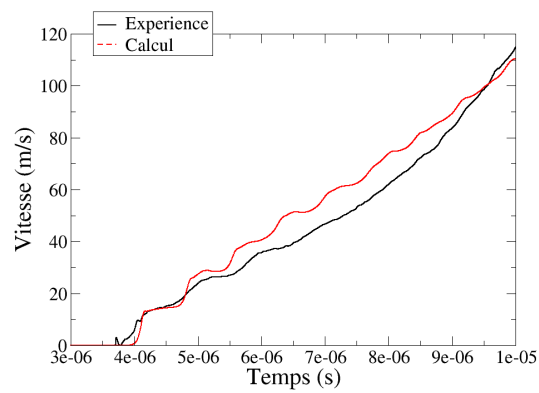
La vitesse maximale atteinte après la deuxième accélération (onde de recompression) est surestimée par le modèle. De fait, cette onde est fortement tributaire de l'écaillage dans l'aluminium (figure 4.13(a)) dont la représentation physico-numérique est perfectible.



(a) Essai n°1271.



(b) Zoom de l'essai n°1271.



(c) Essai n°1272.

FIG. 5.9: Comparaison expériences / calculs des profils de vitesse pour les essais GEPI sur mousse polyuréthane. Le modèle utilisé est le modèle POREQST PURDYN.

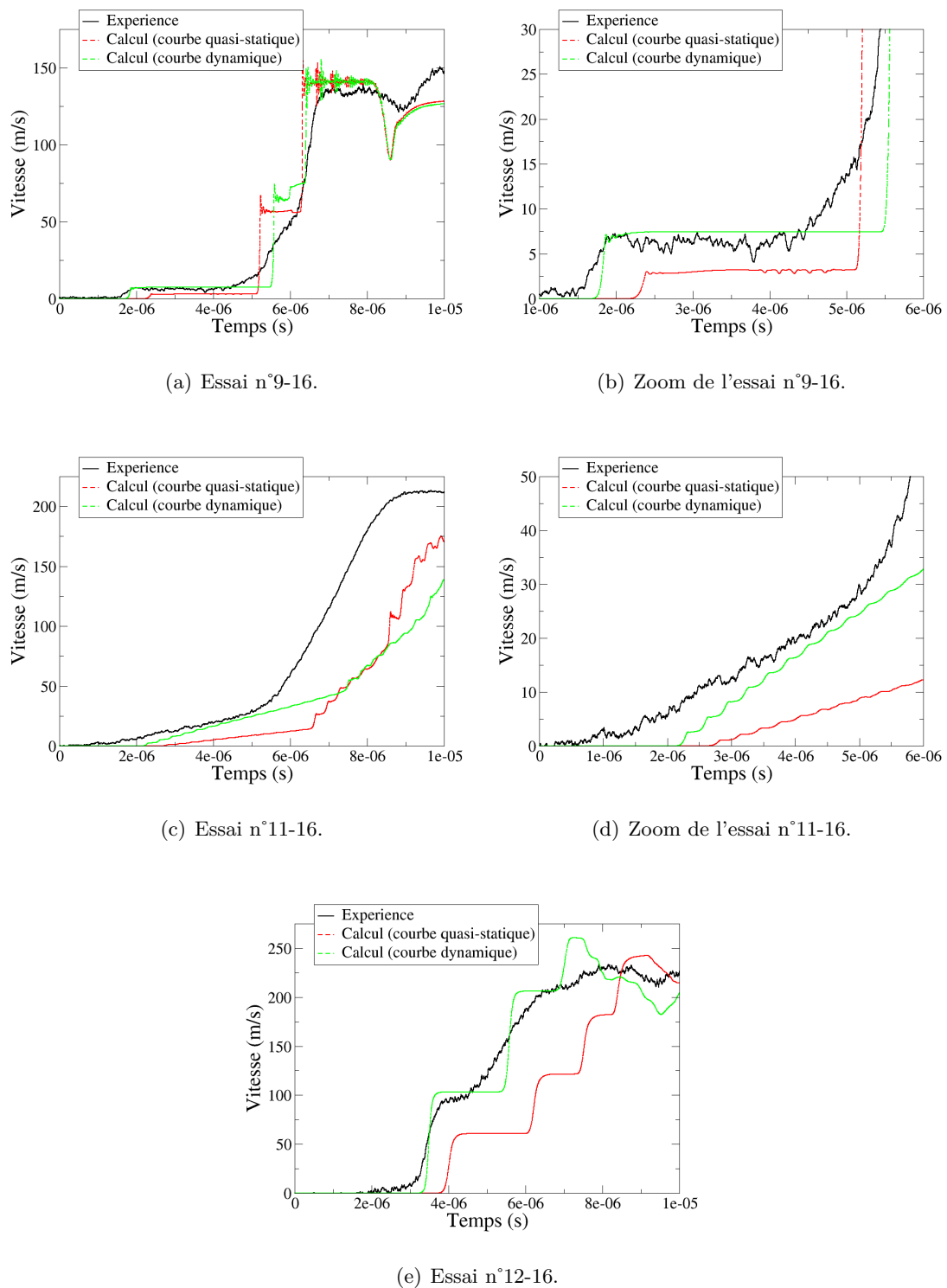


FIG. 5.10: Comparaison expériences / calculs des profils de vitesse pour les essais SYLEX sur mousse polyuréthane, avec les modèles POREQST.

La comparaison entre les résultats numériques utilisant respectivement les modèles de compaction quasi-statique et dynamique met en évidence l'influence du module de compressibilité et de la courbe de compaction sur les profils de vitesse. La figure 5.11

présente l'évolution de la contrainte en fonction de la masse volumique calculée dans la dernière maille des échantillons de mousse pour l'expérience GEPI n°1271 et l'expérience SYLEX n°9-16. La forme des profils de vitesse dépend effectivement du trajet suivi dans l'espace (P, ρ, E). Les simulations numériques servent à valider les hypothèses que nous avons faites concernant le comportement dynamique de la mousse polyuréthane.

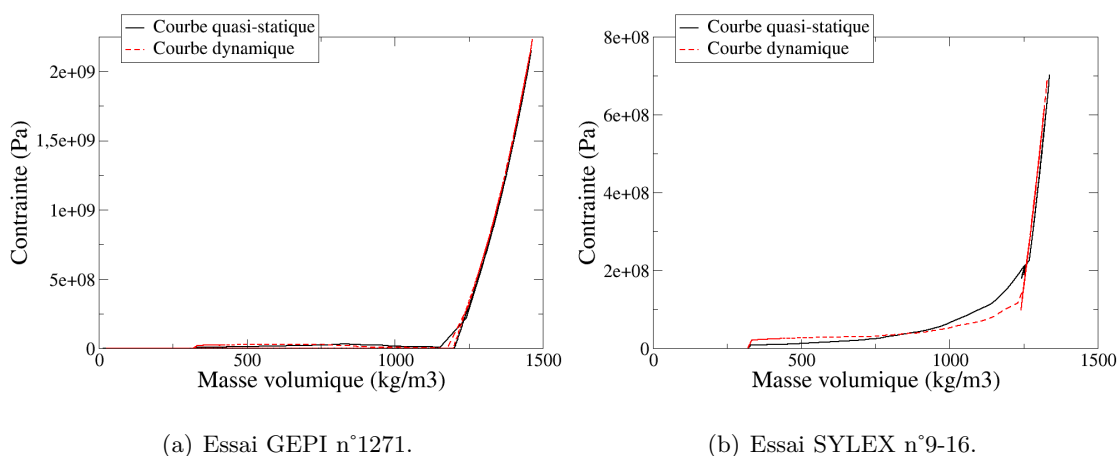


FIG. 5.11: Courbes contrainte-masse volumique calculées avec les modèles POREQST de compaction quasi-statique et dynamique de mousse polyuréthane.

Ces confrontations expériences / calculs confirment que la courbe de compaction dépend de la vitesse de déformation : le passage du régime quasi-statique (10^{-3} s^{-1}) au régime dynamique correspondant aux essais GEPI (10^4 s^{-1}) agit sur la courbe de compaction. Par contre, le passage d'une vitesse de déformation de 10^4 s^{-1} (essais GEPI) à 10^5 s^{-1} (essais lanceur) est *a priori* sans effet sur la compaction, car la première partie des signaux de vitesse est assez bien reproduite en utilisant le modèle de compaction dynamique. Les effets de la vitesse de déformation deviennent négligeables au-dessus de 10^4 s^{-1} . Nous confirmerons cette hypothèse au cours du chapitre 6 avec la présentation de résultats expérimentaux obtenus à très grandes vitesses de déformation.

Pour les expériences GEPI, nous notons que les paliers de vitesse atteints après les phases de compaction et recompression ne sont pas en accord avec ceux mesurés. En faisant varier la tension d'écaillage de l'aluminium (figure 5.12), nous constatons effectivement que le niveau de vitesse de ce palier dépend directement de la modélisation de l'écaillage de l'aluminium. Par conséquent, nous ne pouvons pas attribuer les différences observées uniquement au modèle de compaction dynamique de la mousse polyuréthane.

Pour les expériences SYLEX, la forme des profils de vitesse semble mettre en évidence un comportement viscoplastique. Nous avons tenté de représenter ce phénomène en implémentant une équation supplémentaire dans le modèle POREQST (*cf.* annexe G). Les résultats montrent effectivement une amélioration des corrélations expériences / calculs pour les expériences SYLEX et une dégradation pour toutes les autres expériences dynamiques. C'est la raison pour laquelle ce modèle n'a pas été retenu.

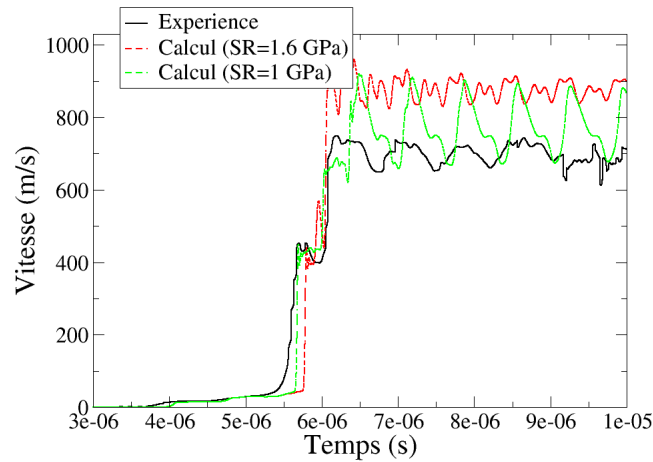


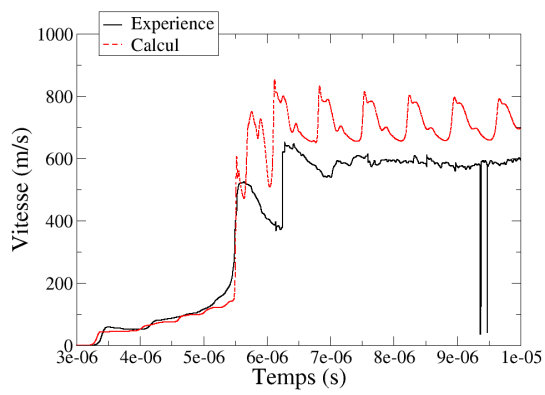
FIG. 5.12: Influence de l'écaillage de l'électrode d'aluminium sur les profils de vitesse mesurés derrière la mousse polyuréthane.

Mousse époxy

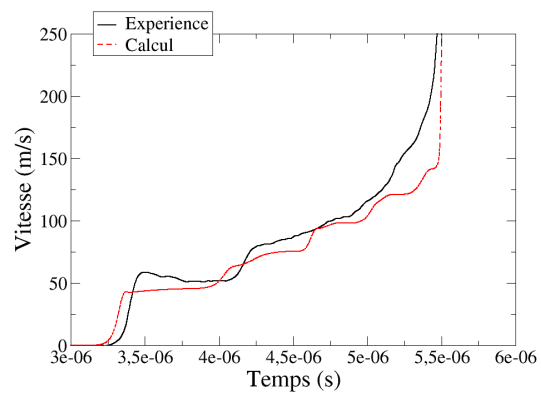
Le modèle de compaction dynamique (POREQST EPODYN) de la mousse époxy est utilisé pour simuler les expériences dynamiques GEPI et SYLEX. Les profils de vitesse calculés en utilisant les courbes de compaction dynamiques sont présentés sur les figures 5.13 et 5.14. Sur cette dernière, nous montrons également les résultats obtenus avec le modèle de compaction quasi-statique (POREQST EPOQS).

Les temps d'arrivée et les niveaux de vitesse des précurseurs élastiques sont correctement calculés avec le modèle POREQST EPODYN, validant ainsi la valeur du module de compressibilité $K_{0,dyna}$ et le début de la courbe de compaction dynamique. Les temps d'arrivée des ondes de compaction et de recompression sont également assez bien calculés pour les expériences GEPI, ce qui valide le reste de la courbe de compaction.

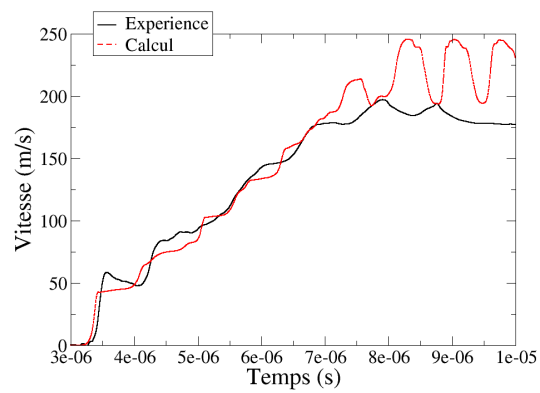
Nous observons des différences entre les profils de vitesse mesurés et calculés pour les expériences SYLEX. Pour restituer les temps d'arrivée sur ces expériences, il faudrait modifier la courbe de compaction, ce qui entraînerait une dégradation des corrélations expériences / calculs pour les expériences GEPI. Ces écarts montrent donc les limites de la modélisation et / ou des effets non-maîtrisés dans les expériences (effets liés à l'hétérogénéité de la microstructure, incertitudes de mesure...).



(a) Essai n°1271.



(b) Zoom de l'essai n°1271.



(c) Essai n°1272.

FIG. 5.13: Comparaison expériences / calculs des profils de vitesse pour les essais GEPI sur mousse époxy.

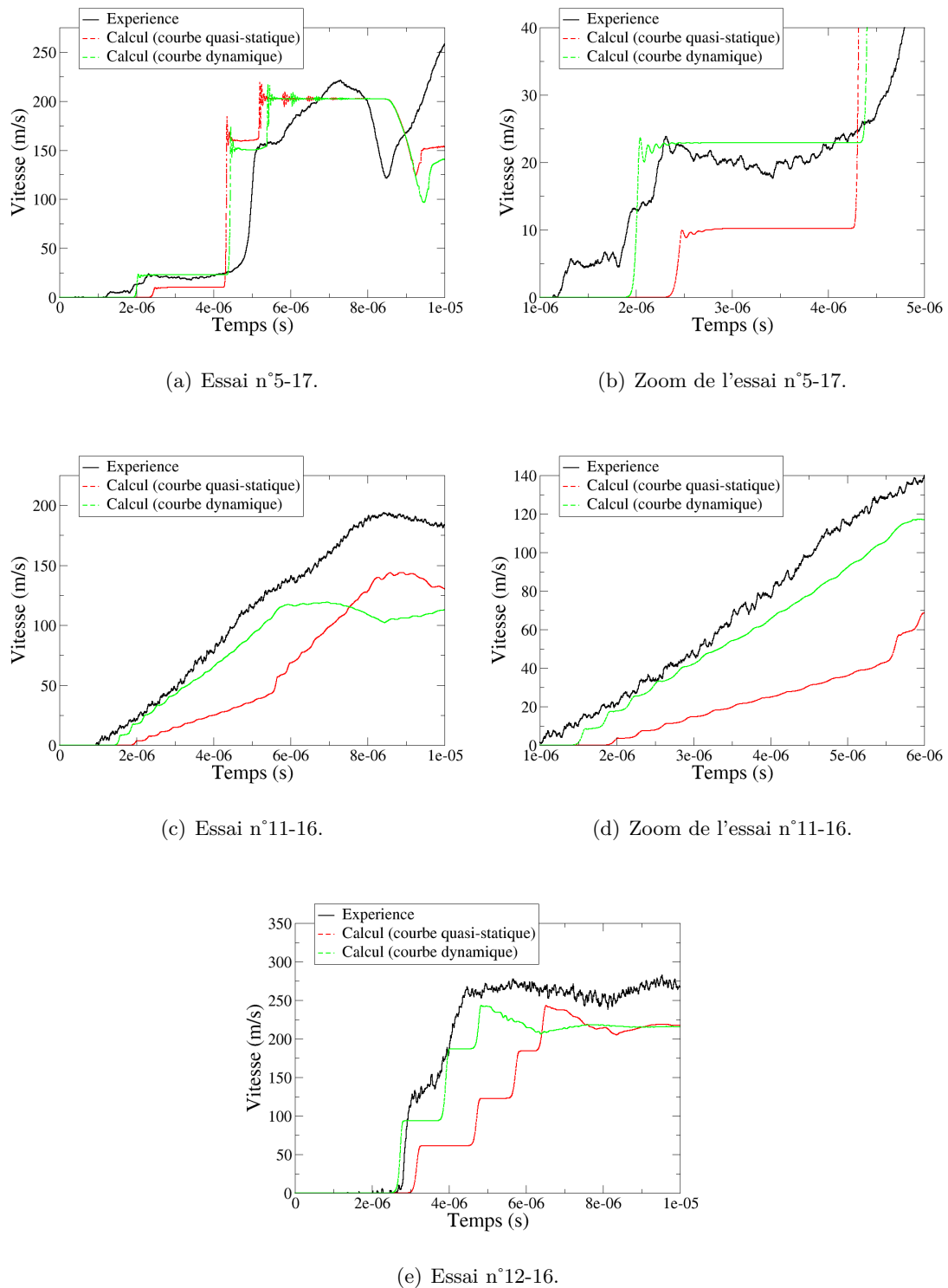


FIG. 5.14: Comparaison expériences / calculs des profils de vitesse pour les essais SYLEX sur mousse époxy.

La comparaison entre résultats numériques en utilisant les modèles de compaction quasi-statique et dynamique met en évidence l'influence du module de compressibilité et de la courbe de compaction sur les profils de vitesse. La figure 5.15 présente l'évolution

de la contrainte en fonction de la masse volumique calculée dans la dernière maille des échantillons de mousse pour l'expérience GEPI n°1271 et l'expérience SYLEX n°5-17. La forme des profils de vitesse correspond effectivement à un certain trajet suivi dans l'espace (P, ρ, E) .

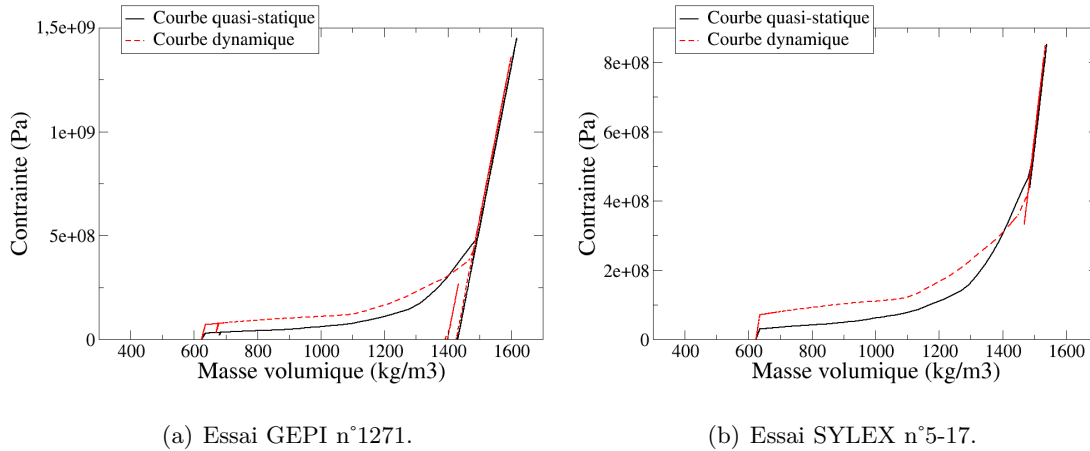


FIG. 5.15: Courbes contrainte-masse volumique calculées avec les modèles POREQST de compaction quasi-statique et dynamique de mousse époxy.

Ces confrontations expériences / calculs confirment que les mécanismes de compaction dépendent de la vitesse de déformation entre 10^{-3} s^{-1} et 10^4 s^{-1} . Comme pour la mousse polyuréthane, l'effet de la vitesse de déformation devient négligeable au-dessus de 10^4 s^{-1} .

Nous venons de valider l'utilisation du modèle POREQST pour représenter la compaction des mousses polyuréthane et époxy face à deux types de sollicitations dynamiques. Une des hypothèses fondatrices du modèle POREQST est que la compaction est supposée irréversible (*cf.* partie 5.2.1). Certaines des observations expérimentales présentées dans les chapitres 3 et 4 indiquent que cette hypothèse ne convient pas forcément au cas des mousses étudiées. Nous avons donc aussi utilisé un autre modèle macroscopique.

5.3 Modèle de compaction Hyperfoam

5.3.1 Description du modèle

Le modèle Hyperfoam est un modèle du code de calcul commercial Abaqus [58]. Il représente la réponse hyperélastique isotrope non-linéaire des mousses souples, notamment les mousses en polyuréthane utilisées dans les sièges de voiture. Ces mousses ont la particularité de retrouver quasi-intégralement leur forme originelle même après avoir été soumises à de très grandes déformations.

Le comportement est décrit par une relation entre le tenseur des contraintes de Cauchy et le tenseur des dilatations. Cette relation est déduite traditionnellement de la dérivation d'un potentiel, noté U , qui représente la densité d'énergie de déformation. Ce potentiel tient compte du caractère compressible des mousses.

Un modèle d'endommagement est couplé au modèle hyperélastique initial, afin de prendre en compte les phénomènes d'hystérésis observés en détente lors des essais quasi-statiques. Il s'agit d'un phénomène plus connu sous le nom d'effet Mullins [89–92], qui est couramment observé sur les élastomères.

Comme pour le modèle POREQST, nous décrivons l'évolution de la contrainte dans la direction 1 en fonction de la dilatation dans cette même direction. Pour faciliter les comparaisons avec le modèle POREQST, les lois de comportement établies pour les deux mousses à partir du modèle HYPERFOAM sont représentées dans le plan contrainte-masse volumique.

Définition du potentiel de déformation

L'énergie de déformation par unité de volume du matériau hyperélastique s'écrit sous la forme suivante :

$$U = \sum_{i=1}^N \frac{2\mu_i}{\alpha_i^2} \left(\tilde{\lambda}_1^{\alpha_i} + \tilde{\lambda}_2^{\alpha_i} + \tilde{\lambda}_3^{\alpha_i} - 3 + \frac{1}{\beta_i} (J^{-\alpha_i \beta_i} - 1) \right) \quad (5.13)$$

où μ_i , α_i et β_i sont des paramètres pouvant dépendre de la température, $N \leq 6$ un paramètre matériau.

$$\text{Pour } k \in \{1, 2, 3\}, \quad \tilde{\lambda}_k = J^{-1/3} \lambda_k \quad \text{et} \quad \lambda_1 \lambda_2 \lambda_3 = J \quad (5.14)$$

où λ_k sont les dilatations principales et $\tilde{\lambda}_k$ les dilatations principales purement déviatoriques. Les coefficients μ_i sont reliés au module de cisaillement initial, G_0 , par la formule :

$$G_0 = \sum_{i=1}^N \mu_i \quad (5.15)$$

Les coefficients β_i déterminent le degré de compressibilité. β_i est relié au coefficient de Poisson, ν_i , par l'expression :

$$\beta_i = \frac{\nu_i}{1 - 2\nu_i} \quad (5.16)$$

Loi de comportement en déformation uniaxiale

Dans le cadre d'une sollicitation en déformation uniaxiale dans la direction 1, les dilatations principales s'écrivent :

$$\lambda_1 = \lambda \quad \text{et} \quad \lambda_2 = \lambda_3 = 1 \quad \text{donc} \quad J = \lambda \quad (5.17)$$

La contrainte principale de Cauchy dans la direction 1 est alors égale à la dérivée du potentiel par rapport à la dilatation λ_1 :

$$\sigma_1 = \frac{\partial U}{\partial \lambda_1} = \frac{\partial U}{\partial \lambda} \quad (5.18)$$

Soit :

$$\sigma_1 = \frac{2}{\lambda_1} \sum_{i=1}^N \frac{\mu_i}{\alpha_i} (\lambda_1^{\alpha_i} - J^{-\alpha_i \beta_i}) = \frac{2}{\lambda} \sum_{i=1}^N \frac{\mu_i}{\alpha_i} (\lambda^{\alpha_i} - \lambda^{-\alpha_i \beta_i}) \quad (5.19)$$

Prise en compte de l'effet Mullins

L'effet Mullins s'accompagne d'une dissipation d'énergie qui est représentée dans Abaqus en introduisant une variable d'endommagement η . Le calcul de la contrainte totale est alors donné en multipliant la contrainte sans endommagement par la variable d'endommagement η :

$$\sigma(\eta, \tilde{\lambda}) = \eta \tilde{\sigma}(\tilde{\lambda}) \quad (5.20)$$

où $\tilde{\sigma}$ correspond à la contrainte sans endommagement (équation 5.19). La variable η évolue en fonction de l'énergie de déformation maximale U_{\max} atteinte lors du chargement :

$$\eta = 1 - \frac{1}{r} \operatorname{erf} \left(\frac{U_{\max} - \tilde{U}}{m + \beta U_{\max}} \right) \quad (5.21)$$

où \tilde{U} est l'énergie de déformation sans endommagement (équation 5.13), U_{\max} est la valeur maximale atteinte par \tilde{U} , et r , β et m sont des paramètres ($r > 1$, $\beta \geq 0$, $m \geq 0$ et $(\beta, m) \neq (0, 0)$). $\operatorname{erf}(x)$ est la fonction d'erreur définie par :

$$\operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-t^2} dt \quad (5.22)$$

Lorsqu'il n'y a pas d'endommagement, la variable η est égale à 1 et η tend vers 0 à l'infini. La figure 5.16 représente les trajets de charge / décharge suivis avec ce modèle. La courbe $\{C_1, C_2, C_3\}$ représente la courbe de comportement hyperélastique sans endommagement.

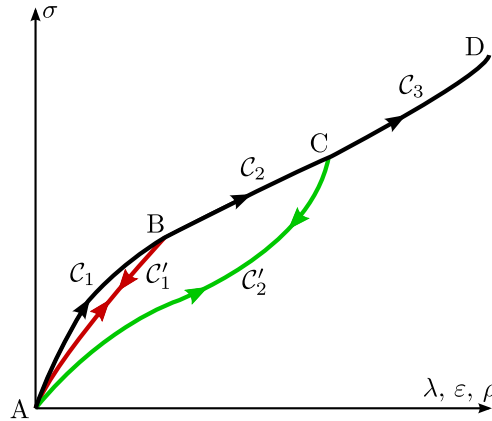


FIG. 5.16: Évolution de la contrainte en fonction de la dilatation avec prise en compte de l'effet Mullins.

Si le matériau est chargé jusqu'au point B en suivant le trajet C_1 , le trajet C'_1 est suivi pendant la phase de décharge, à cause de l'endommagement. Les trajets C_1 et C'_1 forment ainsi une boucle d'hystérésis. Si le matériau est déchargé depuis le point C jusqu'au point A, le chemin suivi est C'_2 , et ainsi de suite.

Prise en compte d'une déformation résiduelle

Pour certains matériaux, le retour hyperélastique après des grandes déformations n'est que partiel. Il existe une déformation résiduelle après détente complète et retour à la

pression ambiante [93–95]. Dorfmann et Ogden [96] ont développé un modèle permettant de prendre en compte ce phénomène. La contrainte totale est alors décomposée en une contrainte hyperélastique, qui tient aussi compte de l’effet Mullins, et une contrainte supplémentaire $\sigma_{\text{def res}}$:

$$\sigma(\eta_1, \eta_2, \xi, \tilde{\lambda}) = \sigma_{\text{Mullins}} + \sigma_{\text{def res}} = \eta_1 \tilde{\sigma}(\tilde{\lambda}) + (1 - \eta_2) \xi \tilde{\lambda} \quad (5.23)$$

où $\eta_1 = \eta$ est la variable d’endommagement définie dans la partie précédente. La variable d’endommagement η_2 est définie par la formule :

$$\eta_2 = \frac{\tanh\left(\left(\frac{\tilde{U}}{U_{\max}}\right)^\alpha\right)}{\tanh 1} \quad (5.24)$$

où $\alpha = C_1 + C_2 \frac{U_{\max}}{G_0}$, C_1 et C_2 étant des paramètres. La variable ξ est donnée par la relation :

$$\xi = C_3 G_0 \left(1 - \frac{1}{C_4} \tanh\left(\frac{\lambda_{\min} - 1}{C_5}\right)\right) \quad (5.25)$$

où C_3 , C_4 et C_5 sont des paramètres et λ_{\min} est la valeur de $\tilde{\lambda}$ correspondant à U_{\max} (ou la valeur minimale atteinte par $\tilde{\lambda}$).

Cette partie du modèle est en cours d’implantation dans le code monodimensionnel. Les résultats numériques que nous présenterons dans la suite du mémoire ne prennent pas en compte de déformation résiduelle.

5.3.2 Identification des paramètres

L’identification des paramètres du modèle Hyperfoam s’effectue en deux étapes. Nous commençons par déterminer les paramètres μ_i , α_i et β_i qui définissent la courbe « maîtresse » (équivalence avec la courbe de compaction du modèle POREQST). Puis, nous déterminons les paramètres r , β et m utilisés pour modéliser l’effet Mullins.

Courbe « maîtresse »

Comme pour le modèle POREQST, nous avons identifié un jeu de paramètres à partir des résultats des essais quasi-statiques de compression confinée et un jeu de paramètres qui tient compte des résultats des essais dynamiques. Le paramètre N est pris égal à 2 dans les deux cas. Les paramètres μ_i , α_i et β_i sont ensuite calculés par une méthode des moindres carrés pour fitter la courbe prise comme référence (courbe de compression confinée ou courbe de compaction dynamique). Les paramètres fournis dans le tableau 5.5 permettent d’obtenir les courbes présentées sur la figure 5.17.

	Mousse polyuréthane	Mousse époxy
μ_1 (MPa)	113	434
μ_2 (MPa)	$5,19 \times 10^{-2}$	$8,22 \times 10^{-2}$
α_1	25	25
α_2	-6,49	-10,89
β_1	0	0
β_2	0	0

TAB. 5.5: Paramètres des modèles Hyperfoam quasi-statiques pour les mousses polyuréthane et époxy.

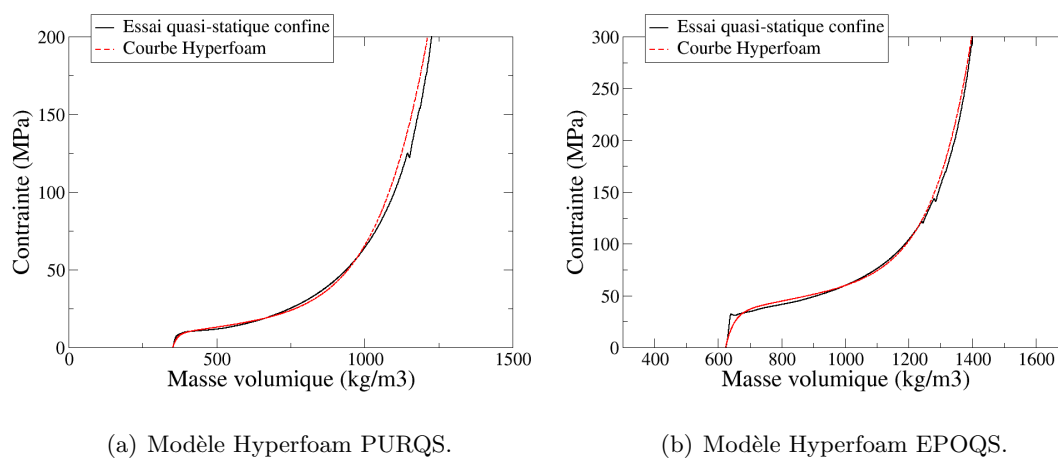


FIG. 5.17: Essais de compression confinée et courbes de compaction Hyperfoam quasi-statiques.

Les paramètres du modèle Hyperfoam obtenus en utilisant les résultats des expériences dynamiques sont fournis dans le tableau 5.6. Les courbes maîtresses des modèles quasi-statiques (modèles Hyperfoam PURQS et EPOQS) et des modèles dynamiques (modèles Hyperfoam PURDYN et EPODYN) sont comparées sur la figure 5.18.

	Mousse polyuréthane	Mousse époxy
μ_1 (MPa)	229	1064
μ_2 (MPa)	$1,24 \times 10^{-4}$	$1,40 \times 10^{-2}$
α_1	25	25
α_2	-11,23	-12,42
β_1	0	0
β_2	0	0

TAB. 5.6: Paramètres des modèles Hyperfoam dynamiques pour les mousses polyuréthane et époxy.

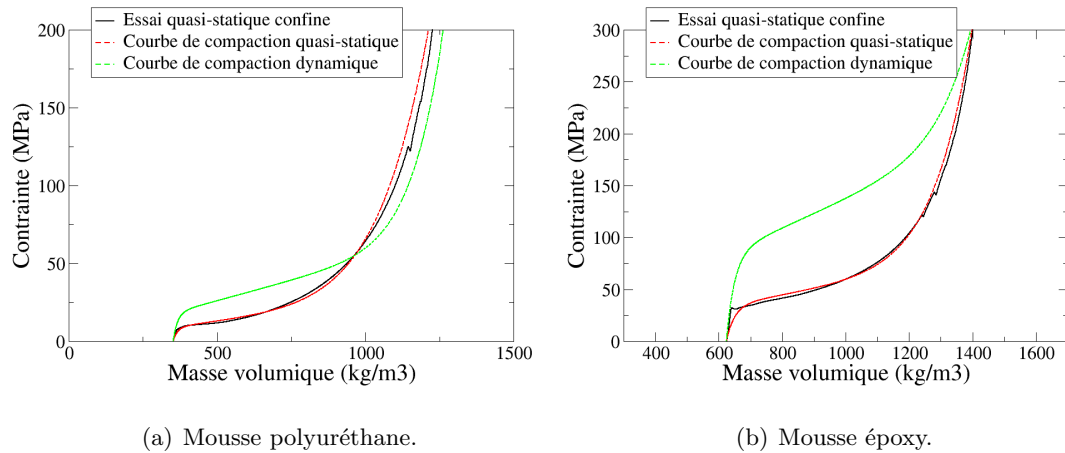


FIG. 5.18: Tracés des courbes de compaction quasi-statique et dynamique pour les mousses polyuréthane et époxy avec le modèle Hyperfoam.

Comme pour les courbes de compaction POREQST, nous constatons que le seuil de compaction de la courbe dynamique est situé au-dessus de celui de la courbe quasi-statique. Le passage de la phase élastique à la phase plastique se fait quant à lui de manière progressive.

Effets Mullins

La variable de dissipation d'énergie décrite à l'équation 5.21 impose la détermination des paramètres r , β et m . Ces paramètres sont calculés par une méthode des moindres carrés pour fitter les phases de décharge des courbes quasi-statiques. Les paramètres fournis dans le tableau 5.7 permettent d'obtenir les courbes présentées sur la figure 5.19.

	Mousse polyuréthane	Mousse époxy
r	1,001	1,001
β	0,3	0,3
m (Pa)	0,01	0,01

TAB. 5.7: Paramètres de la variable de dissipation d'énergie pour les mousses polyuréthane et époxy.

La forme des trajets suivis pendant les phases de décharge est en accord avec les résultats des essais quasi-statiques.

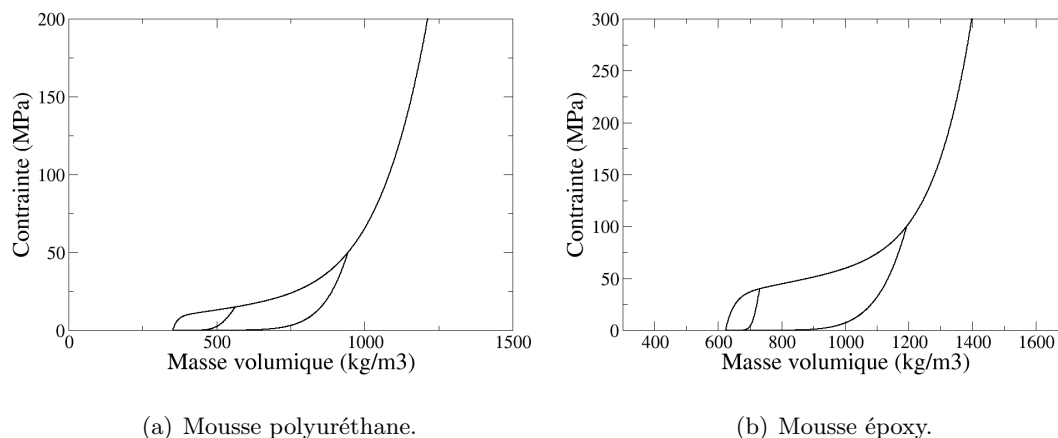


FIG. 5.19: Tracés des courbes de dissipation d'énergie pour les mousses polyuréthane et époxy.

5.3.3 Confrontations expériences/calculs

Mousse polyuréthane

Les signaux de vitesse obtenus lors des expériences GEPI et SYLEX sont comparés aux résultats numériques acquis avec les modèles Hyperfoam PURQS et PURDYN sur les figures 5.20 et 5.21.

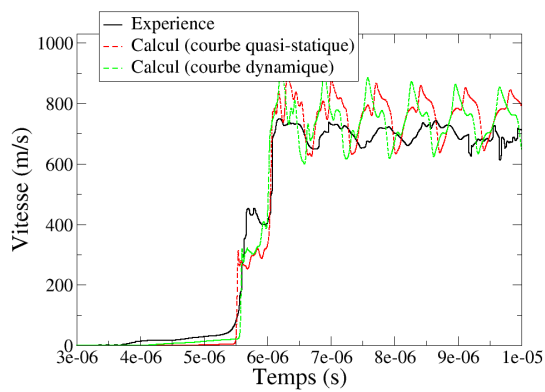
Comme pour le modèle POREQST, les signaux de vitesse sont bien mieux reproduits en utilisant le modèle de compaction dynamique. Des caractéristiques comme le module élastique ou le niveau du plateau de compaction doivent impérativement être identifiées à partir de données issues d'expériences dynamiques.

Même si la forme des profils de vitesse calculés semble généralement correcte, nous constatons que le modèle Hyperfoam ne permet pas de restituer parfaitement le précurseur élastique. Les temps d'arrivée et les niveaux des précurseurs élastiques calculés sont légèrement différents de ceux mesurés. Ceci vient de la forme du potentiel et du module élastique qui dépend du choix des paramètres μ_i et β_i . Le module élastique peut s'écrire en fonction des paramètres μ_i et β_i suivant la relation :

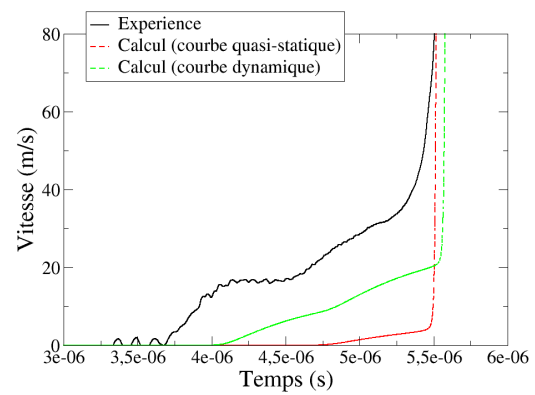
$$K_0 = 2 \sum_{i=1}^N \mu_i (1 + \beta_i) \quad (5.26)$$

avec pour hypothèse $\sigma_1 = \sigma_{2,3}$.

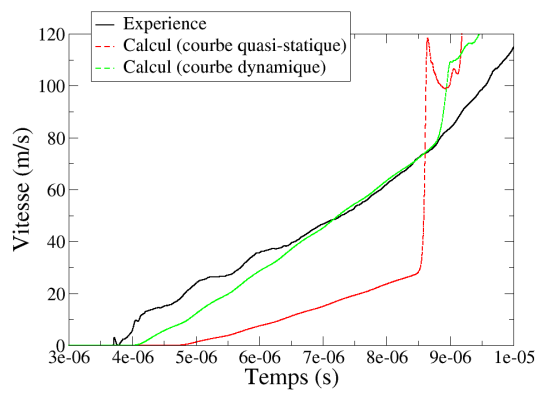
Pour la mousse polyuréthane, nous obtenons ainsi un module élastique de 460 MPa, qui est inférieur au module de 500 MPa utilisé dans le modèle POREQST. Les coefficients μ_i et β_i ont en effet été déterminés de telle sorte à « fitter » l'ensemble de la courbe contrainte-masse volumique et pas seulement le précurseur élastique.



(a) Essai n°1271.

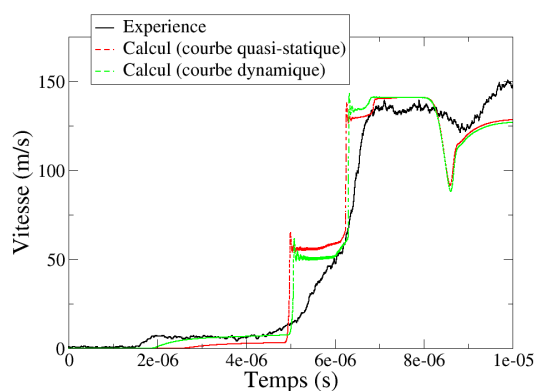


(b) Zoom de l'essai n°1271.

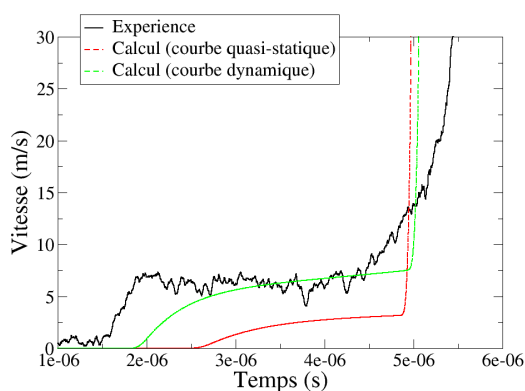


(c) Essai n°1272.

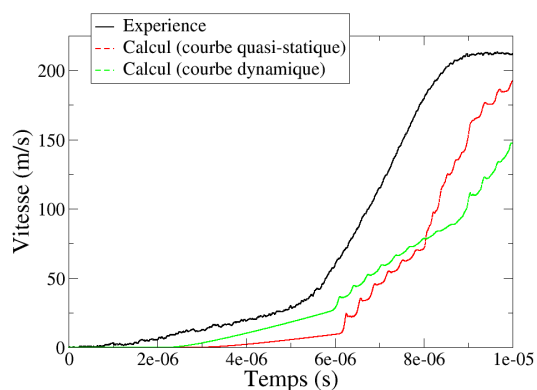
FIG. 5.20: Comparaison expériences / calculs des profils de vitesse pour les essais GEPI sur mousse polyuréthane, avec les modèles Hyperfoam.



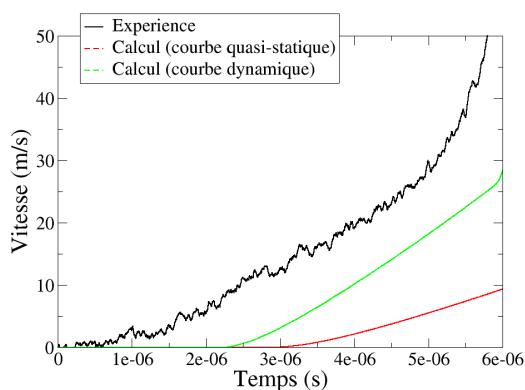
(a) Essai n°9-16.



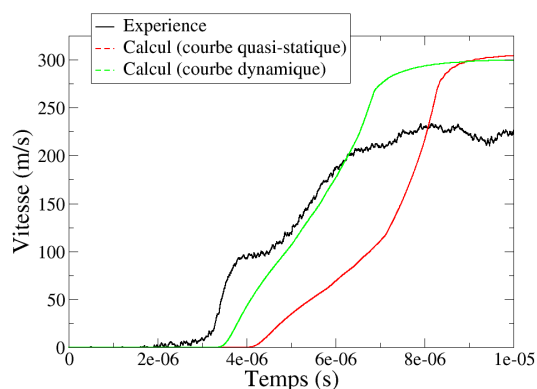
(b) Zoom de l'essai n°9-16.



(c) Essai n°11-16.



(d) Zoom de l'essai n°11-16.



(e) Essai n°12-16.

FIG. 5.21: Comparaison expériences / calculs des profils de vitesse pour les essais SYLEX sur mousse polyuréthane, avec les modèles Hyperfoam.

La comparaison entre résultats numériques en utilisant les modèles de compaction quasi-statique et dynamique met en évidence l'influence du module de compressibilité et de la courbe de compaction sur les profils de vitesse. La figure 5.22 présente l'évolution

de la contrainte en fonction de la masse volumique calculée dans la dernière maille des échantillons de mousse pour l'expérience GEPI n°1271 et l'expérience SYLEX n°9-16.

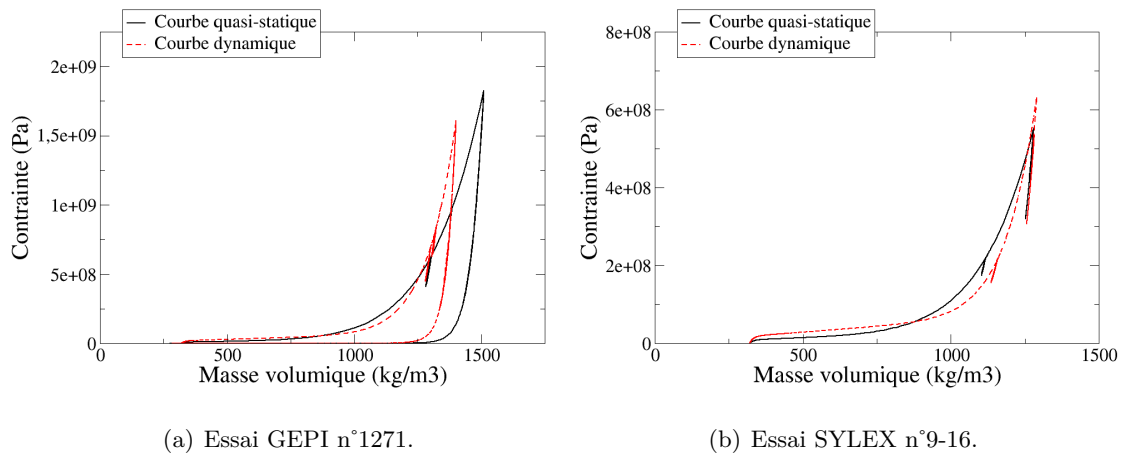


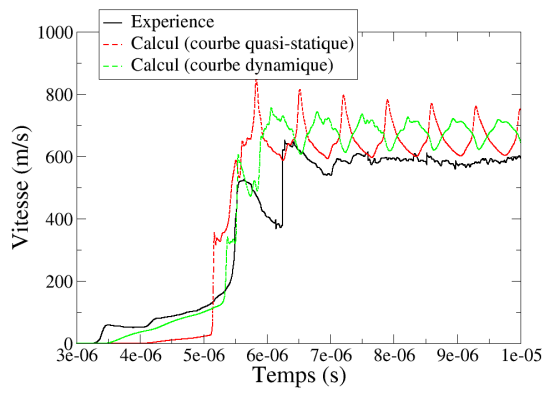
FIG. 5.22: Courbes contrainte-masse volumique calculées avec les modèles Hyperfoam de compaction quasi-statique et dynamique de mousse polyuréthane.

Mousse époxy

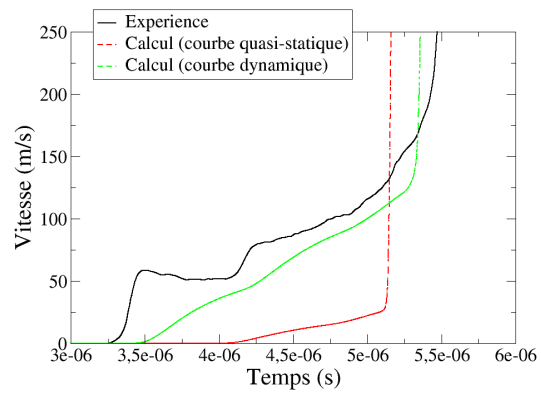
Les signaux de vitesse obtenus lors des expériences GEPI et SYLEX sont comparés aux résultats numériques acquis avec les modèles Hyperfoam EPOQS et EPODYN sur les figures 5.23 et 5.24.

Les temps d'arrivée et les niveaux des ondes élastiques et de compaction qui se propagent dans les échantillons lors des expériences GEPI et SYLEX sont à peu près bien restitués par les calculs. Comme pour la mousse polyuréthane, les signaux de vitesse sont bien mieux reproduits en utilisant le modèle de compaction dynamique.

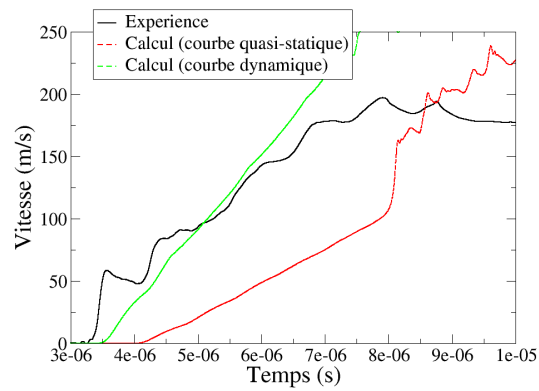
Des améliorations dans la modélisation sont encore à prévoir, car des écarts entre les mesures et les calculs persistent. Comme pour la mousse polyuréthane, le modèle Hyperfoam ne permet pas une restitution parfaite du précurseur élastique. Le module élastique déduit de l'équation 5.26 est évalué à 2130 MPa pour la mousse époxy, contre 3615 MPa pour le modèle POREQST. Ceci explique le retard des précurseurs élastiques calculés par rapport aux mesures.



(a) Essai n°1271.

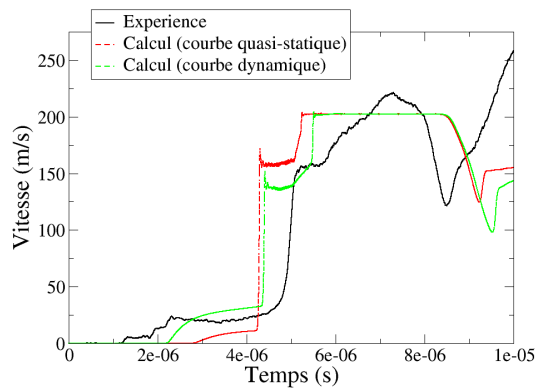


(b) Zoom de l'essai n°1271.

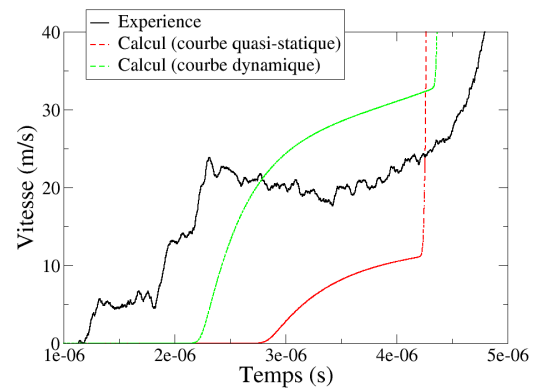


(c) Essai n°1272.

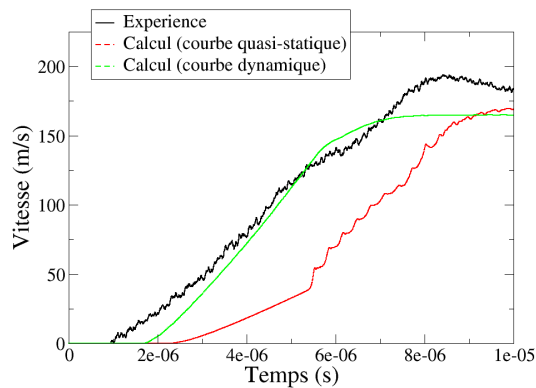
FIG. 5.23: Comparaison expériences / calculs des profils de vitesse pour les essais GEPI sur mousse époxy, avec les modèles Hyperfoam.



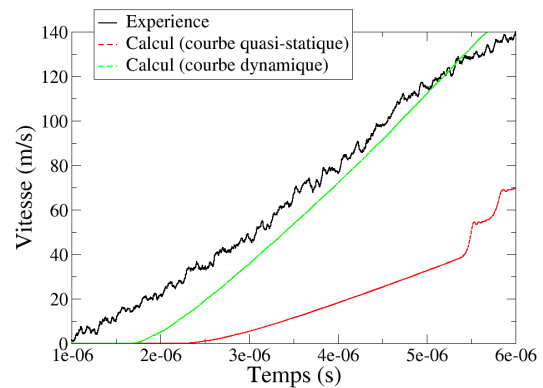
(a) Essai n°5-17.



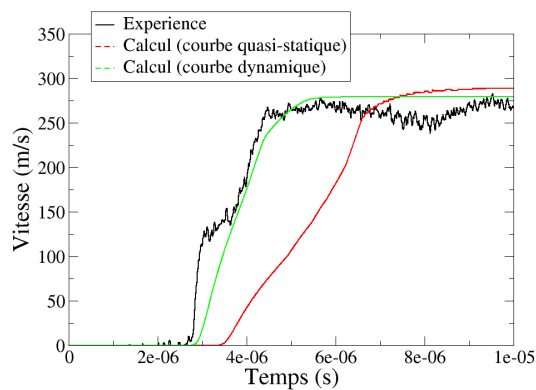
(b) Zoom de l'essai n°9-16.



(c) Essai n°11-16.



(d) Zoom de l'essai n°11-16.



(e) Essai n°12-16.

FIG. 5.24: Comparaison expériences / calculs des profils de vitesse pour les essais SYLEX sur mousse époxy, avec les modèles Hyperfoam.

La comparaison entre résultats numériques en utilisant les modèles de compaction quasi-statique et dynamique met en évidence l'influence du module de compressibilité et de la courbe de compaction sur les profils de vitesse. La figure 5.25 présente l'évolution

de la contrainte en fonction de la masse volumique calculée dans la dernière maille des échantillons de mousse pour l'expérience GEPI n°1271 et l'expérience SYLEX n°5-17.

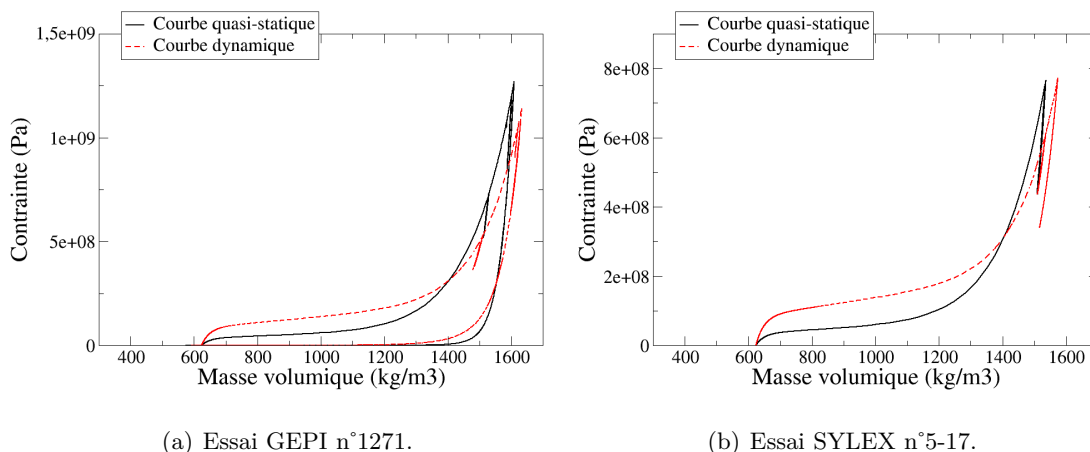


FIG. 5.25: Courbes contrainte-masse volumique calculées avec les modèles Hyperfoam de compaction quasi-statique et dynamique de mousse époxy.

5.4 Comparaisons entre les modèles POREQST et Hyperfoam

Avant de poursuivre, nous proposons de comparer les résultats numériques obtenus avec les modèles POREQST et Hyperfoam pour les essais GEPI n°1271 et SYLEX n°9-16 et 5-17 sur les deux mousses.

5.4.1 Mousse polyuréthane

Les figures 5.26 et 5.27 présentent les profils de vitesse et les courbes contrainte-masse volumique calculés avec les modèles POREQST et Hyperfoam pour les essais GEPI n°1271 et SYLEX n°9-16 pour la mousse polyuréthane. Les profils de vitesse calculés avec les deux modèles sont relativement proches. Nous notons toutefois une petite différence sur le temps d'arrivée de l'onde de compaction. Cela s'explique par la séparation des courbes contrainte-masse volumique au-delà de 750 kg/m³. Les pentes des courbes calculées avec le modèle POREQST étant inférieures à celles calculées avec le modèle HYPERFOAM, la célérité des ondes de compaction est moins grande.

Pour l'essai GEPI, les écarts sur les vitesses maximales enregistrés après 6 μ s ont déjà été discutés dans la partie 5.2.3. Ils sont dus à une représentation imprécise de l'écaillage de l'aluminium.

Aucun des deux modèles ne restitue la montée progressive de la vitesse pendant la phase de compaction.

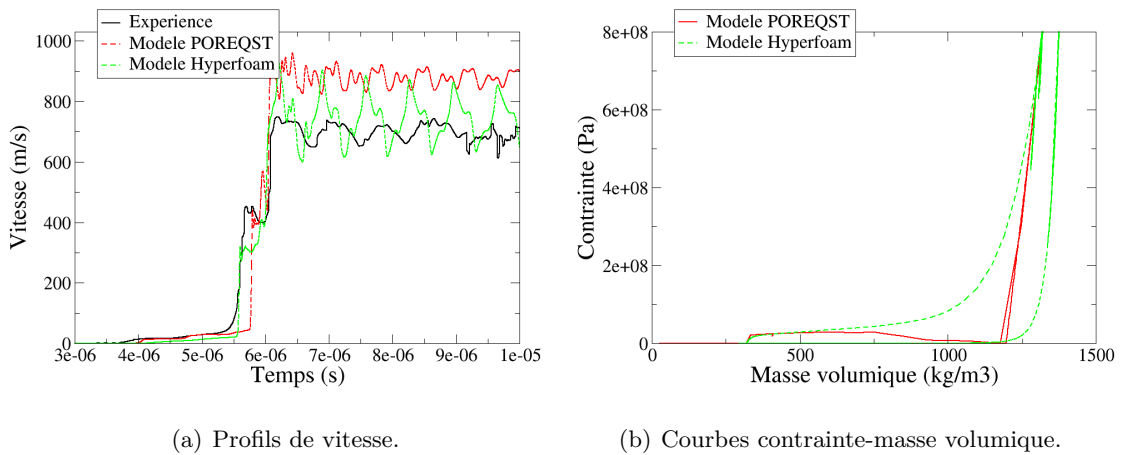


FIG. 5.26: Comparaison des profils de vitesse et des courbes contrainte-masse volumique obtenus avec les modèles POREQST et Hyperfoam pour l'essai GEPI n°1271 sur mousse polyuréthane.

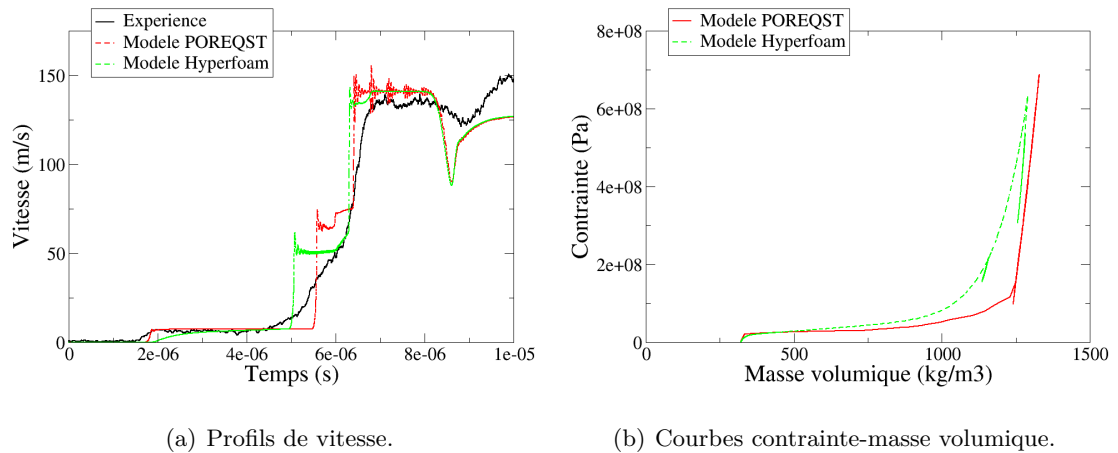


FIG. 5.27: Comparaison des profils de vitesse et des courbes contrainte-masse volumique obtenus avec les modèles POREQST et Hyperfoam pour l'essai SYLEX n°9-16 sur mousse polyuréthane.

5.4.2 Mousse époxy

Les figures 5.28 et 5.29 présentent les profils de vitesse et les courbes contrainte-masse volumique calculés avec les modèles POREQST et Hyperfoam pour les essais GEPI n°1271 et SYLEX n°5-17 pour la mousse époxy.

Pour les deux types d'essais, du fait de la ressemblance des courbes σ - ρ , les profils de vitesse sont assez proches. Pour l'essai GEPI, les différents chemins suivis en détente n'influent que sur l'amplitude des oscillations. Dans ce cas, il ne semble pas qu'un des modèles soit meilleur que l'autre. À nouveau, le front de compaction est beaucoup plus raide dans les calculs que dans les mesures.

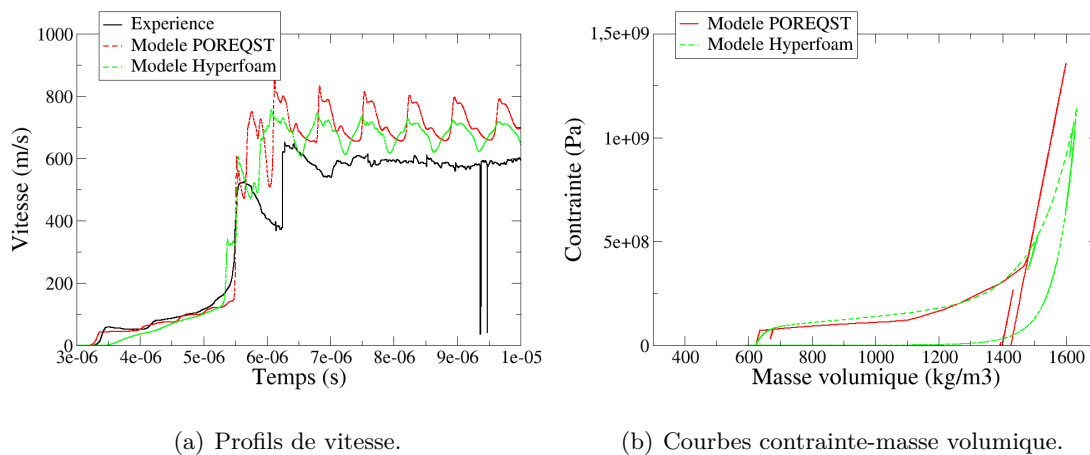


FIG. 5.28: Comparaison des profils de vitesse et des courbes contrainte-masse volumique obtenus avec les modèles POREQST et Hyperfoam pour l'essai GEPI n°1271 sur mousse époxy.

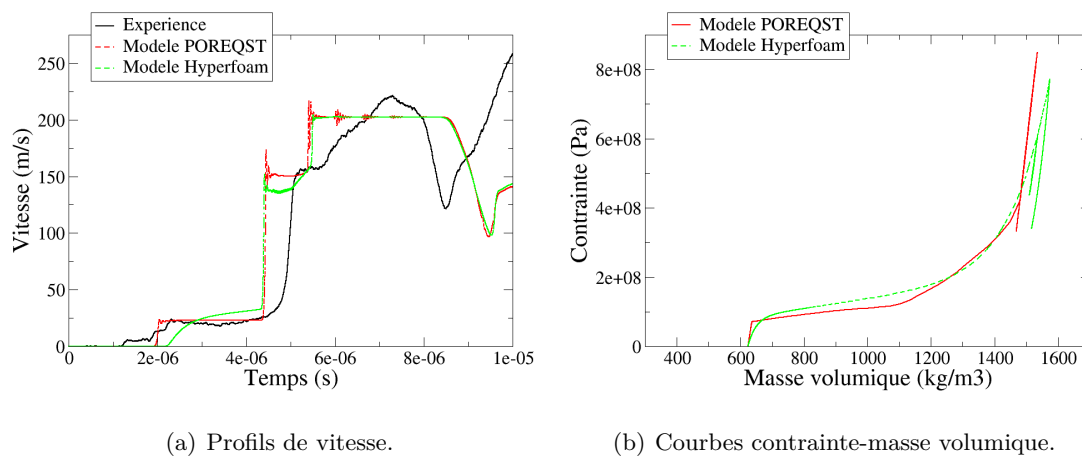


FIG. 5.29: Comparaison des profils de vitesse et des courbes contrainte-masse volumique obtenus avec les modèles POREQST et Hyperfoam pour l'essai SYLEX n°5-17 sur mousse époxy.

5.5 Synthèse

Nous venons de proposer deux approches de modélisation macroscopique pour représenter la compaction sous chargements dynamiques des mousses polyuréthane et époxy. Les paramètres ont été identifiés à partir des résultats d'essais quasi-statiques et dynamiques.

La validité des différents modèles est évaluée en confrontant les profils de vitesse mesurés lors d'expériences GEPI et SYLEX aux profils de vitesse calculés à l'aide d'un code dynamique explicite 1D. De manière générale, les courbes de compaction dynamiques

définies avec les modèles POREQST et Hyperfoam permettent de correctement restituer les signaux de vitesse. Les phases de comportement élastique et de compaction sont assez bien représentées avec ces deux modèles.

Nous montrons que les modèles numériques construits à partir des essais quasi-statiques ne sont pas applicables lorsque les sollicitations deviennent dynamiques. Il faut absolument intégrer des données issues d'expériences dynamiques dans le référentiel expérimental de validation de la modélisation. Les profils de vitesse mesurés lors des expériences dynamiques traduisent bien une réponse thermomécanique des mousses. L'utilisation des outils numériques est indispensable pour l'analyse précise du comportement dynamique. Comme les modèles identifiés à partir des expériences GEPI restituent assez bien les résultats des expériences SYLEX, nous confirmons que le passage de la vitesse de déformation de 10^4 s^{-1} à 10^5 s^{-1} n'a pas d'influence sur les mécanismes de compaction.

Les expériences dynamiques réalisées ne permettent pas pour l'instant de montrer l'intérêt de mieux décrire les phases de détente. Dans le prochain chapitre, nous allons évaluer la pertinence des modèles à restituer les réponses des mousses étudiées face à des sollicitations dynamiques de durées inférieures à 100 ns.

Chapitre 6

Applications des modèles à d'autres chargements dynamiques

DANS les précédents chapitres, nous avons analysé les comportements mécaniques des mousses polyuréthane et époxy en utilisant principalement les résultats d'expériences dynamiques générant des sollicitations de durée supérieure à 200 nanosecondes. Compte tenu de l'application recherchée, à savoir un dispositif permettant d'atténuer des chocs générés par des lasers ou des impacts hypervéloces, il nous faut analyser la capacité d'atténuation des mousses face à des sollicitations brèves ($t < 200$ ns).

Dans ce chapitre, nous proposons d'utiliser les moyens expérimentaux CESAR du CEA CESTA et laser de l'Institut P'. Ces moyens permettent effectivement d'imposer des sollicitations dont les durées respectives sont d'environ 100 ns pour CESAR et 50 ns pour le laser. En complément, d'autres expériences de choc laser sont menées à l'ESRF pour effectuer des radiographies *in situ* pendant la propagation des ondes. Les modèles POREQST et Hyperfoam vont être utilisés pour simuler les expériences et mettre en évidence la capacité d'atténuation de ces mousses.

6.1 Chocs induits par faisceau d'électrons

6.1.1 Présentation du générateur CESAR

CESAR (Canon à Électrons Sidonix Après Refonte) est un générateur à HPP (Hautes Puissances Pulsées) situé au CEA CESTA (figure 6.1(a)). Il s'agit d'un générateur de faisceau d'électrons délivrant des impulsions électriques de 400 kA, 800 kV et 60 ns (signal pris à mi-hauteur). Les électrons sont émis par une diode, puis guidés jusqu'à une cible à l'aide d'un champ magnétique de 3 T. L'énergie des électrons émis est d'environ 800 keV. Un schéma descriptif de la diode est présenté sur la figure 6.1(b).

Nous définissons la fluence comme la quantité d'énergie par unité de surface émise par la diode. Les mesures de courant et de tension donnent la quantité d'énergie électrique injectée dans la diode. La surface irradiée par le faisceau est déterminée en mesurant le diamètre de la trace laissée sur un diaphragme en graphite. Lors de cette campagne expérimentale, les essais CESAR ont été réalisés à trois fluences différentes.

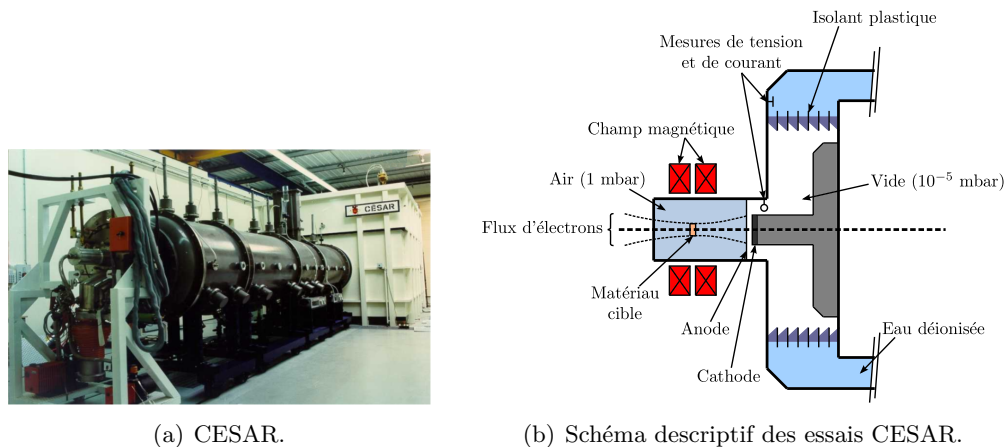


FIG. 6.1: Photographie du générateur CESAR et schéma de la diode.

En arrivant sur la cible, les électrons interagissent avec la matière et y déposent leur énergie. La température augmentant rapidement en suivant une transformation isochore, une onde de contrainte, appelée thermochoch, est générée et se propage dans la cible [77, 97–99]. Comme pour les expériences GEPI et SYLEX, la réponse de la cible face à cette sollicitation est analysée à partir de mesures de vitesse. Les vitesses de déformation appliquées sur les mousses sont de l'ordre de $2 \times 10^5 \text{ s}^{-1}$. Le chargement appliqué est considéré en déformation uniaxiale, du moins tant que les ondes de détentes latérales n'atteignent pas le centre de la cible.

6.1.2 Configuration expérimentale

Le schéma de l'un des montages expérimentaux est présenté sur la figure 6.2(a).

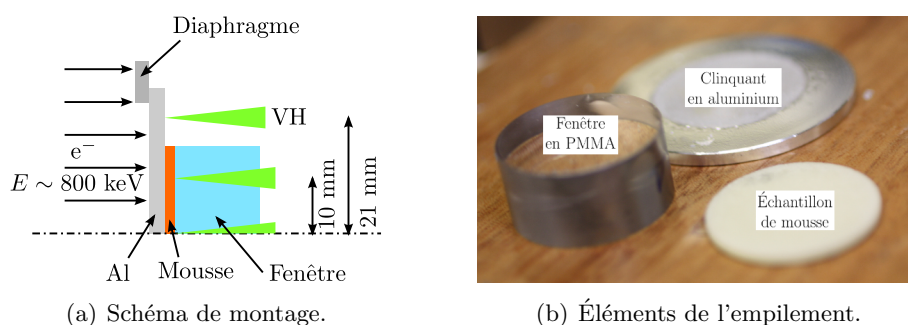


FIG. 6.2: Schéma de montage d'un essai CESAR et éléments de la cible.

Un clinquant en aluminium Al6061-T6 ($\phi = 50 \text{ mm}$, $h = 3 \text{ mm}$) est utilisé pour arrêter les électrons et générer ainsi le thermochoch. Ce choc se propage ensuite dans l'échantillon de mousse ($\phi = 30 \text{ mm}$, $h = 2 - 5 \text{ mm}$) avant d'atteindre la surface libre ou une fenêtre en PMMA ($\phi = 30 \text{ mm}$, $h = 15 \text{ mm}$), placée derrière la mousse.

Les mesures de vitesse sont réalisées par vélocimétrie hétérodyne (*cf.* annexe B). Elles sont réparties comme suit : une mesure centrée à l'interface mousse / fenêtre, de 2 à 7 mesures à l'interface mousse / fenêtre à 10 mm du centre pour mettre en évidence d'éventuels effets 2D et le rôle des hétérogénéités, et de 1 à 4 mesures en surface libre

de l'aluminium pour aider à la calibration du chargement. L'acquisition est réalisée sur une fenêtre temporelle inférieure à 20 μ s, avec une fréquence comprise entre 50 MHz et 1 GHz. Des tirs préliminaires sont réalisés sur des échantillons d'aluminium de 3 mm pour calibrer le chargement. Le tableau 6.1 présente les configurations des principaux essais réalisés sur les mousses.

N° essai	Clinquant	Épaisseur (mm)	Mousse	Épaisseur (mm)	Fluence machine (cal/cm ²)
3131	Al6061-T6	3	PUR	2	60-65
3141	Al6061-T6	3	PUR	2	186-220
3145	Al6061-T6	3	PUR	2	201-228
3148	Al6061-T6	3	PUR	2	57-62
3155	Al6061-T6	3	PUR	2	117-128
3221	Al6061-T6	3	PUR	2	52-57
3222	Al6061-T6	3	PUR	5	47-52
3225	Al6061-T6	3	PUR	5	51-54
3251	Al6061-T6	3	PUR	5	112-121
3336	Al6061-T6/Al pur	3/0,25	PUR	2	49-51
3129	Al6061-T6	3	Époxy	2	127-132
3132	Al6061-T6	3	Époxy	2	58-61
3142	Al6061-T6	3	Époxy	2	187-212
3144	Al6061-T6	3	Époxy	2	210-220
3147	Al6061-T6	3	Époxy	2	58-61
3226	Al6061-T6	3	Époxy	2	52-55
3253	Al6061-T6	3	Époxy	2	105-114
3331	Al6061-T6	3	Époxy	2	46-48
3335	Al6061-T6/Al pur	3/0,25	Époxy	2	43-45

TAB. 6.1: Essais CESAR réalisés sur les mousses polymères.

6.1.3 Chaîne de calcul

Une chaîne de calcul a été développée pour simuler les expériences CESAR. Elle est décrite sur la figure 6.3. Les mesures de courant et de tension sont utilisées pour déterminer le spectre énergétique, le débit et la quantité d'énergie émise par le faisceau d'électrons. La fluence est quant à elle obtenue en divisant l'énergie émise par l'aire de la surface irradiée (*cf.* empreinte du faisceau sur le diaphragme). Le spectre est ensuite utilisé par le code de transport de particules CEPXS-ONELD [100] pour en déduire le profil de dépôt d'énergie. Une épaisseur de 1 mm d'aluminium est suffisante pour arrêter tous les électrons. La cible (ici l'échantillon de mousse) ne subit donc qu'un chargement mécanique.

Dans ces calculs, nous faisons l'hypothèse que tous les électrons arrivent perpendiculairement à la cible. En réalité, les électrons arrivant sur la cible n'ont pas tous une trajectoire perpendiculaire à la surface de la cible. Un travail de caractérisation et de modélisation des trajectoires des électrons fait l'objet d'une thèse qui a débuté au CEA CESTA en 2017.

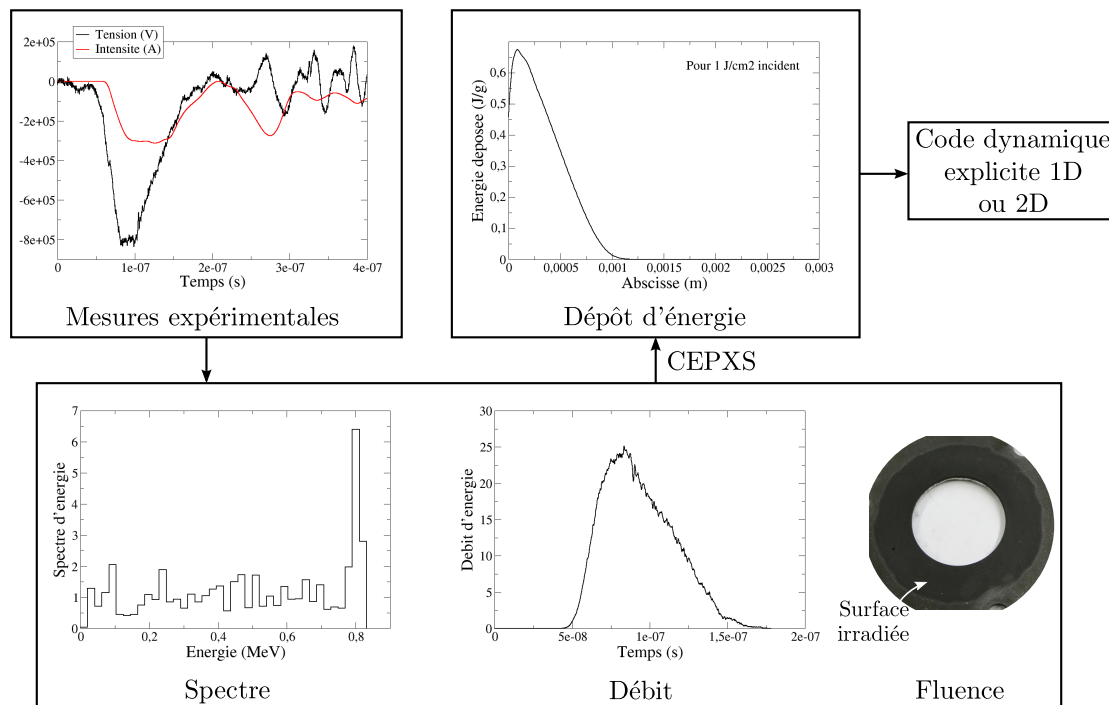


FIG. 6.3: Chaîne de calcul utilisée pour la simulation des essais CESAR.

Le profil de dépôt d'énergie et la courbe de débit sont utilisés pour définir un terme source. Ce terme source se traduit par le dépôt d'une certaine quantité d'énergie interne dans la cible d'aluminium. Ce dépôt d'énergie sert à initialiser les calculs de génération et de propagation d'ondes avec le code monodimensionnel.

6.1.4 Calibration des chargements

Des expériences CESAR sont effectuées sur des cibles d'aluminium pour vérifier les réglages du générateur, mais aussi pour calibrer les chargements qui seront ensuite appliqués sur les échantillons de mousse. La figure 6.4 représente le schéma du montage expérimental. Comme pour les expériences GEPI, des mesures de vitesse sont réalisées derrière des cibles d'aluminium, dont le comportement thermomécanique est bien connu.

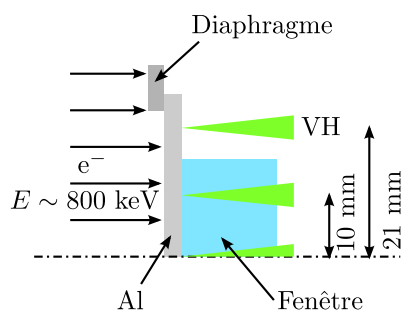


FIG. 6.4: Schéma descriptif des essais CESAR sur cibles d'aluminium.

Les profils de vitesse mesurés à l'interface aluminium / fenêtre et en surface libre pour trois fluences (tableau 6.2) sont présentés sur la figure 6.5. Nous vérifions que le

chargement est de type compression-détente avec une durée d'application légèrement supérieure à 120 ns. Il apparaît sur la figure 6.5(a) des différences de niveaux de vitesse atteints au centre et à 10 mm du centre de l'échantillon. Elles sont dues à l'inhomogénéité du dépôt, qui s'intensifie lorsque la fluence augmente, passant successivement par des formes annulaire et gaussienne. Cette remarque est importante pour la phase de calcul.

N° essai	Clinquant	Épaisseur (mm)	Fluence machine (cal/cm ²)
3103	Al6061-T6	3	74-80
3106	Al6061-T6	3	98-101
3113	Al6061-T6	3	199-218
3114	Al6061-T6	3	158-180
3126	Al6061-T6	3	62-66
3127	Al6061-T6	3	61-64
3128	Al6061-T6	3	126-140
3130	Al6061-T6	3	58-64
3138	Al6061-T6	3	185-210
3139	Al6061-T6	3	171-203
3153	Al6061-T6	3	127-132
3219	Al6061-T6	3	56-58
3330	Al6061-T6	3	45-47

TAB. 6.2: Essais de calibration réalisés sur CESAR.

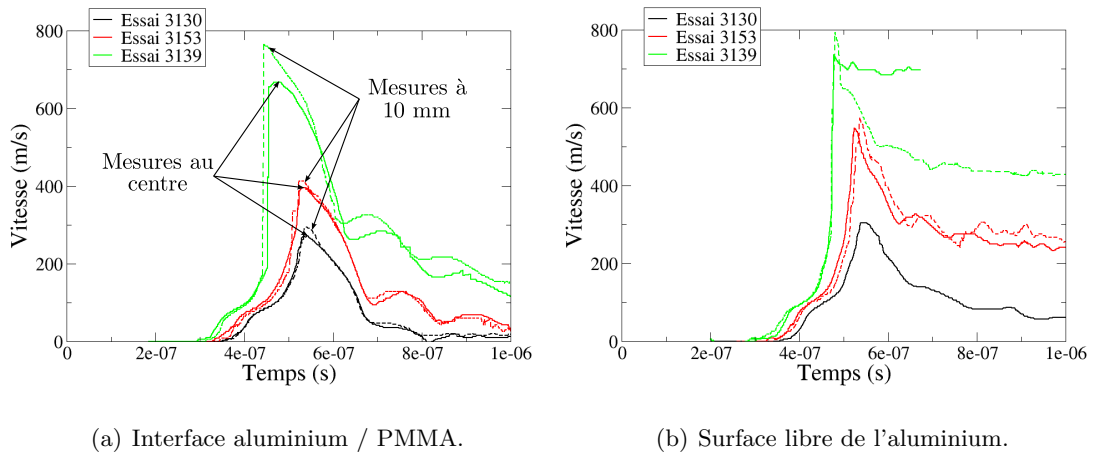


FIG. 6.5: Profils de vitesse mesurés en face arrière du clinquant en aluminium pour trois essais CESAR.

La première étape de la calibration consiste à déterminer la fluence du faisceau arrivant sur la cible. En effet, tous les électrons émis n'arrivent pas sur la cible. Une équation d'état multiphase et une loi de comportement élasto-plastique avec écrouissage isotrope sont utilisées pour représenter le comportement du clinquant en aluminium (*cf.* annexe C). Nous supposons tout d'abord qu'il n'y a pas d'écaillage dans le clinquant en aluminium. Les confrontations expériences/calculs sont présentées sur la figure 6.6.

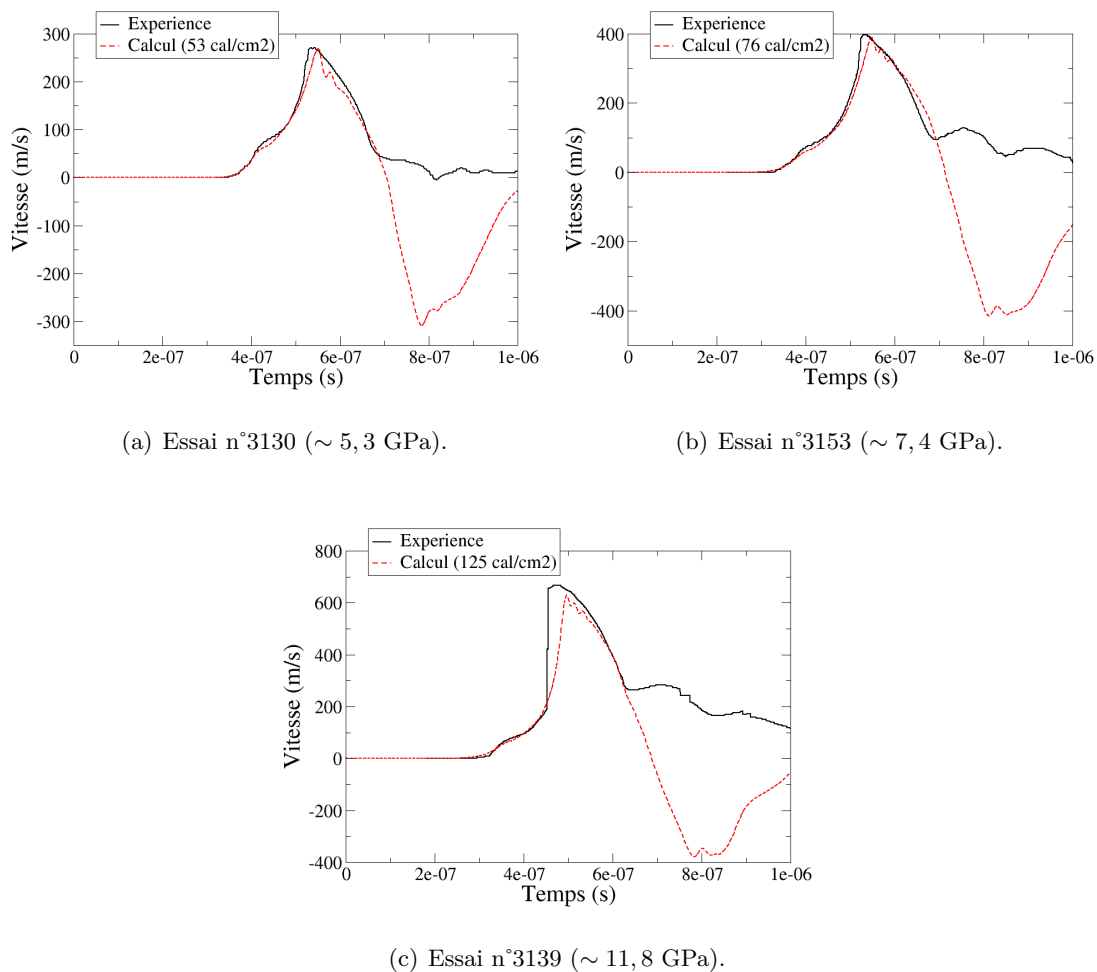


FIG. 6.6: Comparaisons entre les profils de vitesse mesurés en face arrière des clinquants en aluminium et calculés sans représenter l'écaillage.

Les fluences « cible » ont été calibrées de manière à bien restituer les niveaux de vitesse mesurés. Nous constatons que la fluence « cible » est 1,2 à 1,7 fois plus petite que la fluence « machine ». Ces facteurs correctifs sont en accord avec les mesures de courant effectuées récemment au niveau de la cible [101]. Pour tenir compte des incertitudes de mesure de la fluence « cible », nous ferons varier la fluence entre la valeur minimale de fluence émise et la valeur déterminée à partir des corrélations expériences / calculs précédentes.

Nous notons également que la phase de compression et le début de la phase de détente des signaux de vitesse sont très bien restitués numériquement. Ceci valide à la fois la chaîne de calcul et le choix du modèle de comportement pour l'Al6061T6.

Les comparaisons expériences / calculs se dégradent en détente entre 600 et 700 ns. Cet écart est dû à l'écaillage du clinquant en aluminium. Cet écaillage est observé sur les micrographies de clinquants récupérés après essais (figure 6.7). Nous distinguons la face avant ablatée et déformée plastiquement (plusieurs centaines de microns) et une écaille en

face arrière. L'épaisseur de l'écaille est comprise entre 270 et 400 microns. Ces épaisseurs sont cohérentes avec la période (aller-retour de l'onde dans l'épaisseur de l'écaille) des oscillations présentes sur les profils de vitesse. Si la fluence augmente, nous remarquons que l'écaille commence à se détacher.

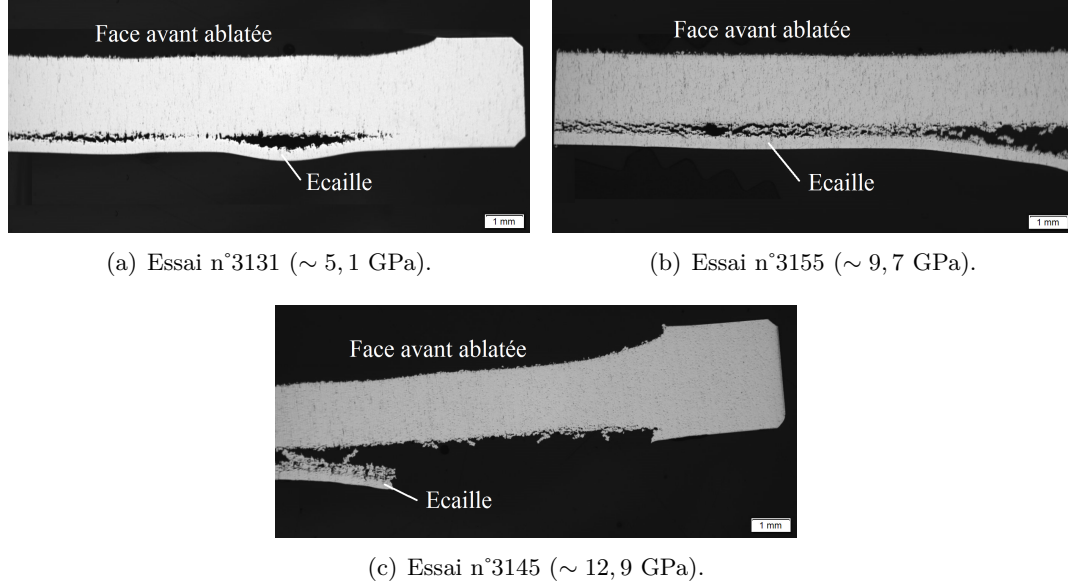


FIG. 6.7: Micrographies *post-mortem* réalisées sur des clinquants d'aluminium.

À partir des profils de vitesse, il est possible de remonter à la résistance mécanique de l'aluminium (*cf.* partie 4.2.4). Les valeurs obtenues sont rassemblées dans le tableau 6.3. Elles sont globalement supérieures à la valeur proposée dans le modèle SCG (1,2 GPa). Il y a probablement un effet de la vitesse de déformation, déjà rapporté dans la littérature [102].

N° essai	Δu (m/s)	Δt (ns)	σ_R (GPa)	$\dot{\epsilon}$ (s ⁻¹)	e (μm)
3130	165	114	1,29	$1,4 \times 10^5$	300
3153	274	112	2,14	$2,3 \times 10^5$	295
3139	291	100	2,27	$2,8 \times 10^5$	264

TAB. 6.3: Résistance mécanique de l'aluminium, vitesse de déformation et épaisseur de l'écaille pour les trois essais CESAR.

Pour représenter l'écaillage de l'aluminium, nous avons testé des approches de modélisation simples comme la prise en compte d'une rupture instantanée à partir d'un critère en contrainte principale, et des approches plus compliquées comme le modèle de Gurson ou le modèle de Johnson.

L'approche simple s'est avérée suffisante comme nous pouvons le constater sur la figure 6.8. L'instant marquant le début de l'écaillage est plutôt bien calculé en prenant des contraintes d'écaillage comprises entre 1,7 et 2 GPa. Nous avons finalement retenu la valeur de 1,7 GPa.

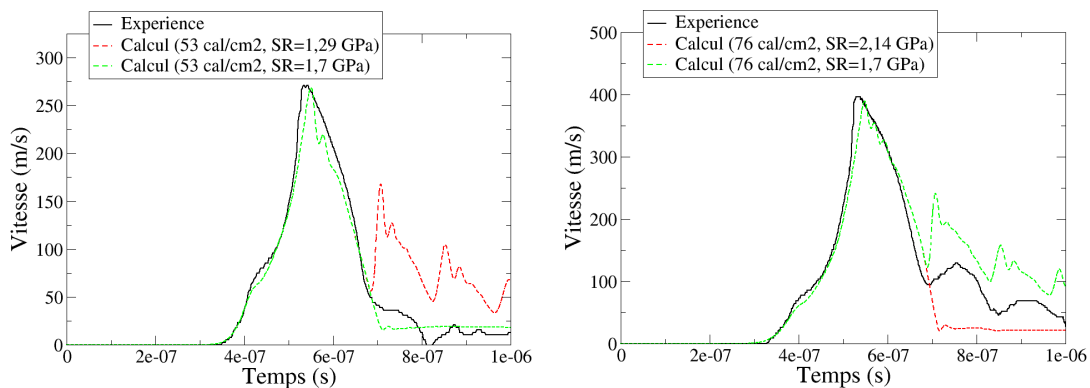
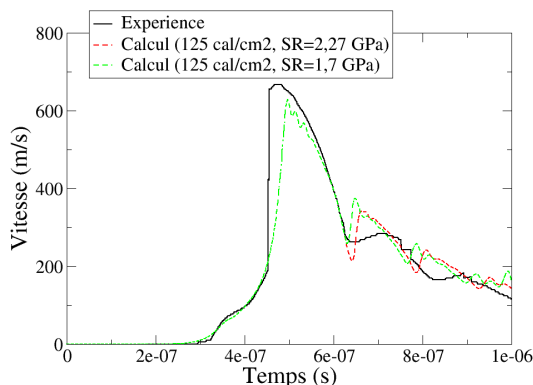
(a) Essai n°3130 ($\sim 5,3$ GPa).(b) Essai n°3153 ($\sim 7,4$ GPa).(c) Essai n°3139 ($\sim 11,8$ GPa).

FIG. 6.8: Comparaison expériences / calculs des vitesses en face arrière du clinquant en aluminium pour trois essais CESAR.

À titre indicatif, la figure 6.9 présente les contraintes d'écaillage déterminées à partir des profils de vitesse. Les valeurs obtenues sont très nettement supérieures à celles proposées par Ek et Asay [103]. Nous pensons que les différences viennent du type de sollicitation utilisé : soutenue pour les données de Ek et Asay ; non soutenue dans notre étude.

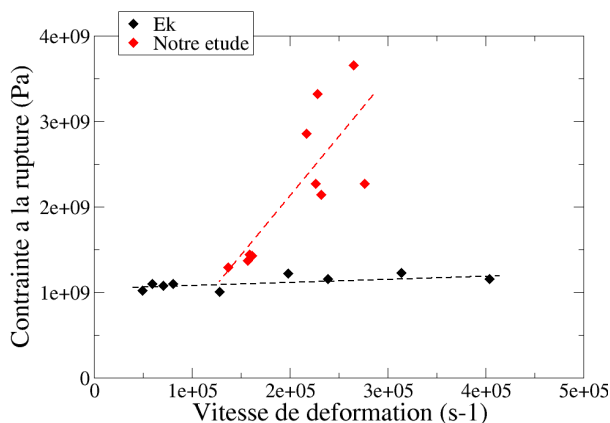


FIG. 6.9: Évolution de la contrainte à la rupture de l'aluminium Al6061-T6 en fonction de la vitesse de déformation.

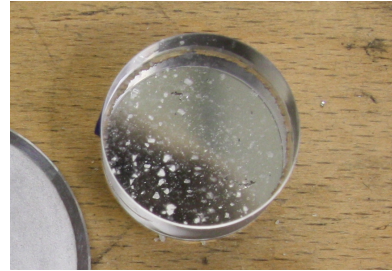
6.1.5 Résultats expérimentaux sur mousses

États *post-mortem* des fenêtres en PMMA

L'observation de l'état des fenêtres en PMMA témoigne de la capacité d'atténuation des mousses. La figure 6.10 présente des photographies des fenêtres après essais avec et sans mousse polyuréthane.



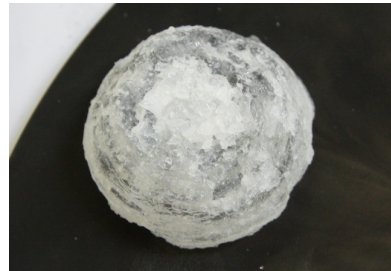
(a) Essai n°3127 sur aluminium ($\sim 5,6$ GPa).



(b) Essai n°3131 sur mousse ($\sim 5,1$ GPa).



(c) Essai n°3139 sur aluminium ($\sim 11,8$ GPa).



(d) Essai n°3145 sur mousse ($\sim 12,9$ GPa).

FIG. 6.10: État de fenêtres en PMMA après des essais CESAR.

À faible fluence, la fenêtre placée derrière le clinquant présente des fissures qui se sont propagées dans un plan perpendiculaire à la direction de chargement. La fenêtre placée derrière la mousse est intacte. De même, à haute fluence, la fenêtre est moins endommagée en présence de la mousse. Nous démontrons ainsi qu'une épaisseur de 2 mm de mousse polyuréthane est capable d'atténuer un thermochock de 1 GPa (faible fluence). Cette capacité d'atténuation est par contre insuffisante pour empêcher l'endommagement du PMMA lorsque le thermochock passe à 3 GPa (haute fluence).

Profils de vitesse

Les profils de vitesse mesurés à l'interface mousse / fenêtre sont présentés sur les figures 6.11 et 6.12 pour six essais CESAR.

La chronométrie et les vitesses maximales mesurées au centre et à 10 mm du centre sont suffisamment proches, pour considérer que le chargement est homogène. Nous confirmons également les résultats obtenus lors des expériences GEPI, à savoir que les réponses des échantillons de 2 mm de mousse mesurées à plusieurs endroits sont identiques, donc que ces mousses peuvent être considérées comme globalement homogènes.

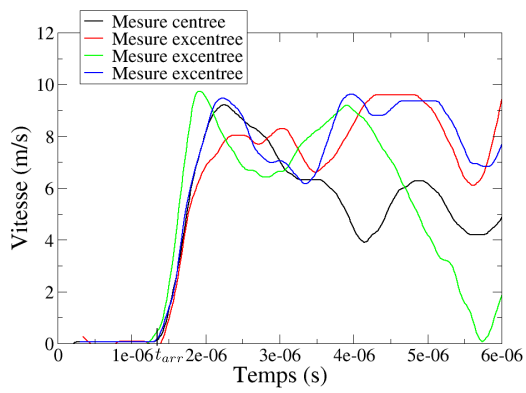
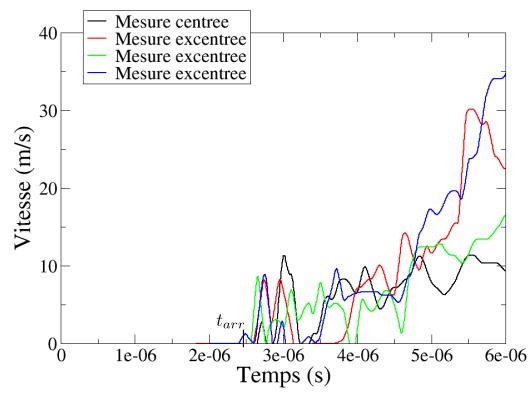
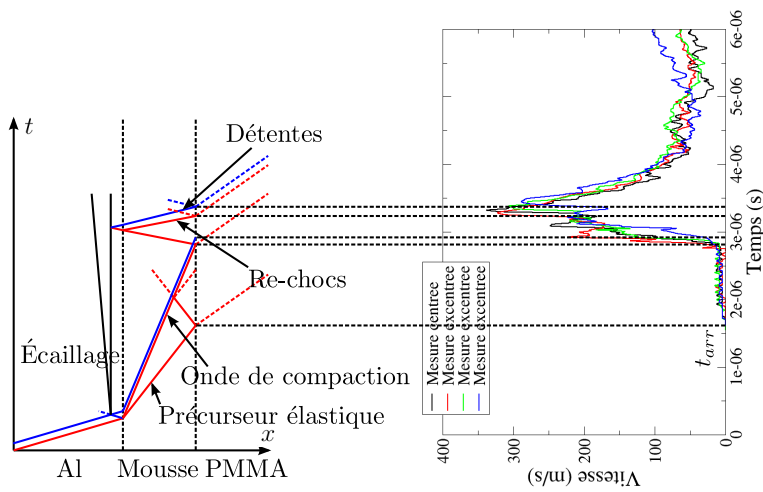
(a) Essai n°3221 ($\sim 4,7$ GPa).(b) Essai n°3155 ($\sim 9,7$ GPa).(c) Essai n°3145 ($\sim 12,9$ GPa).

FIG. 6.11: Profils de vitesse mesurés pour les essais CESAR sur mousse polyuréthane.

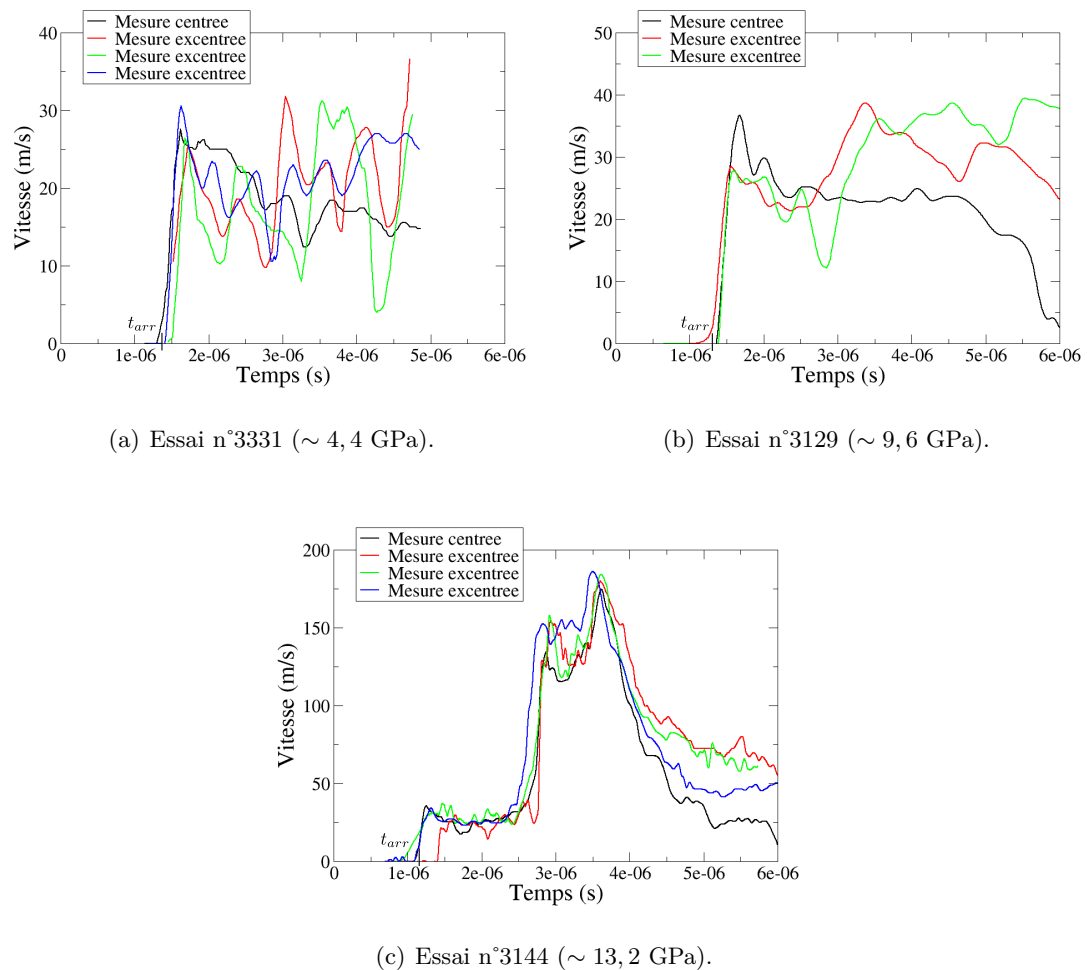


FIG. 6.12: Profils de vitesse mesurés pour les essais CESAR sur mousse époxy.

Sur la figure 6.11(c), nous avons représenté un diagramme de marche pour identifier l'origine des ondes observées sur les signaux de vitesse. Le thermochoq généré dans l'aluminium se divise en un précurseur élastique et une onde de compaction en traversant la mousse. Ces ondes atteignent la face arrière de l'échantillon de mousse à des instants différents. Pour les niveaux de chargement les plus faibles – essais n°3221, 3331 et 3129 –, la détente qui suit le thermochoq rattrape l'onde de compaction et nous n'enregistrons que l'arrivée du précurseur élastique.

Nous voyons sur le diagramme que l'écaillage du clinquant est dû à la rencontre de deux ondes de détente : celle qui suit le thermochoq et la réflexion de l'onde de compression à l'interface aluminium / mousse.

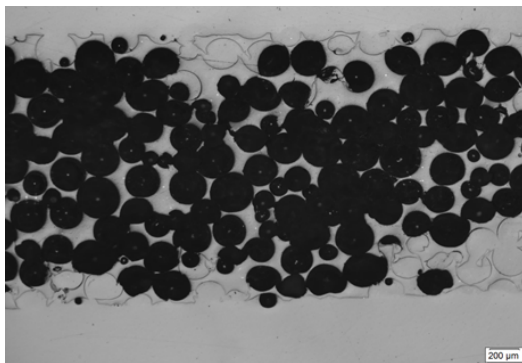
La mesure du temps d'arrivée du précurseur élastique à l'interface mousse / fenêtre permet la détermination de la célérité des ondes élastiques longitudinales dans les mousses (tableau 6.4). Ces valeurs sont cohérentes avec celles obtenues par ultrasons ou lors des expériences GEPI et SYLEX.

Matériau	N° essai	t_{arr} (μ s)	C_L (m/s)
Mousse polyuréthane	3131	$2,26 \pm 0,13$	1120 ± 90
	3141	$2,66 \pm 0,14$	910 ± 70
	3145	$2,27 \pm 0,53$	1110 ± 340
	3148	$2,32 \pm 0,14$	1080 ± 90
	3155	$2,47 \pm 0,14$	1000 ± 80
	3221	$1,50 \pm 0,07$	1940 ± 150
	3222	$4,74 \pm 0,48$	1170 ± 140
	3225	$3,84 \pm 0,16$	1480 ± 80
	3251	$4,27 \pm 0,22$	1320 ± 80
Mousse époxy	3129	$1,36 \pm 0,07$	2240 ± 200
	3132	$1,31 \pm 0,10$	2380 ± 310
	3142	$1,28 \pm 0,04$	2470 ± 150
	3144	$1,27 \pm 0,16$	2500 ± 520
	3147	$1,30 \pm 0,07$	2410 ± 230
	3226	$1,25 \pm 0,09$	2560 ± 320
	3253	$1,25 \pm 0,05$	2560 ± 190
	3331	$1,46 \pm 0,10$	2020 ± 220

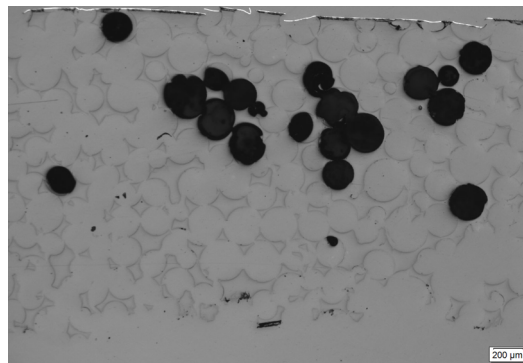
TAB. 6.4: Célérité des ondes élastiques longitudinales dans les mousses, déterminée à l'aide des essais CESAR.

États des échantillons de mousse

Les micrographies de quelques échantillons testés sur CESAR sont présentées sur les figures 6.13 et 6.14. Les contraintes maximales appliquées dans les échantillons de mousse ont été estimées à l'aide de simulations numériques (*cf.* partie 6.1.6).



(a) Essai n°3131 ($\sim 5,1$ GPa).



(b) Essai n°3145 ($\sim 12,9$ GPa).

FIG. 6.13: Observations microscopiques *post-mortem* d'échantillons de mousse polyuréthane testés sur le moyen CESAR.

Bien que les contraintes appliquées lors des expériences CESAR soient plus élevées que lors des essais quasi-statiques (figures 3.3 et 3.4), nous constatons que les échantillons de mousses sont moins endommagés. Ceci confirme les observations réalisées lors des expériences GEPI. Les structures des deux mousses sont relativement préservées face à des chargements dynamiques non soutenus.

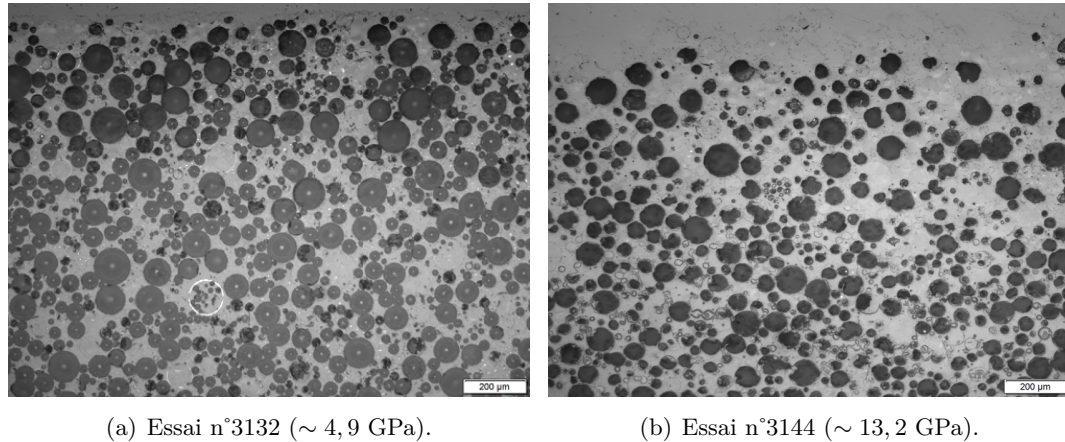
(a) Essai n°3132 ($\sim 4,9$ GPa).(b) Essai n°3144 ($\sim 13,2$ GPa).

FIG. 6.14: Observations microscopiques *post-mortem* d'échantillons de mousse époxy testés sur le moyeu CESAR.

Lorsque la fluence augmente (intensité du chargement en contrainte plus élevée), nous remarquons que le nombre de pores intacts (parties sombres sur les micrographies) diminue. Toutefois, la forme sphérique des pores est relativement bien conservée, même pour ceux qui sont endommagés. Des contraintes de traction sont potentiellement appliquées sur les échantillons et peuvent expliquer le retour à une forme sphérique des pores.

La déformation globale finale des échantillons de mousse a été évaluée en mesurant l'épaisseur finale des échantillons. Nous remarquons que les épaisseurs sont relativement proches des valeurs initiales.

Pour une fluence de 60 cal/cm^2 , l'épaisseur finale des échantillons de mousse polyuréthane est en moyenne de 1,6 mm et celle des échantillons de mousse époxy de 2 mm. Pour une fluence de 200 cal/cm^2 , elle est de 2,2 mm (supérieure à l'épaisseur initiale du fait de l'endommagement de l'échantillon) pour la mousse polyuréthane et de 1,8 mm pour la mousse époxy.

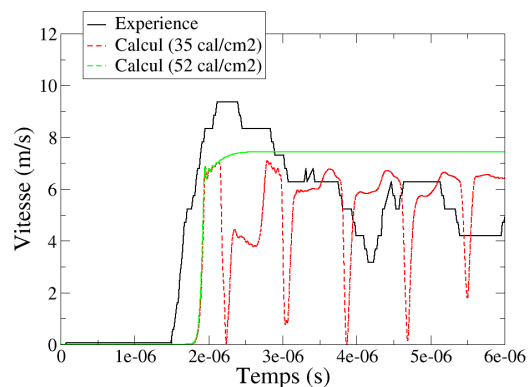
L'application éventuelle de contraintes de traction, mais aussi le recouvrement viscoélastique de la déformation mis en évidence lors des essais quasi-statiques peuvent expliquer ces résultats.

6.1.6 Analyse des résultats à l'aide de simulations numériques

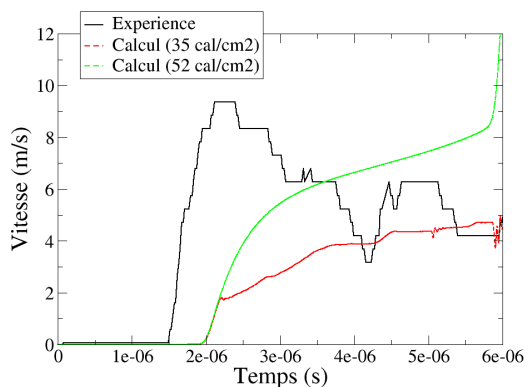
Les modèles POREQST et Hyperfoam, présentés dans le précédent chapitre, sont mis à contribution pour évaluer l'intensité des ondes de contrainte après avoir traversé les échantillons de mousse. Nous utilisons également ces modèles pour suivre l'évolution de l'épaisseur des échantillons et le recouvrement éventuel de leurs déformations. Comme expliqué dans la partie 6.1.4, nous faisons varier la fluence entre la valeur minimale de fluence émise et la valeur déterminée à partir des corrélations expériences / calculs sur cibles d'aluminium.

Atténuation du thermochoc

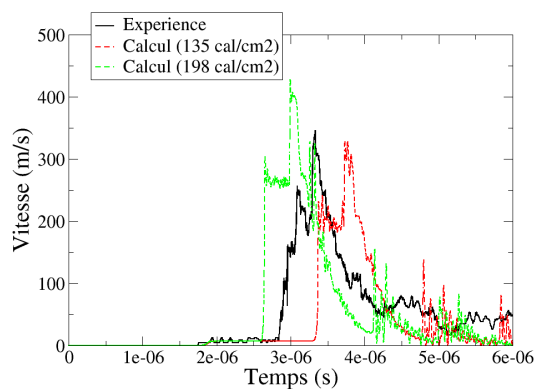
Les confrontations expériences / calculs des figures 6.15 et 6.16 montrent que les modèles POREQST et Hyperfoam restituent les principales composantes de la réponse des mousses polymères, à savoir la propagation d'un précurseur élastique suivi d'une onde de compaction.



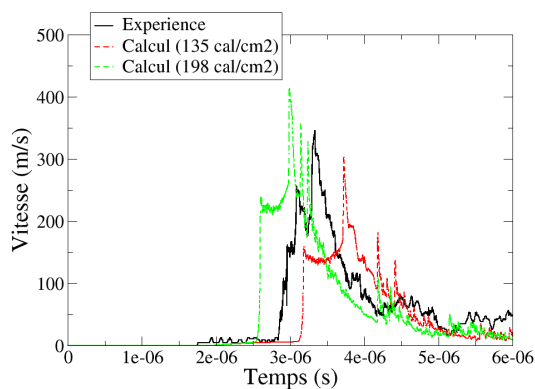
(a) Essai n°3221 (POREQST).



(b) Essai n°3221 (Hyperfoam).



(c) Essai n°3145 (POREQST).



(d) Essai n°3145 (Hyperfoam).

FIG. 6.15: Comparaison expériences / calculs des profils de vitesse pour les essais CESAR sur mousse polyuréthane.

Les précurseurs élastiques sont bien mieux restitués avec le modèle POREQST qu'avec le modèle Hyperfoam. Nous avons déjà noté cette différence lors des confrontations avec les expériences GEPI et SYLEX. Ceci vient principalement du choix des paramètres du modèle Hyperfoam qui conduit à un module élastique équivalent trop faible. La forme de la courbe pression-masse volumique définie par les équations d'Hyperfoam au niveau du précurseur élastique ne convient pas non plus. Ceci se voit surtout sur les profils de vitesse calculés derrière la mousse époxy.

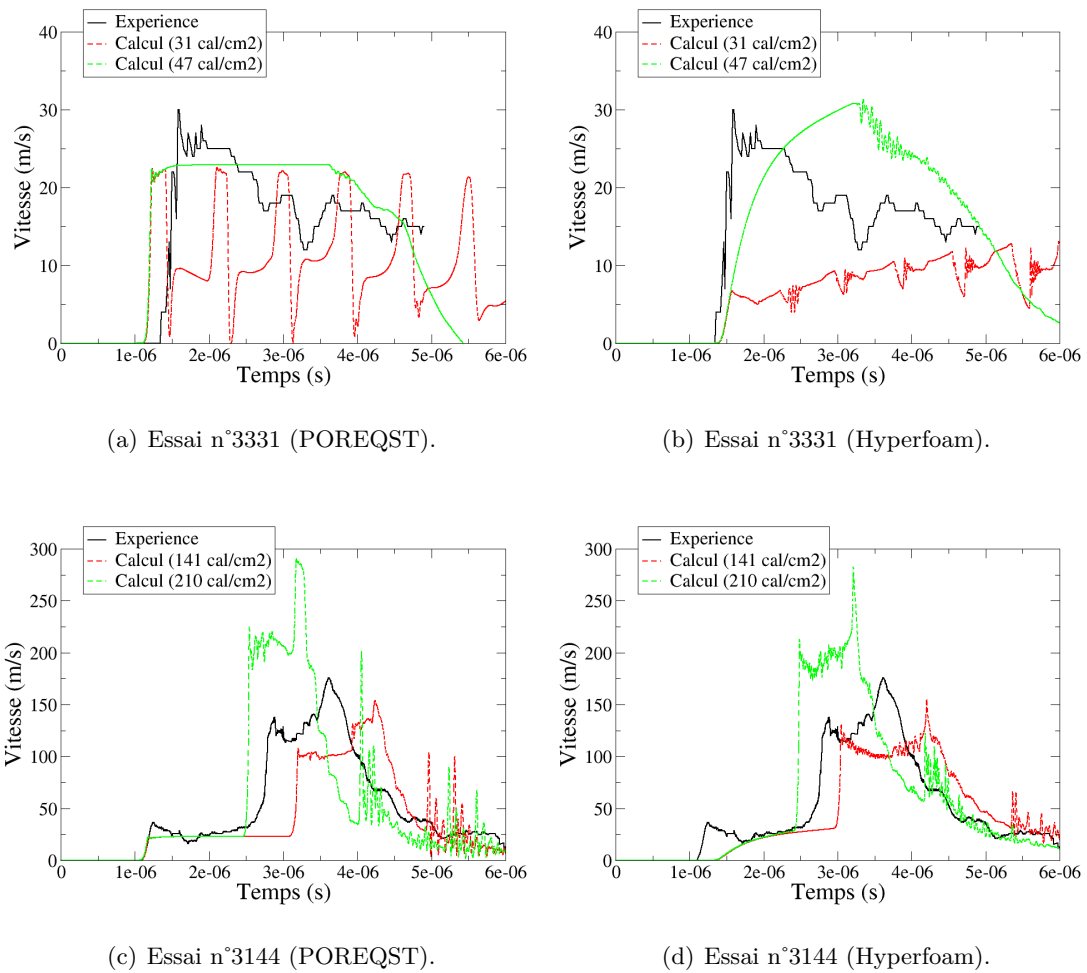


FIG. 6.16: Comparaison expériences / calculs des profils de vitesse pour les essais CESAR sur mousse époxy.

De manière générale, les corrélations expériences / calculs sont plutôt satisfaisantes pour les expériences à haute fluence, quel que soit le modèle utilisé. Ceci montre que la phase de compaction et le comportement du dense sont bien modélisés pour les deux mousses.

Enfin, l'évolution de la vitesse mesurée à haute fluence pendant les phases de détente, est mieux restituée avec le modèle Hyperfoam qu'avec le modèle POREQST. Nous avons peut être un début de preuve d'un recouvrement hyperélastique de la déformation pendant les phases de déchargement. Ceci n'est cependant pas suffisant car les écarts obtenus avec les deux modèles, sont du même ordre de grandeur que les écarts dus aux incertitudes de mesures de la fluence « cible ».

Le tableau 6.5 présente les contraintes maximales calculées dans l'aluminium et la fenêtre pour chacun des essais. La contrainte diminue d'un facteur allant de 9 à 170 avec la mousse polyuréthane et de 13 à 40 avec la mousse époxy. Si l'on représente l'évolution de la contrainte transmise dans la fenêtre en fonction de la contrainte incidente dans l'aluminium (figure 6.17), nous constatons que pour des contraintes inférieures à 9 GPa,

la contrainte transmise en utilisant la mousse polyuréthane est inférieure à celle transmise en utilisant la mousse époxy, ce qui signifie que la mousse polyuréthane est un meilleur atténuateur de thermochoque que la mousse époxy. Pour des contraintes supérieures à 9 GPa, c'est l'inverse. Nous présentons des résultats numériques complémentaires dans l'annexe I.

Matériau	N° essai	σ_{\max} dans l'aluminium (GPa)	σ_{\max} dans le PMMA (MPa)
Mousse polyuréthane	3131	5,1	48
	3141	12,8	1400
	3145	12,9	1500
	3148	4,9	30
	3155	9,7	894
	3221	4,7	30
Mousse époxy	3129	9,6	489
	3132	4,9	126
	3142	12,8	756
	3144	13,2	1000
	3147	5,0	124
	3226	4,7	123
	3253	9,2	237
	3331	4,4	122

TAB. 6.5: Contraintes maximales calculées dans l'aluminium et la fenêtre pour les essais CESAR.

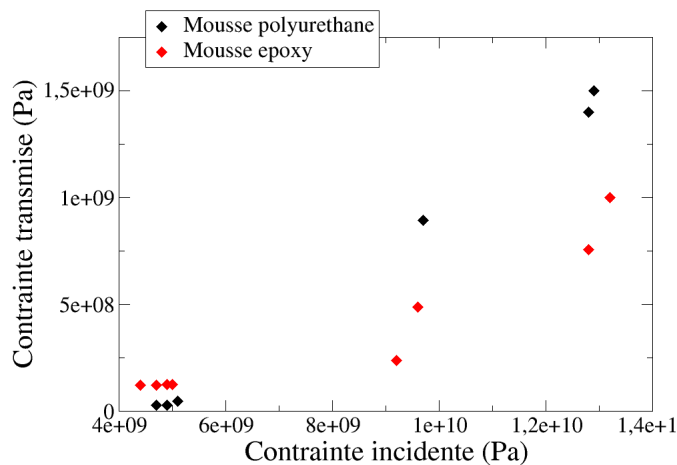


FIG. 6.17: Évolution de la contrainte transmise dans la fenêtre en fonction de la contrainte incidente dans l'aluminium pour des essais CESAR.

État de déformation après passage du thermochoc

Comme les échantillons de mousse ont pu être récupérés après essais, leurs épaisseurs finales mesurées expérimentalement peuvent être comparées à celles obtenues par calcul. Les épaisseurs des échantillons sont calculées en utilisant les modèles POREQST et Hyperfoam. La figure 6.18(b) présente l'évolution de l'épaisseur de la mousse polyuréthane pour l'essai n°3221, et la figure 6.19(b) l'évolution de l'épaisseur de la mousse époxy pour l'essai n°3331.

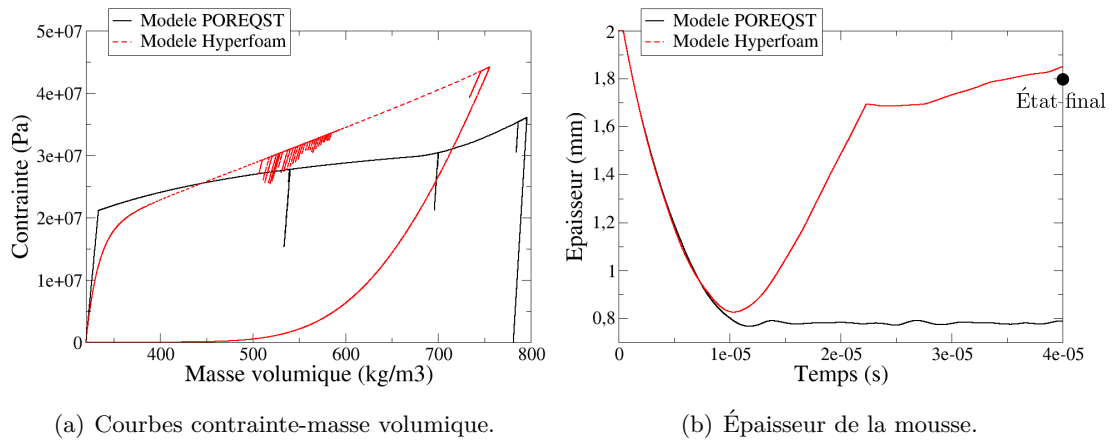


FIG. 6.18: Courbes contrainte-masse volumique au milieu de la mousse polyuréthane et évolution de l'épaisseur de l'échantillon de mousse au cours du temps pour l'essai n°3221 ($\sim 4,7$ GPa).

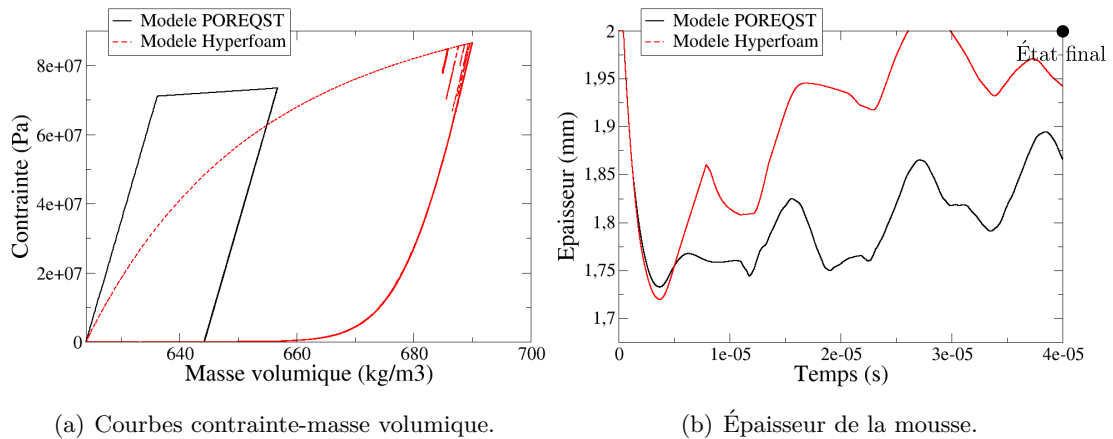


FIG. 6.19: Courbes contrainte-masse volumique au milieu de la mousse époxy et évolution de l'épaisseur de l'échantillon de mousse au cours du temps pour l'essai n°3331 ($\sim 4,4$ GPa).

Nous observons sur les courbes calculées que l'épaisseur des échantillons commence par diminuer pour atteindre 0,7-0,8 mm pour la mousse polyuréthane et 1,7 mm pour la mousse époxy. Cette phase de compression intense dure quelques microsecondes.

L'épaisseur des échantillons calculée avec le modèle POREQST reste ensuite constante ou presque jusqu'à la fin des calculs (40 microsecondes). Ceci est tout à fait normal, car la compaction est considérée comme un phénomène irréversible dans le modèle POREQST. Ce n'est pas le cas du modèle Hyperfoam qui considère une réponse hyperélastique des mousses (figures 6.18(a) et 6.19(a)). L'épaisseur calculée avec le modèle Hyperfoam est en meilleur accord avec les résultats expérimentaux.

La mousse époxy étant plus rigide que la mousse polyuréthane, elle se déforme moins. Le recouvrement de l'épaisseur se fait ainsi plus aisément avec la mousse époxy, et l'ensemble {écaille + mousse} revient donc plus tôt en contact avec le reste du clinquant, ce qui a pour effet de permettre la transmission de nouvelles ondes entre le clinquant et la mousse. La brusque rupture de pente observée à 23 μs sur la figure 6.18(b) et les oscillations observées sur la figure 6.19(b) sont donc dues à des transmissions d'ondes depuis le clinquant, dans les mousses, lorsque l'écaille revient en contact avec le clinquant.

Pour des fluences élevées, la figure 6.20 montre que la température appliquée dans les échantillons peut monter jusqu'à 150°C dans la mousse polyuréthane, soit un peu au-dessus de la température de transition vitreuse. Le polymère a donc un comportement caoutchoutique, et la mousse peut avoir des effets hyperélastiques plus prononcés. Ce cas de figure n'est pas prévu par les modèles et les calculs des épaisseurs à l'aide de simulations numériques n'ont ainsi plus de sens.

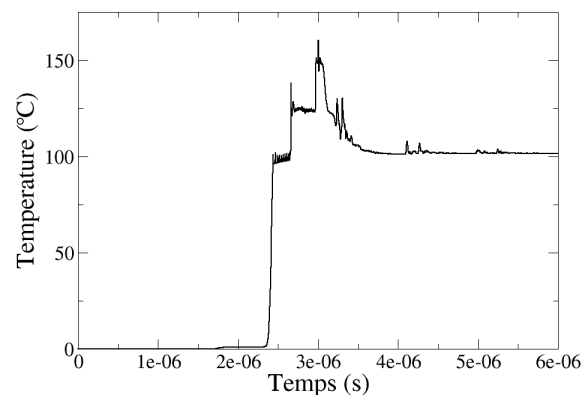


FIG. 6.20: Température calculée dans les échantillons de mousse polyuréthane.

6.2 Chocs induits par laser

6.2.1 Principe des expériences de choc laser

Les expériences de choc laser (figure 6.21) reposent sur la focalisation à l'aide d'une lentille convergente d'un faisceau laser impulsionnel sur la surface d'un matériau cible. L'énergie laser est absorbée suite à l'interaction laser-matière, ce qui conduit à la formation d'un plasma. La détente du plasma entraîne, par le principe d'action et de réaction, l'application d'une pression intense sur la face avant de la cible. Le chargement appliqué est en déformation uniaxiale. Toutefois, la tache focale étant relativement faible, les effets 2D provenant des détentes latérales interviennent rapidement.

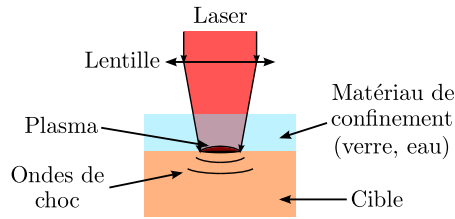


FIG. 6.21: Schéma descriptif d'un essai laser.

L'intensité laser I est définie en fonction de l'énergie délivrée par la source laser E , de sa durée d'impulsion τ et de la zone irradiée de surface S :

$$I = \frac{E}{\tau S} \quad (6.1)$$

La cible peut être recouverte d'un diélectrique transparent au rayonnement laser : de l'eau ou du verre. Ce confinement a pour effet de limiter la détente du plasma et d'augmenter les pressions induites et le temps de maintien [104, 105]. Toutefois, la présence de ce confinement limite l'intensité laser par rapport à l'interaction directe sous vide. En effet, lorsque cette intensité devient trop importante, le milieu ambiant entre la source et la cible s'ionise et s'opacifie. L'énergie n'est ainsi plus déposée dans la cible, mais dans le milieu ambiant qui n'est plus transparent. C'est ce que nous appelons le phénomène de claquage.

L'usage du laser en tant que générateur de choc est assez répandu dans la communauté scientifique. Parmi les applications, nous pouvons citer le LASAT (*LAser Shock Adhesion Test*) [106–108], l'étude du micro-jetting [109–111] ou encore l'étude du comportement mécanique de matériaux par impacts de feuilles accélérées par laser [112].

6.2.2 Présentation du laser de l'Institut P'

Le laser de l'Institut P' délivre des pulses de 20 J sur une durée de 25 ns avec une tache focale d'environ 5-6 mm, ce qui équivaut à des intensités d'environ 3-4 GW/cm². Au cours de la campagne expérimentale, nous avons fait varier l'énergie entre 9 et 20 J. Les profils spatial et temporel pour un tir sont présentés sur la figure 6.22.

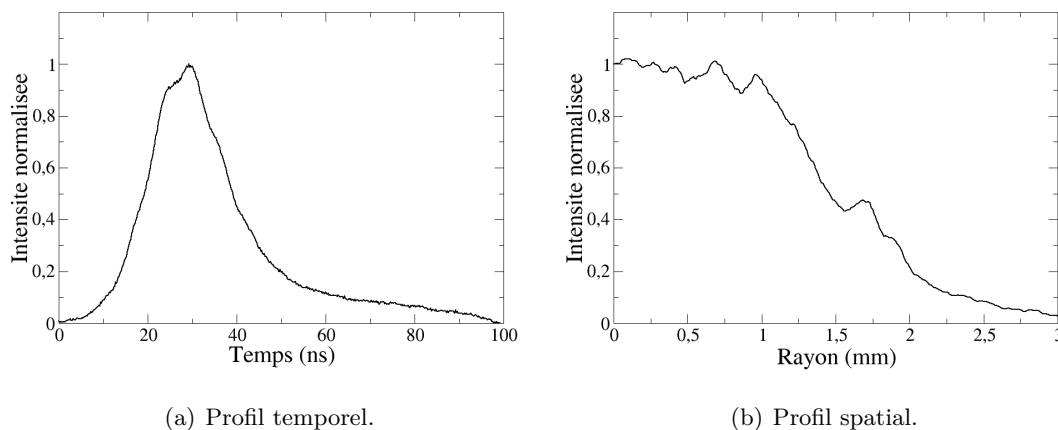


FIG. 6.22: Caractéristiques des impulsions délivrées par le laser de l'Institut P'.

6.2.3 Configurations expérimentales

La configuration expérimentale retenue pour ces expériences de choc laser est représentée sur la figure 6.23. La cible est constituée d'une plaque d'aluminium pur de 250 microns d'épaisseur collée sur des échantillons de mousse, d'épaisseurs 1 ou 2 mm. Pour ralentir la détente du plasma et augmenter ainsi la pression d'ablation, quelques gouttes d'eau sont déposées sur la face avant des plaques d'aluminium. L'épaisseur de ce confinement est d'environ 1 mm. En prenant en compte le confinement, la durée du pulse atteint 50 ns et les pressions vont de 0,9 à 2,6 GPa [75, 79, 113].

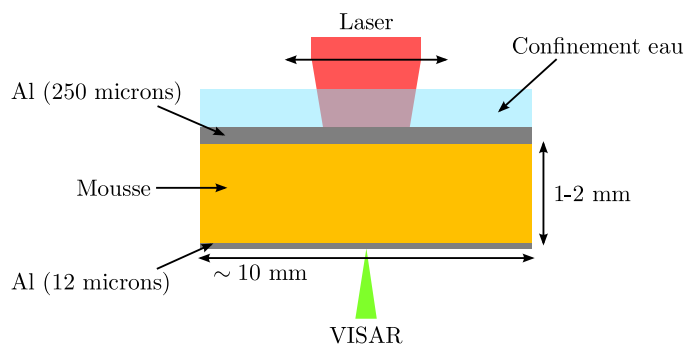


FIG. 6.23: Schéma de la configuration expérimentale des expériences laser effectuées à l'Institut P'.

La vitesse de la face arrière des échantillons de mousse est mesurée par interférométrie Doppler laser (VISAR, cf. annexe B). L'acquisition est faite sur une fenêtre temporelle inférieure à $8 \mu\text{s}$, avec une fréquence comprise entre 1 et 2 GHz. Une feuille d'aluminium de 12 microns est collée sur la face arrière des échantillons pour assurer une meilleure réflexion du faisceau laser utilisé par l'interféromètre. L'épaisseur de la feuille d'aluminium est suffisamment petite devant l'épaisseur de mousse pour considérer que la face arrière de l'échantillon de mousse est une surface libre. Les vitesses de déformation sont quant à elles d'environ 10^6 s^{-1} . La liste des essais réalisés pendant cette campagne est présentée dans le tableau 6.6.

Mousse	N° essai	Épaisseur (mm)	Énergie E (J)	Focale sur cible \varnothing (mm)
Polyuréthane	pu1000_07	0,971	16,92	~ 6
	pu1000_09	0,993	17,11	~ 6
	pu1000_10	0,950	13,16	~ 6
	pu1000_23	0,988	18,05	~ 5
	pu2000_15	2,018	18,80	~ 6
	pu2000_16	2,017	12,78	~ 6
	pu2000_22	2,016	17,11	~ 5
Époxy	epo1000_11	0,994	19,18	~ 6
	epo1000_14	1,013	12,97	~ 6
	epo2000_18	1,990	18,24	~ 6
	epo2000_21	2,005	18,99	~ 5

TAB. 6.6: Liste des essais laser réalisés à l'Institut P'.

6.2.4 Calibration des chargements

La présence d'un confinement empêche le calcul analytique de la pression d'ablation à l'aide de la formule de Grün et al. [114]. C'est pourquoi, des tirs laser ont été réalisés sur des échantillons d'aluminium de 250 microns d'épaisseur, afin de calibrer le chargement par une autre méthode. La configuration des essais est représentée sur la figure 6.24, et les caractéristiques des tirs sont données dans le tableau 6.7. La face avant des plaques d'aluminium est irradiée par le faisceau laser, et l'évolution de la vitesse de surface libre est mesurée à l'aide d'un VISAR.

N° essai	Énergie E (J)	Focale sur cible \varnothing (mm)
alu250_04	16,92	~ 6
alu250_05	12,97	~ 6
alu250_06	9,40	~ 6

TAB. 6.7: Liste des essais de calibration réalisés avec le laser de l'Institut P'.

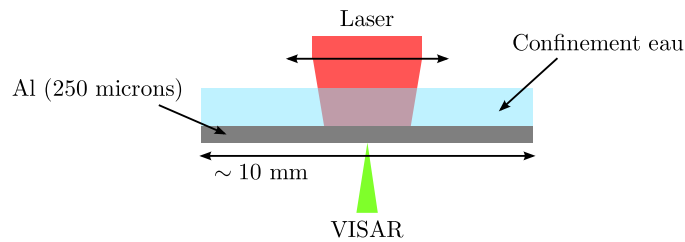


FIG. 6.24: Schéma descriptif des essais laser effectués à l'Institut P' sur aluminium.

Les profils de vitesse mesurés lors de trois tirs sont présentés sur la figure 6.25.

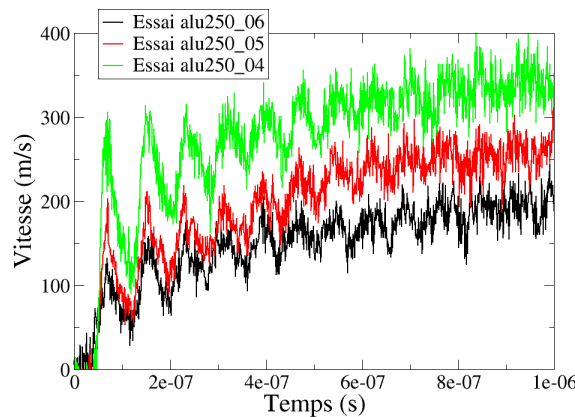


FIG. 6.25: Profils de vitesse mesurés en face arrière de l'aluminium pour trois essais laser à des énergies différentes.

Les oscillations observées à partir de 70 ns sont dues à des allers-retours dans les 250 microns d'aluminium. Les profils de pression d'ablation, qui définissent le chargement, sont déterminés par une approche inverse. La pression maximale, la durée du pulse et

la forme de la détente sont en effet déterminées de telle sorte à reproduire, par des simulations numériques 1D, le plus fidèlement possible, les signaux de vitesse mesurés en face arrière des 250 microns d'aluminium. Les profils de pression présentés sur la figure 6.26(a) donnent les profils de vitesse représentés sur la figure 6.26. Les courbes de vitesse sont correctement reproduites, validant ainsi les profils de pression d'ablation pour des énergies laser comprises entre 9 et 17 J.

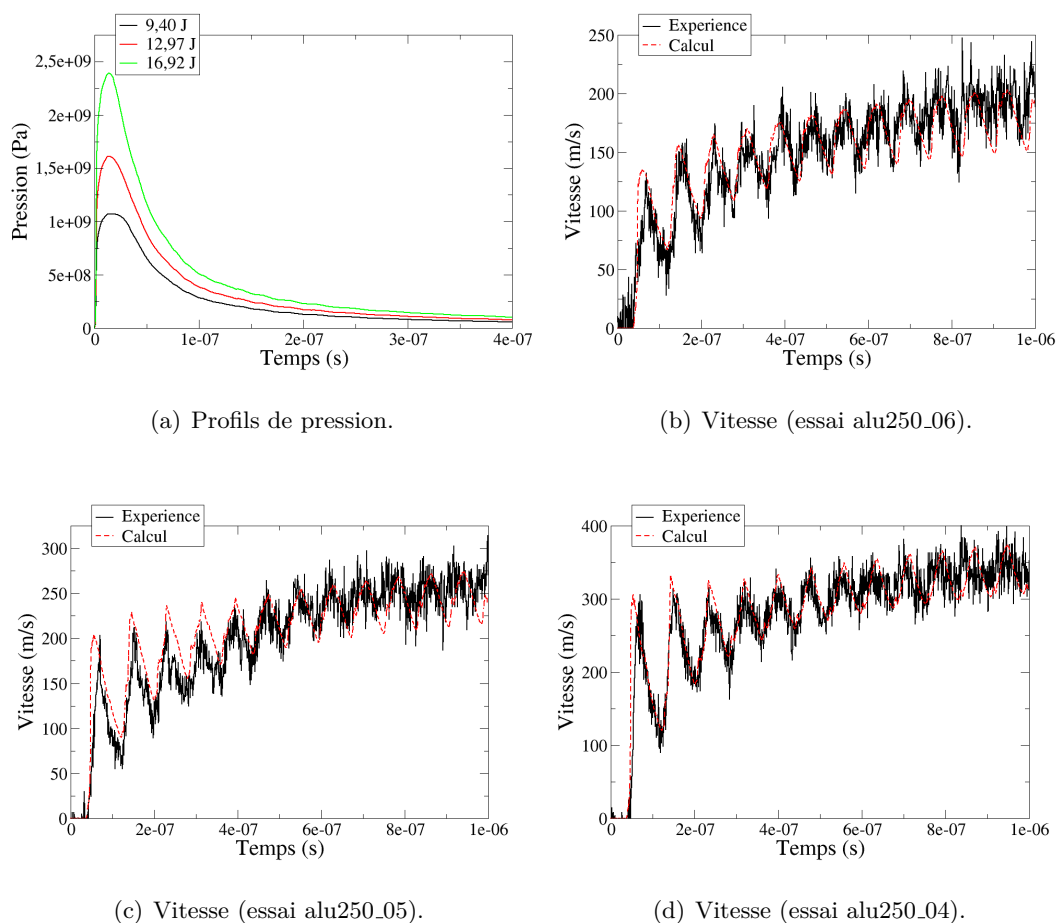


FIG. 6.26: Profils de pression d'ablation et comparaison des profils de vitesse pour les trois essais laser sur aluminium.

6.2.5 Résultats des tirs laser sur mousses

Les profils de vitesse mesurés en face arrière des échantillons de mousse sont présentés sur les figures 6.27 et 6.28. À flux laser équivalent et même épaisseur, les mesures sont assez reproductibles. Ceci indique que même dans ces expériences où les fronts d'ondes sont très brefs, la réponse dynamique des mousses reste homogène.

La plupart des profils de vitesse présentent un premier palier de vitesse qui correspond à l'arrivée du précurseur élastique (figure 6.29). Ce palier de vitesse u_{SL} est estimé à environ 80 m/s sur la mousse polyuréthane et à 90-100 m/s sur la mousse époxy. L'amplitude de cette onde élastique est déterminée à l'aide de l'équation 4.1. Les valeurs obtenues sont présentées dans le tableau 6.8. Elles sont légèrement inférieures aux valeurs

de 21 MPa (mousse polyuréthane) et de 72 MPa (mousse époxy) utilisées dans les modèles POREQST (cf. partie 5.2.2).

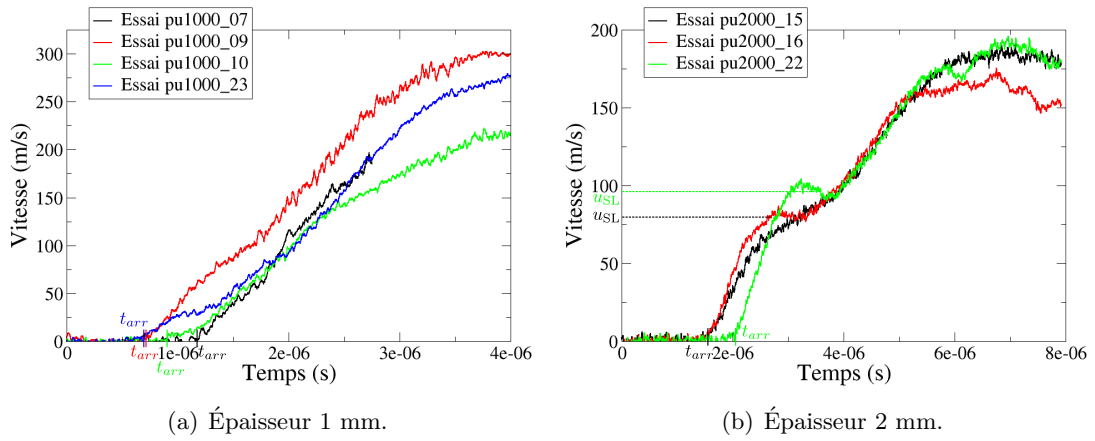


FIG. 6.27: Profils de vitesse de surface libre mesurés pour les essais laser sur mousse polyuréthane.

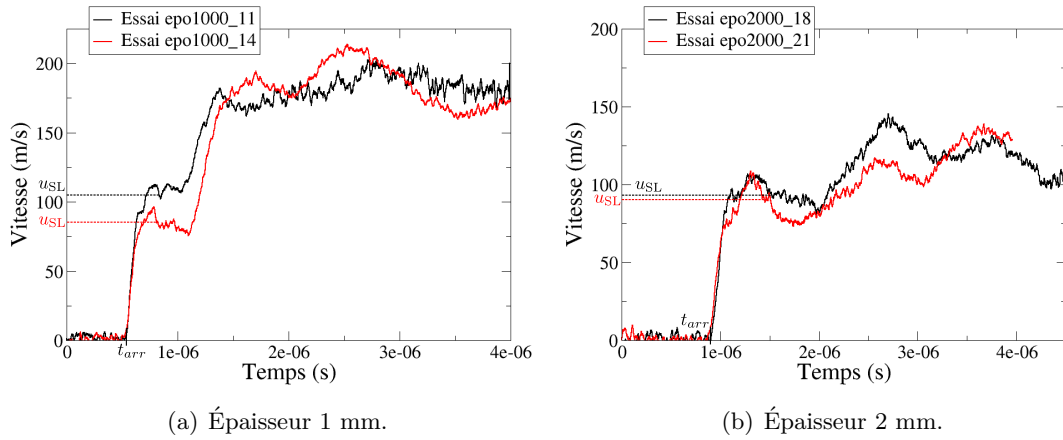


FIG. 6.28: Profils de vitesse de surface libre mesurés pour les essais laser sur mousse époxy.

Mousse	N° essai	u_{SL} (m/s)	LEH (MPa)
Polyuréthane	pu2000_15	80 ± 18	17 ± 5
	pu2000_16	80 ± 2	17 ± 2
	pu2000_22	96 ± 4	15 ± 2
Époxy	epo1000_11	105 ± 5	66 ± 7
	epo1000_14	85 ± 9	53 ± 9
	epo2000_18	93 ± 11	66 ± 10
	epo2000_21	90 ± 16	64 ± 14

TAB. 6.8: Limites Élastiques d'Hugoniot des mousses déterminées à l'aide des essais laser réalisés à l'Institut P'.

Nous pouvons également déterminer la célérité du précurseur élastique en notant leurs temps d'arrivée sur les profils de vitesse. Les valeurs obtenues pour les deux mousses sont présentées dans le tableau 6.9. Ces valeurs sont assez proches de celles déterminées lors des expériences GEPI, lanceur et CESAR.

Matériau	N° essai	t_{arr} (μ s)	C_L (m/s)
Mousse polyuréthane	pu1000_07	$1,17 \pm 0,01$	880 ± 30
	pu1000_09	$0,71 \pm 0,01$	1490 ± 50
	pu1000_10	$0,91 \pm 0,01$	1150 ± 40
	pu1000_23	$0,69 \pm 0,01$	1540 ± 50
	pu2000_15	$1,54 \pm 0,01$	1330 ± 20
	pu2000_16	$1,54 \pm 0,01$	1330 ± 20
	pu2000_22	$2,05 \pm 0,01$	990 ± 10
Mousse époxy	epo1000_11	$0,54 \pm 0,01$	2000 ± 80
	epo1000_14	$0,54 \pm 0,01$	2000 ± 80
	epo2000_18	$0,92 \pm 0,01$	2270 ± 50
	epo2000_21	$0,92 \pm 0,01$	2270 ± 50

TAB. 6.9: Célérité des ondes élastiques longitudinales dans les mousses, déterminée à l'aide des essais laser effectués à l'Institut P'.

6.2.6 Diagramme de marche

Pour mieux comprendre ce qui se passe lors des tirs lasers, nous avons tracé sur la figure 6.29 le diagramme de marche d'un tir laser sur mousse, avec les états successifs induits au passage des ondes élastiques (compression jusqu'à la LEH et détentes) et des ondes de compaction, et nous avons reporté ces états dans le plan pression-vitesse matérielle des polaires de choc.

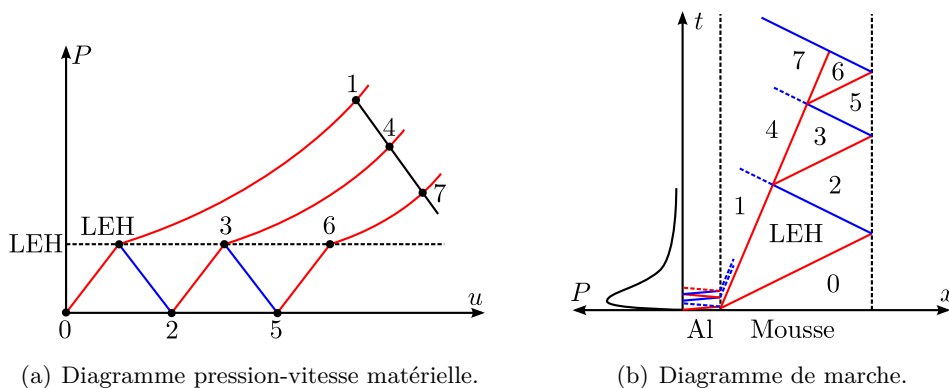


FIG. 6.29: Diagramme pression-vitesse matérielle et diagramme de marche pour un tir laser effectué à l'Institut P'.

Nous voyons que l'onde de contrainte, qui est générée lors de l'irradiation de la plaque d'aluminium, se scinde en deux lors de la traversée de la mousse : le précurseur élastique, et l'onde de compaction. Les niveaux de pression (ou contrainte) atteints sont respectivement la LEH pour le précurseur élastique, et le niveau 1 pour l'onde de

compaction (*cf.* polaire de choc de la figure 6.29(a)).

En arrivant sur la face arrière de la mousse, l'onde élastique se réfléchit en un faisceau d'ondes de détente et interagit ensuite avec l'onde de compaction. Comme la mousse est densifiée au passage de l'onde de compaction, c'est comme si le précurseur arrivait à une nouvelle interface. Il repart sous la forme d'une onde de recompression, et se réfléchit ensuite sur la surface libre en un faisceau d'ondes de détente.

Ces allers-retours et interactions d'ondes se poursuivent, et conduisent finalement à l'atténuation totale de l'onde de compaction. La montée progressive en vitesse n'est donc pas due à l'arrivée de l'onde de compaction en surface libre, mais à des sauts de vitesse successifs d'intensités proche de la LEH. Comme la vitesse de propagation du front de compaction dépend directement de la forme de la courbe pression-masse volumique, les essais de choc laser apportent des données expérimentales très intéressantes pour compléter la validation des modèles développés dans le chapitre 5.

6.2.7 Analyse des résultats à l'aide de simulations numériques

Comme pour les expériences CESAR, nous allons évaluer la capacité d'atténuation des deux mousses à partir de simulations numériques 1D. Pour cela, nous devons tout d'abord valider l'utilisation des modèles POREQST et Hyperfoam dans le domaine des chocs laser.

Confrontations expériences / calculs

Les cibles composées des deux plaques d'aluminium de 250 et 12 microns, de l'échantillon de mousse, et des couches de colles (environ 40 microns) sont discrétisées à l'aide d'un maillage suffisamment fin pour capter correctement le choc laser. La discrétisation de la colle est indispensable, car elle a une action sur l'onde de contrainte qui est transmise dans la mousse (*cf.* annexe H).

Matériau	Épaisseur (mm)	Nombre de mailles	Taille d'une maille (μm)
Aluminium	0,25	10	25
Colle	0,04	10	4
Mousse	1 / 2	25 / 50	40
Aluminium	0,012	10	1,2

TAB. 6.10: Tailles et nombres de mailles dans chaque élément de l'empilement testé par essais laser.

Les simulations numériques sont réalisées avec le code monodimensionnel. Les confrontations expériences / calculs sont présentées sur les figures 6.30 et 6.31. On rappelle que les modèles sont utilisés avec les jeux de paramètres identifiés au chapitre 5 sans aucun ajustement de ces paramètres à cette nouvelle gamme de conditions expérimentales.

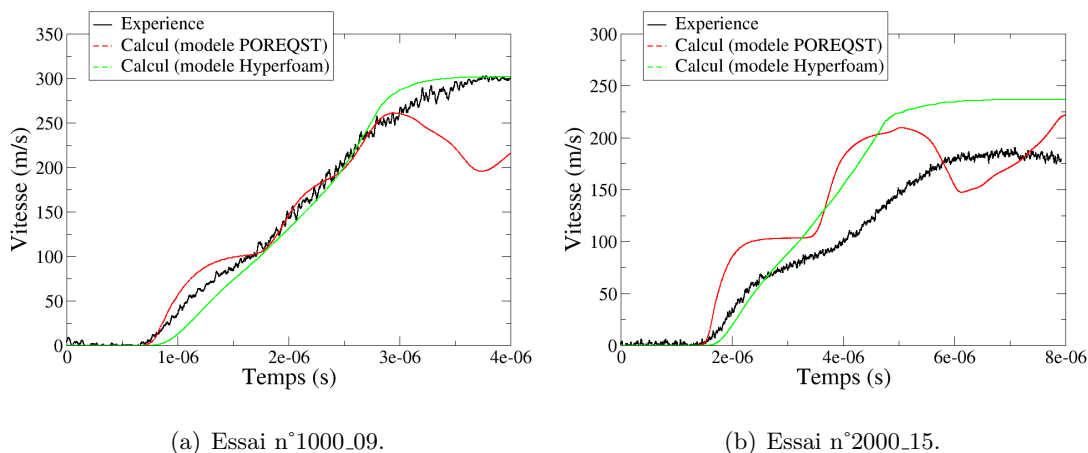


FIG. 6.30: Comparaison expériences / calculs des profils de vitesse de surface libre pour deux essais laser réalisés sur mousse polyuréthane.

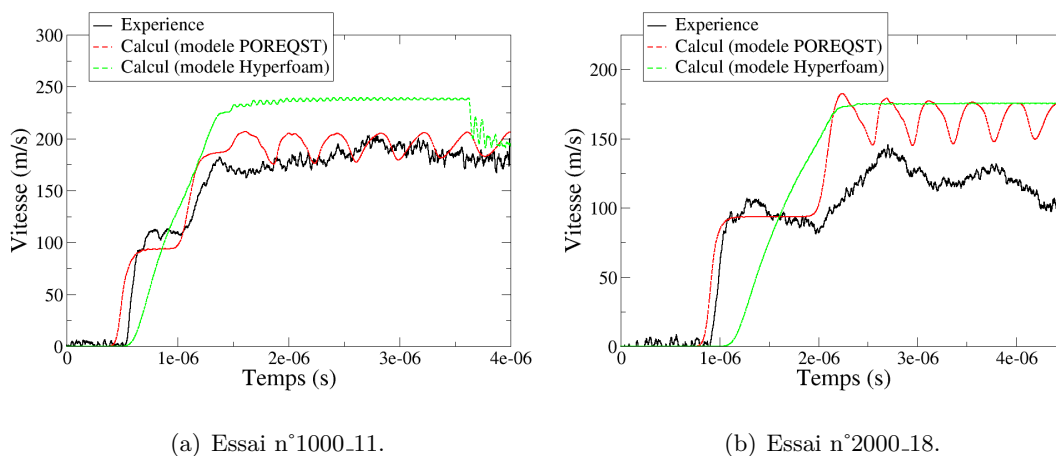


FIG. 6.31: Comparaison expériences / calculs des profils de vitesse de surface libre pour deux essais laser réalisés sur mousse époxy.

Les meilleures corrélations expériences / calculs sont obtenues avec le modèle POREQST pour la mousse époxy et avec le modèle Hyperfoam pour la mousse polyuréthane. L'interprétation du diagramme de marche de la figure 6.29(b) a mis en évidence que la forme du profil de vitesse dépendait principalement du comportement en compression / détente de la mousse pendant sa phase élastique (allers-retours du précurseur élastique). Dans ces conditions, le trajet suivi en détente importe peu, c'est la forme convexe de la loi de comportement Hyperfoam de 0 à 21 MPa qui compte. Les diagrammes de marche de la figure 6.32 montrent dans quelle mesure la loi de comportement agit sur la formation et la propagation des ondes de compression et de détente.

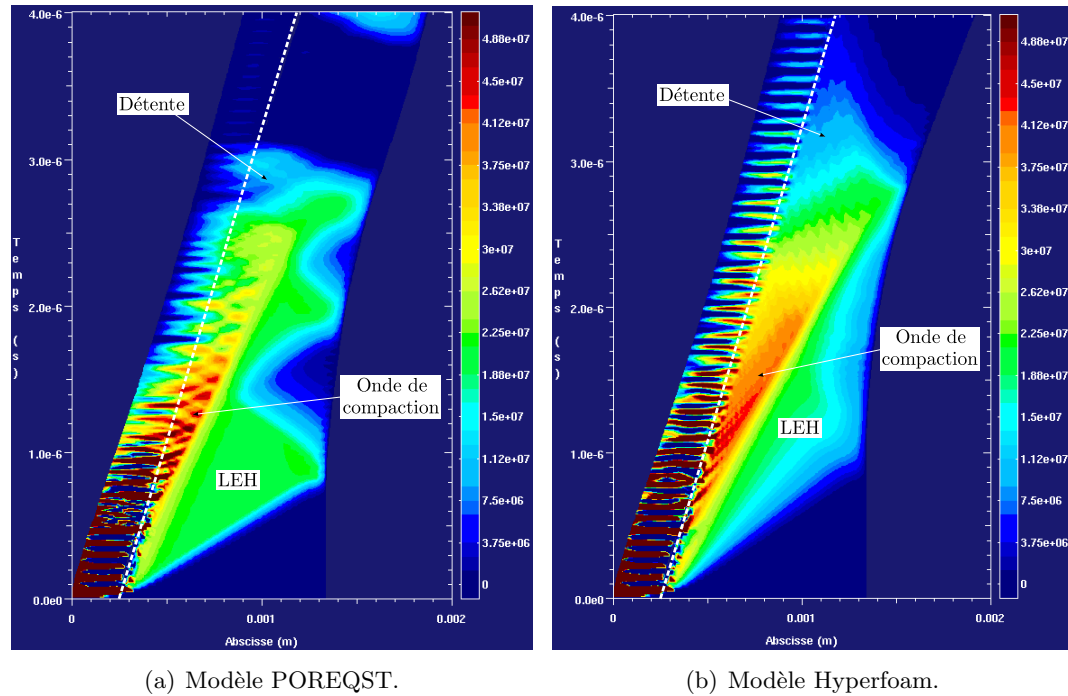


FIG. 6.32: Diagrammes de marche obtenus avec les modèles POREQST et Hyperfoam pour l'essai n°1000_09 sur mousse polyuréthane.

Il est possible que la prise en compte de la viscoélasticité dans le modèle POREQST reproduise une forme similaire de loi contrainte-masse volumique. Ce travail fait actuellement l'objet d'un stage de MASTER, d'investigations qui restent à exploiter.

Pour la mousse époxy, la forme des signaux de vitesse est plutôt bien restituée en utilisant le modèle POREQST. La taille des pores, *a priori* trop grande pour que les mailles de quelques dizaines de microns soient considérées comme des VER en MMC, n'a apparemment pas trop d'influence sur la propagation des ondes de contraintes brèves, puisqu'un modèle homogène équivalent convient.

Les restitutions des profils de vitesse sont moins bonnes lorsque la distance de propagation dans les mousses augmente (échantillons de 2 mm). Ceci est probablement dû à des effets viscoélastiques.

Mise en évidence de l'atténuation

Pour mettre en évidence le pouvoir d'atténuation des mousses polyuréthane et époxy face à un choc laser, nous avons simulé la propagation d'un choc laser dans une cible constituée d'une plaque d'aluminium de 250 microns, de 1 ou 2 mm de mousse, de 12 microns d'alu et d'une fenêtre en PMMA de 5 mm. Les résultats obtenus pour les deux mousses sont présentés dans le tableau 6.11.

Comme pour les essais CESAR, nous représentons sur la figure 6.33 l'évolution de la contrainte transmise dans la fenêtre en fonction de la contrainte incidente dans l'aluminium. Lorsque l'épaisseur de mousse est fixée à 1 mm et que les contraintes incidentes sont comprises entre 1 et 2 GPa, les contraintes transmises dans la fenêtre en

PMMA sont plus faibles avec la mousse polyuréthane. Pour ce type de chargement, la mousse polyuréthane est un meilleur atténuateur de choc que la mousse époxy. Au-delà de 2,5 GPa, c'est l'inverse. Pour des épaisseurs de 2 mm, l'intensité des ondes transmises est respectivement de 29 MPa en moyenne avec la mousse polyuréthane et 78 MPa avec la mousse époxy, pour des contraintes incidentes comprises entre 1 et 3 GPa. Pour de telles épaisseurs, la mousse polyuréthane constitue donc un meilleur atténuateur que la mousse époxy. C'est aussi ce qui avait été remarqué pour les essais CESAR (figure 6.17). L'atténuation est très efficace puisque l'intensité de la contrainte peut être divisée par 75 avec seulement 2 mm de matière.

Matériau	Épaisseur (mm)	σ_{\max} dans l'aluminium (GPa)	σ_{\max} dans le PMMA (MPa)
Mousse polyuréthane	1	1,2	38
		1,8	59
		2,7	238
	2	1,2	26
		1,8	26
		2,7	36
Mousse époxy	1	1,2	87
		1,8	91
		2,7	106
	2	1,2	77
		1,8	79
		2,7	77

TAB. 6.11: Contraintes maximales calculées dans l'aluminium et la fenêtre pour des essais laser.

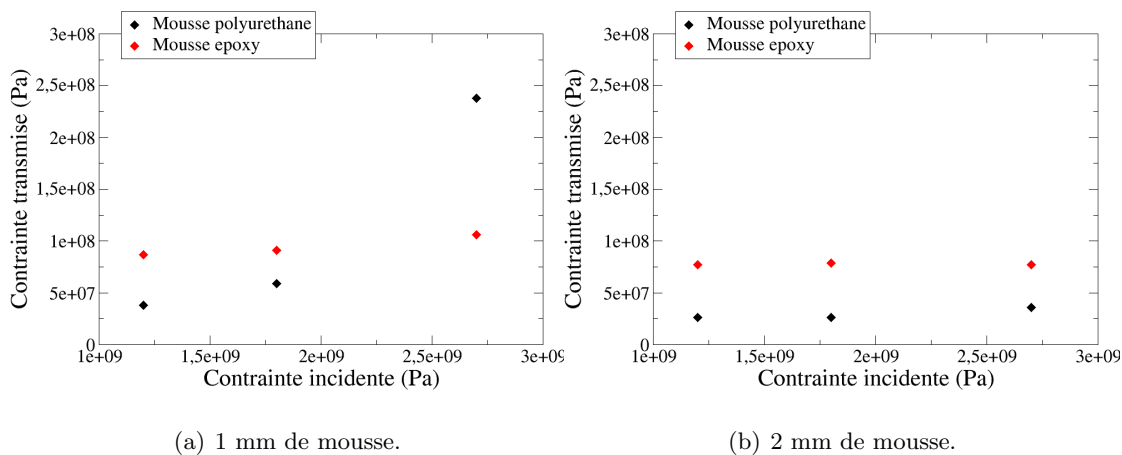


FIG. 6.33: Évolution de la contrainte transmise dans la fenêtre en fonction de la contrainte incidente dans l'aluminium pour des essais laser.

6.3 Expériences de choc laser avec radiographies X

L'objectif des expériences de choc laser avec radiographies X est de visualiser les déformations des mousses lors du passage d'une onde de contrainte. Le choix de moyens lasers pour générer l'onde de contrainte est dicté par le besoin de connaître la réponse des mousses face à des sollicitations dont la durée à mi-hauteur est inférieure à 100 ns.

L'ESRF de Grenoble est un synchrotron de 3^e génération. Des électrons sont accélérés à la vitesse de la lumière dans le synchrotron, puis déviés pour créer des rayons X. Sur la ligne ID19, ces pulses de rayons X sont utilisés pour réaliser des tomographies [43, 75, 115–117] et radiographies.

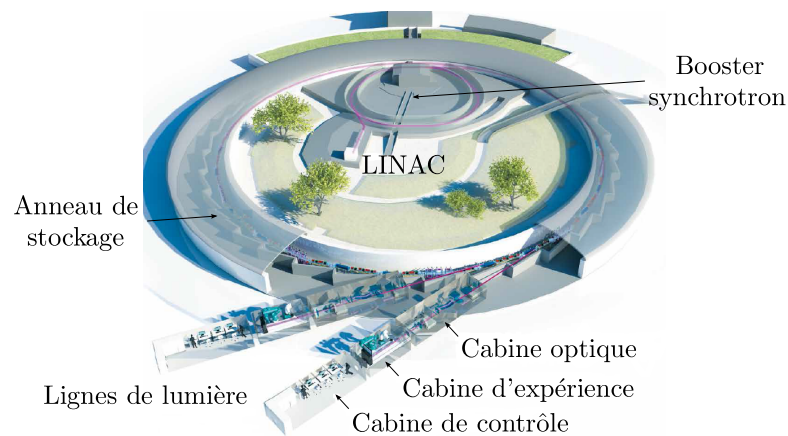


FIG. 6.34: Schéma descriptif du synchrotron à l'ESRF [118].

6.3.1 Configuration expérimentale

La configuration expérimentale est représentée sur la figure 6.35.

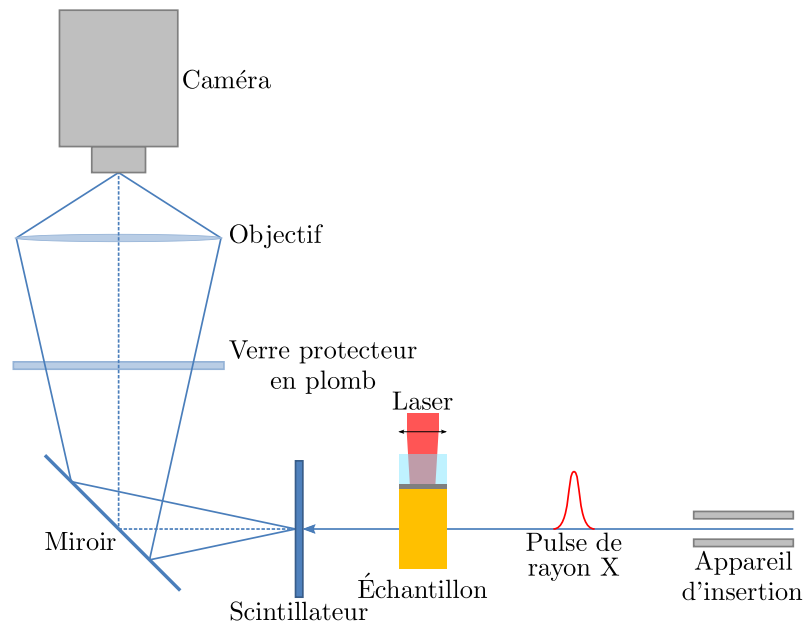


FIG. 6.35: Schéma de montage des essais laser effectués à l'ESRF.

Nous avons utilisé les lasers Gaia de Thales, et Quantel de l'ESRF. Les énergies maximales E , fréquences f , longueurs d'onde λ , diamètres de faisceau \varnothing et durées du pulse τ de chacun des lasers sont fournis dans le tableau 6.12.

	E (J)	f (Hz)	λ (nm)	\varnothing (mm)	τ (ns)
Gaia	5	5	532	3-4	10-12
Quantel	0,8	10	1064	1,5	4,5

TAB. 6.12: Caractéristiques des lasers Gaia et Quantel utilisés à l'ESRF.

La cible est constituée d'une feuille d'aluminium de 12 microns d'épaisseur, collée sur un échantillon de mousse de section carrée $4 \times 4 \text{ mm}^2$. Le faisceau laser est absorbé par quelques microns d'aluminium transformés en plasma, dont la détente génère par réaction une onde de choc qui se propage ensuite dans la mousse. Le chargement généré en face avant des 12 microns d'aluminium est de type compression-détente avec une durée d'application à mi-hauteur de l'ordre de deux fois la durée du pulse laser (figure 6.36). Cette durée relativement longue pour un choc laser est obtenue grâce à la présence du confinement.

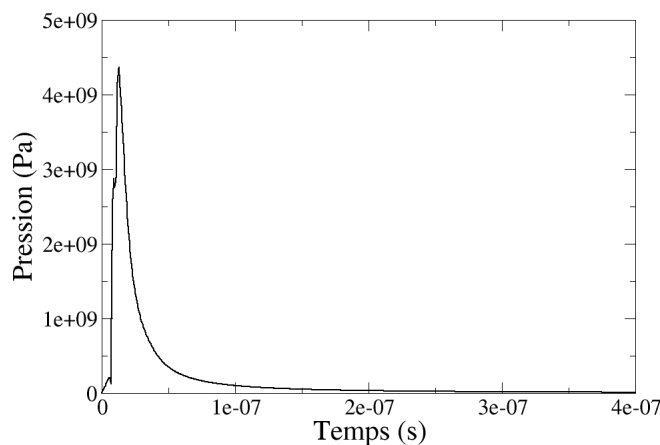


FIG. 6.36: Profil de pression généré pour un des essais laser effectués à l'ESRF, obtenu à partir d'essais instrumentés effectués à l'Institut P'.

Le mode de fonctionnement du synchrotron en *16-bunch* impose un délai de 176 ns entre deux pulses de rayon X. Le mode de fonctionnement en *4-bunch* impose quant à lui un délai de 704 ns. Ces pulses ont une durée à mi-hauteur d'environ 100 ps et l'énergie moyenne des rayons X est d'environ 30 keV, avec un flux maximal de $20 \times 10^6 \text{ photons/mm}^2/\text{pulse}$.

Les rayons provenant de l'appareil d'insertion traversent l'échantillon, avant d'être captés par un scintillateur en LYSO:Ce, qui les convertit en lumière visible. L'image est ensuite focalisée sur une caméra CCD. La caméra rapide Shimadzu HPV-X2 utilisée pour nos essais permet d'avoir une résolution de $8 \mu\text{m}/\text{pixel}$ avec une fenêtre de $3,2 \times 2 \text{ mm}^2$. Le temps d'ouverture de la caméra et le délai entre chaque prise de vue sont calés de

telle sorte à coïncider avec un pulse de rayon X. Le temps d'ouverture ne pouvant être inférieur à 200 ns, il est supérieur au délai entre deux pulses de rayon X, et ainsi, au bout d'un certain temps, deux pulses seront enregistrés pendant une prise de vue (figure 6.37).

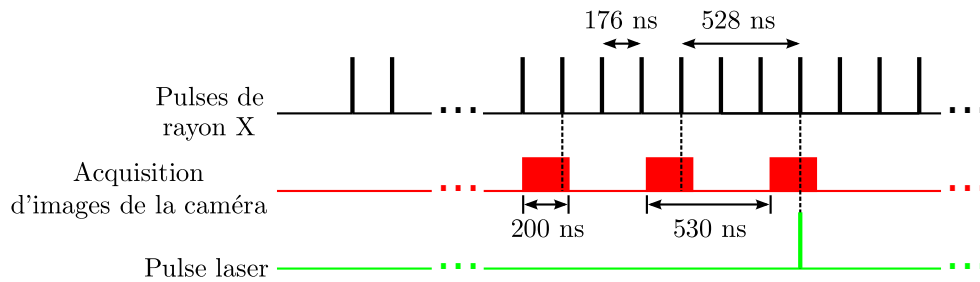


FIG. 6.37: Synchronisation des différents signaux.

La liste des essais effectués durant la campagne est présentée dans le tableau 6.13.

Mous.	N° essai	Épais. (mm)	Conf.	Éner. E (J)	Focale \varnothing (mm)	Durée τ (ns)	Intensité I (GW/cm ²)
PUR	1	5	eau	3,50	3,00	10	4,95
	2	5	eau	3,80	3,00	10	5,38
	4	5	eau	1,90	3,00	10	2,69
	6	2,38	eau	1,83	1,70	10	8,06
	7	5	verre	1,95	1,70	10	8,59
	9	1,88	verre	1,87	2,05	10	5,67
	10	5	verre	0,70	2,60	10	1,32
Époxy	1	5	eau	1,87	1,70	10	8,24
	3	1,66	verre	0,80	1,50	4,5	10,06

TAB. 6.13: Liste des essais réalisés à l'ESRF.

6.3.2 Résultats expérimentaux

Les radiographies obtenues sont présentées sur les figures 6.38 et 6.39. Comme expliqué sur la figure 6.37, ces radiographies sont toutes séparées de 530 ns (ou plus exactement 528 ns).

Connaissant la distance parcourue par les ondes élastiques et de compaction entre deux images, il est possible de remonter à leurs célérités dans les deux mousses (tableau 6.14).

Les valeurs obtenues de la célérité des ondes élastiques sont légèrement inférieures à celles déterminées à partir des résultats des essais GEPI, SYLEX, CESAR et laser de l'Institut P'. Celle-ci est en effet difficile à déterminer à partir des radiographies, le précurseur élastique apportant une faible modification de la densité. À noter que la vitesse de l'onde de compaction dépend évidemment du niveau de pression atteint dans la mousse. Il est donc normal qu'elle varie d'un essai à l'autre.

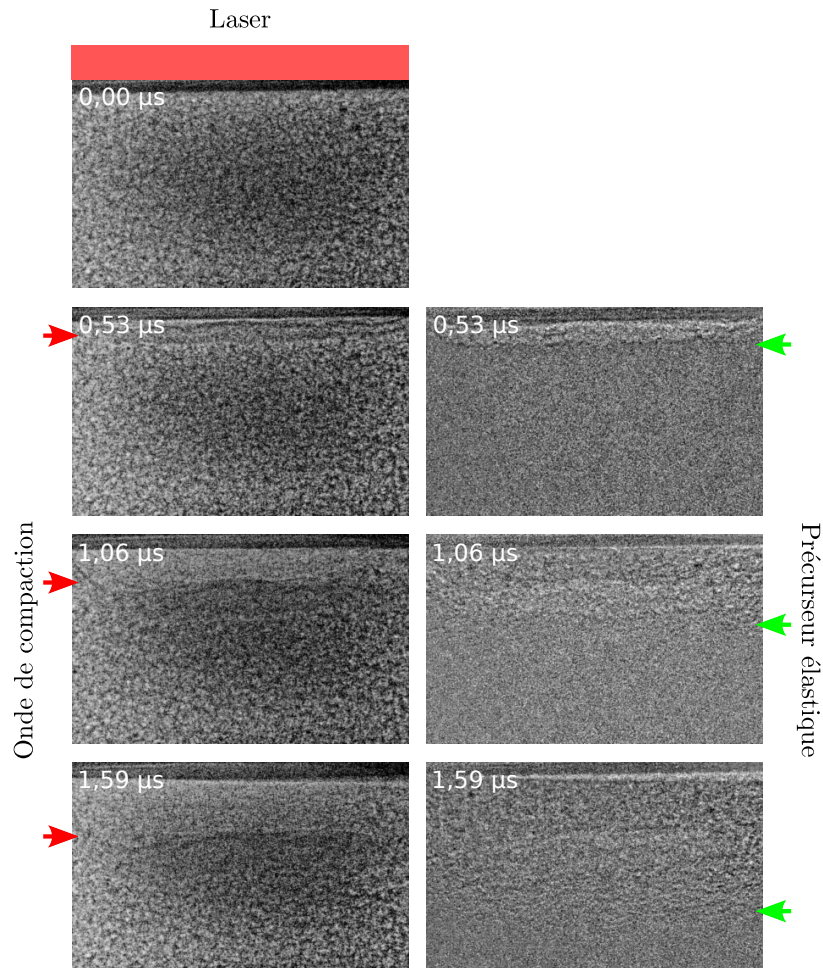


FIG. 6.38: Radiographies obtenues pendant l'essai laser n°2 sur mousse polyuréthane.

Matériau	N° essai	C_L (m/s)	$V_{\text{onde de comp.}}$ (m/s)
Mousse polyuréthane	2	917	456
	6	1220	377
	7	1137	347
	9	931	373
Mousse époxy	1	1351	151

TAB. 6.14: Célérité des ondes élastiques longitudinales C_L et de compaction $V_{\text{onde de comp.}}$ dans les mousses, déterminées à l'aide des essais effectués à l'ESRF.

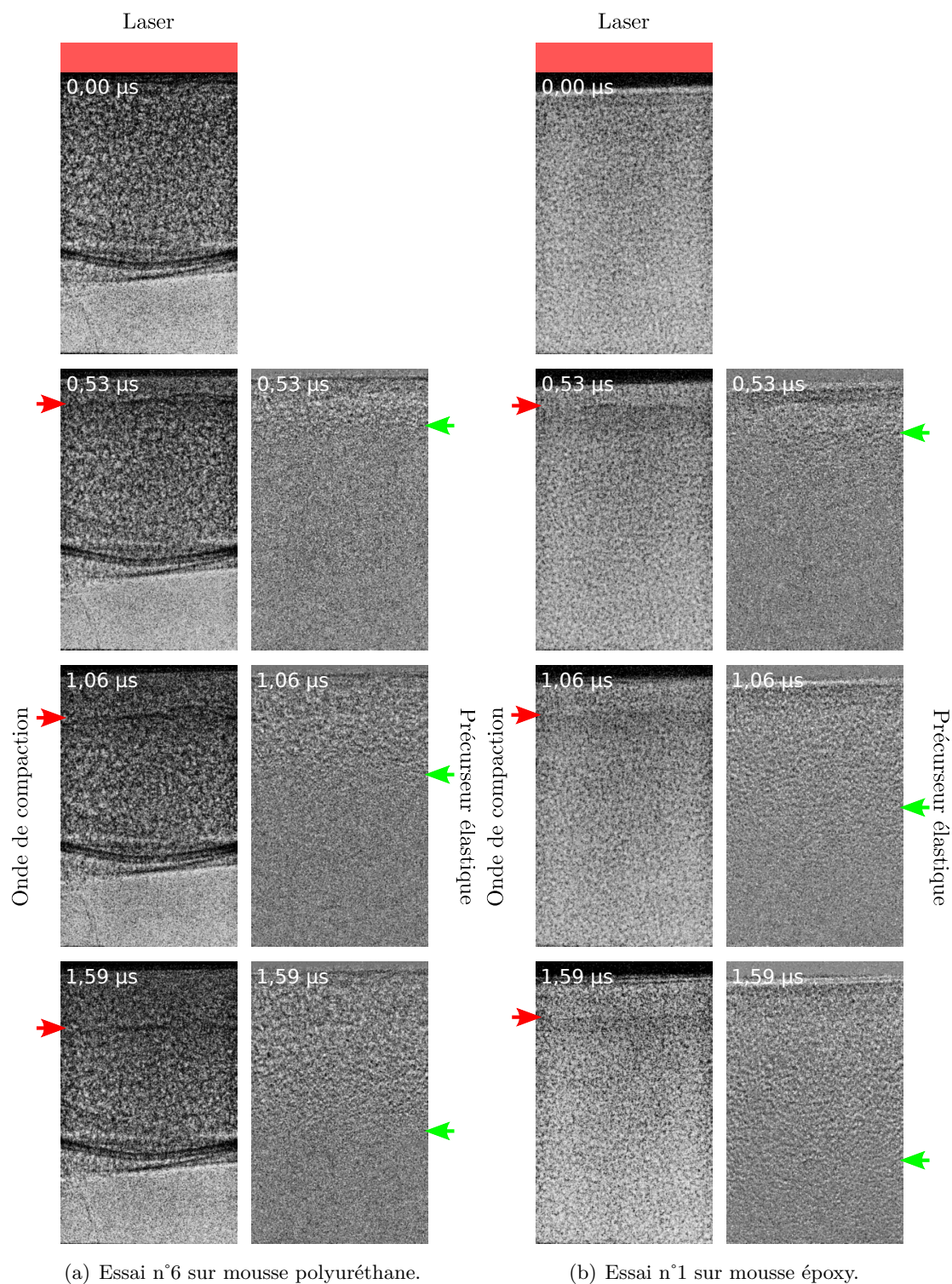


FIG. 6.39: Radiographies obtenues pendant les essais laser n°6 et n°1 sur mousses polyuréthane et époxy.

Pour les échantillons de faible épaisseur – essais n°6 et 9 –, il est possible de mesurer la vitesse de surface libre u_{SL} et d'en déduire la LEH grâce à la formule 4.1. Les résultats sont présentés dans le tableau 6.15.

N° essai	u_{SL} (m/s)	LEH (MPa)
6	98	16
9	148	27

TAB. 6.15: LEH de la mousse polyuréthane déterminée à l'aide des essais effectués à l'ESRF.

Ces valeurs sont supérieures aux niveaux des plateaux de compaction mesurés lors des essais quasi-statiques et aux barres d'Hopkinson. Ceci montre un effet important de la vitesse de chargement sur la compaction.

Bien après le passage de l'onde de compaction, nous observons un recouvrement partiel de la déformation. La structure de la mousse polyuréthane semble avoir été conservée (pas ou peu de dégradation). À l'heure actuelle, il n'est cependant pas possible de confirmer cette hypothèse. En effet, l'image captée par la caméra CCD superpose les images de matière non déformée et de matière déformée, du fait de la taille des échantillons par rapport à la tache focale du laser.

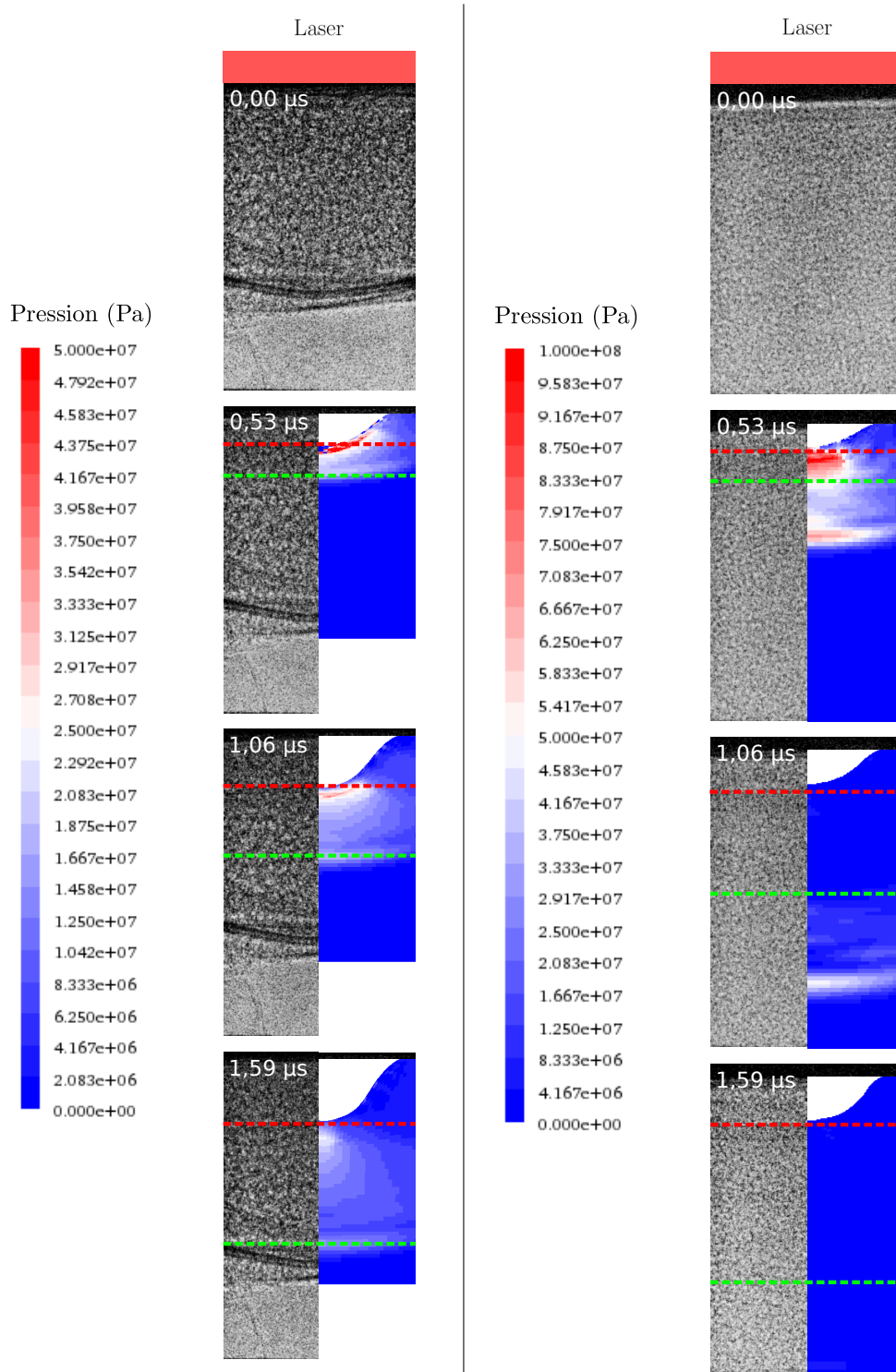
6.4 Simulations numériques 2D des expériences de choc laser

Dans les expériences de choc laser réalisées à l'ESRF, le rayon de la zone éclairée par le faisceau laser est du même ordre de grandeur que l'épaisseur des cibles testées. Donc, les mesures sont potentiellement influencées par les détentes latérales, qui rendent le chargement bidimensionnel. Pour étudier ces phénomènes, nous représentons tout d'abord ce qui se passe lors des expériences de choc laser réalisées à l'ESRF. Les résultats de ces expériences ont été présentés au chapitre 4.

6.4.1 Expériences de choc laser réalisées à l'ESRF

Le code lagrangien 2D Hésione est utilisé pour simuler les expériences de choc laser réalisées à l'ESRF. Pour initialiser les calculs, nous devons définir les profils de la pression d'ablation correspondant à chaque tir. Comme nous n'avons pas pu mettre en place un dispositif de mesure de vitesse à l'ESRF, nous n'avons pas pu réaliser les tirs instrumentés nécessaires pour la calibration du chargement. C'est pourquoi des tirs instrumentés sur des cibles d'aluminium d'épaisseur 12 microns ont été effectués à l'Institut P'. Les profils de vitesse mesurés ont été analysés, afin d'associer une pression d'ablation à l'intensité du laser utilisé. Nous avons ensuite transposé ces résultats aux essais laser effectués à l'ESRF en supposant que les énergies et les pressions d'ablation sont proportionnelles. Le profil de pression d'ablation est représenté sur la figure 6.36. La pression maximale appliquée est supposée varier entre 1,9 et 7,2 GPa suivant l'essai.

La figure 6.40 montre la superposition des radiographies X avec la carte 2D de pression calculée avec le code Hésione dans les échantillons de mousse testés lors des essais n°1 et 6. Le modèle utilisé pour ces calculs est le modèle POREQST.



(a) Essai n°6 sur mousse polyuréthane.

(b) Essai n°1 sur mousse époxy.

FIG. 6.40: Comparaison expériences / calculs des vitesses de propagation des ondes élastique et de compaction dans les mousses polyuréthane et époxy pour les essais laser n°6 et 1.

Les ondes élastiques et de compaction qui se propagent dans les échantillons de mousse sont difficiles à détecter expérimentalement. Les simulations numériques montrent

que l'onde de compaction se déplace en même temps que la face avant des échantillons. La déformation induite par ce déplacement est assez bien reproduite par les calculs.

Concernant l'onde élastique, il est encore plus difficile de détecter sa propagation sur les radiographies, car elle déforme très peu la structure des mousses. Les résultats fournis par les calculs sur la mousse polyuréthane semblent cohérents avec les microdéformations observées sur certaines radiographies. Ce n'est pas le cas sur tous les tirs, notamment ceux réalisés sur les échantillons de mousse époxy.

Ces résultats ne remettent absolument pas en question les modèles POREQST que nous avons développés pour les mousses polyuréthane et époxy. En effet, les calculs de propagation d'ondes élastiques et de compaction ont été validés à l'aide de confrontations expériences / calculs sur des expériences dynamiques variées comme GEPI, SYLEX, CESAR et laser.

6.4.2 Modèle numérique mésoscopique

Certains des essais laser effectués à l'Institut P' ont été simulés à l'échelle mésoscopique. L'objectif de cette modélisation est double : premièrement prouver que l'approche macroscopique adoptée jusqu'à maintenant est légitime, et deuxièmement développer un modèle physico-numérique qui nous aide à mieux comprendre la réponse des mousses pendant les phases de détente.

La figure 6.41 présente une vue d'ensemble d'un échantillon ($\phi = 10$ mm, $h = 1$ mm) de mousse polyuréthane à l'échelle mésoscopique. La taille et la répartition des pores a été déterminée à partir des tomographies 2D réalisées à l'Institut P'. Les simulations sont réalisées avec le code de calculs par éléments finis 2D / 3D Radioss. Nous considérons une approche bidimensionnelle axisymétrique dans un premier temps. Cette étude a été réalisée dans le cadre d'un bureau d'études [119], puis d'un stage de MASTER [120], tous deux réalisés à l'Institut P'.

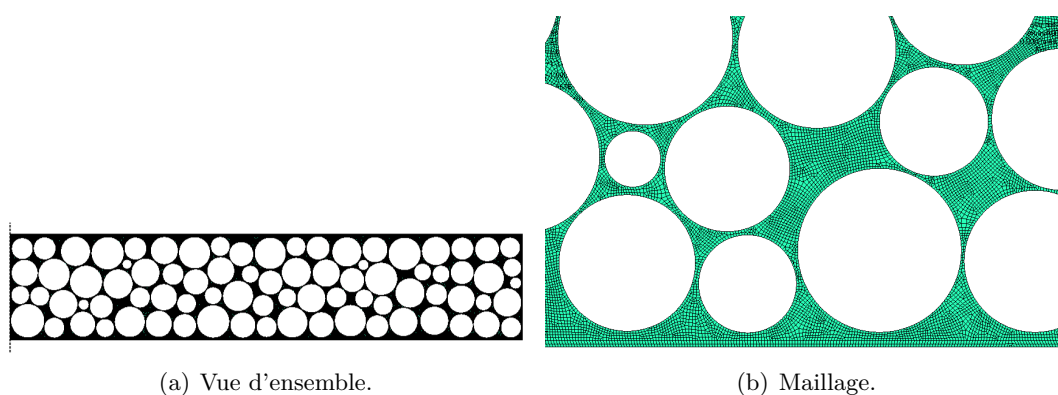


FIG. 6.41: Vue d'ensemble et maillage d'un échantillon de mousse polyuréthane à l'échelle mésoscopique.

Le profil temporel en pression au centre, présenté sur la figure 6.42(a), est imposé en face avant d'une feuille d'aluminium (d'une dizaine de microns d'épaisseur) soudée à l'échantillon de mousse.

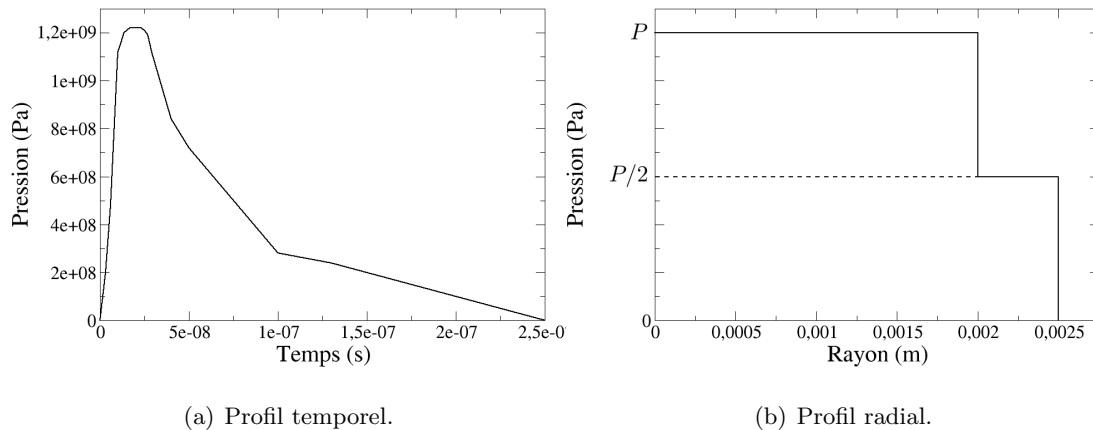


FIG. 6.42: Profils temporel et radial en pression imposés en face avant de l'échantillon de mousse.

Le profil n'est pas imposé de manière uniforme sur toute la largeur de l'échantillon. Il est en effet défini radialement à l'aide de la figure 6.42(b), soit : $P(r, t) = P(t)$ si $0 \leq r < 2$ mm, $P(r, t) = P(t)/2$ si $2 \leq r < 2,5$ mm et $P(r, t) = 0$ si $2,5 \leq r \leq 5$ mm.

Le squelette (polyuréthane dense) est modélisé à l'aide d'une loi de comportement EPP (Élasto-Plastique Parfait) avec une limite élastique fixée à 200 MPa, et une équation d'état de type Mie Grüneisen. Un critère de rupture en déformation plastique maximale est utilisé. La figure 6.43(a) montre qu'après la déformation des premiers pores, les extrema en déformation plastique sont atteints aux endroits où les cloisons sont les plus fines. C'est à ces lieux précis qu'intervient l'endommagement de la matrice. C'est ce qui avait été remarqué expérimentalement. Nous constatons par ailleurs une déformation importante de la partie « basse » des pores, qui n'est pas forcément physique. La figure 6.43(b) présente les iso-vitesses calculées à 327 ns. Du fait de l'atténuation d'une partie du signal à causes de réflexions d'ondes de compression en ondes de détente à la surface des pores, un précurseur élastique se détache.

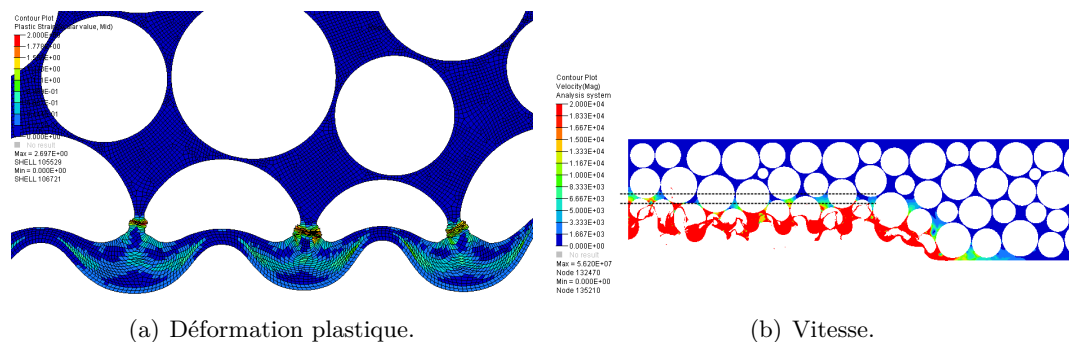


FIG. 6.43: Déformation plastique à 160 ns et vitesse à 327 ns calculées dans l'échantillon de mousse à l'aide du modèle mésoscopique.

On comprend davantage la phénoménologie qui se cache derrière la définition d'un

modèle homogène équivalent permettant de reproduire le comportement global de la mousse. C'est effectivement l'atténuation du signal par les ondes de détente à la surface des pores qui permet d'expliquer le passage d'une limite élastique de 200 MPa pour le polyuréthane dense à 20 MPa pour la mousse polyuréthane. L'onde de compaction qui suit le précurseur élastique provoque la fermeture des pores. Notons que malgré l'aspect hétérogène de la mousse, ces deux ondes arrivent chacune approximativement aux mêmes instants à des rayons différents. Cet aspect justifie l'approche macroscopique adoptée jusqu'à présent.

La figure 6.44 montre quant à elle les limites de la modélisation des mousses à l'échelle mésoscopique. Il est en effet observé que la gestion des contacts et les transmissions d'ondes aux niveaux des parties « basses » et « hautes » des pores ne se passent pas bien. Certains éléments du maillage se traversent et certaines ondes ne sont pas transmises, ce qui compromet fortement la suite du calcul. Des améliorations sont à apporter en ce sens.

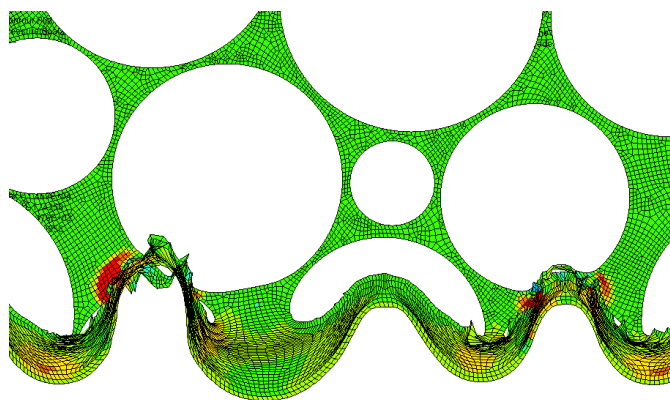


FIG. 6.44: Déformation des pores calculée à l'aide du modèle mésoscopique.

6.5 Synthèse

Dans ce chapitre, nous montrons l'intérêt des expériences CESAR et de choc laser pour étudier la capacité d'atténuation des mousses polymères. Ces moyens expérimentaux permettent d'imposer des sollicitations dynamiques dont les durées et les intensités sont comparables à celles appliquées dans le cadre applicatif qui nous intéresse (choc laser, impacts hypervéloces).

Des expériences préliminaires sur des cibles d'aluminium ont été nécessaires, afin de calibrer précisément le chargement. La qualité des corrélations expériences / calculs obtenues permet d'avoir une bonne confiance dans les chargements qui sont calculés à l'aide du code de calcul 1D.

Nous avons poursuivi la validation des modèles POREQST et Hyperfoam à l'aide de ces nouveaux résultats expérimentaux. La bonne restitution des précurseurs élastiques permet de confirmer que la compaction n'est pas sensible à la vitesse de déformation entre 10^5 et 10^6 s⁻¹. Le temps caractéristique de réponse de la mousse est probablement supérieur au temps caractéristique de la sollicitation. Nous avons déjà mis en évidence

ce phénomène lors des expériences GEPI et SYLEX.

Grâce aux modèles physico-numériques, nous montrons la capacité d'atténuation des mousses polyuréthane et époxy face à des sollicitations brèves. Les expériences CESAR montrent que l'introduction d'une mousse derrière le clinquant en aluminium permet de diminuer de manière importante la contrainte, limitant ainsi l'endommagement dans les fenêtres en PMMA placées derrière. Dans le cas des expériences de choc laser, seule une onde de contrainte de faible intensité traverse complètement les échantillons de mousse.

Bien entendu, des améliorations dans la modélisation du comportement de ces mousses sont à envisager. Nous pensons notamment à la prise en compte du comportement viscoélastique mis en évidence lors des essais quasi-statiques, et du comportement potentiellement viscoplastique de la mousse polyuréthane mis en évidence lors des expériences SYLEX et laser.

Conclusions et perspectives

CETTE thèse avait pour objectif la détermination de la capacité d'atténuation d'ondes de contraintes intenses et brèves par des mousses polymères. Il s'agit d'un sujet de recherche qui intéresse tout particulièrement les entreprises et laboratoires, qui exploitent des lasers de puissance. En effet, les objets placés dans l'environnement proche des cibles sont potentiellement soumis à des sollicitations dynamiques intenses générées par des irradiations laser ou des impacts hypervéloces de micro-fragments. Une des solutions envisagées consiste à placer un écran métallique ou céramique devant une mousse polymère : l'écran subit l'attaque directe ; la mousse limite les effets des ondes mécaniques générées par le choc laser ou les impacts.

Dans cette thèse, nous nous sommes intéressés à deux filières de mousses polymères : une mousse expansée à matrice polyuréthane et une mousse syntactique à résine époxy. Notre démarche a consisté à caractériser le comportement dynamique de ces deux mousses dans une gamme de vitesse de déformation allant de 10^{-3} à 10^6 s^{-1} . Pour cela, nous avons utilisé des moyens de caractérisations classiques comme les machines d'essais mécaniques et les barres d'Hopkinson. Nous avons également mis en œuvre des moyens d'essais adaptés pour caractériser le comportement dynamique de ces mousses au-dessus de 10^3 s^{-1} . Ces moyens d'essais sont ceux du CEA DAM, de l'Institut P' et de l'ESRF. Il s'agit du générateur de pression intense GEPI, du lanceur à gaz SYLEX, du générateur de faisceau d'électrons CESAR et de divers lasers.

Les essais réalisés à faible vitesse de déformation ont permis d'identifier les mécanismes de compaction. Comme la plupart des matériaux poreux, les mousses polymères ont une phase de comportement élastique suivie d'une phase de compaction. Le seuil de compaction est estimé à 9 MPa pour la mousse polyuréthane et à 30 MPa pour la mousse époxy. La fermeture des pores de la mousse polyuréthane s'effectue par flambage et rupture du squelette. Dans le cas de la mousse époxy, la diminution de porosité intervient suite à la rupture des billes de borosilicate et à la déformation plastique de la matrice. Cela se traduit sur les essais imposant des cycles de charge / décharge par des déformations résiduelles importantes. Ces essais montrent par ailleurs un recouvrement d'une partie de la déformation au cours du temps, ce qui est aussi la preuve d'une composante viscoélastique dans le comportement.

Les effets de la vitesse de déformation sur les mécanismes de compaction ont tout d'abord été mis en évidence grâce à la réalisation d'essais aux barres d'Hopkinson. Les seuils de compaction augmentent de manière sensible dans la gamme 10^{-3} - 10^3 s^{-1} . Ces résultats ont été confirmés à l'aide des expériences dynamiques GEPI et SYLEX. Toutefois, les réponses aux chargements dynamiques des mousses n'évoluent plus à partir

de 10^4 s^{-1} . Les plateaux de compaction identifiés à partir des expériences dynamiques sont relativement stables avec un seuil de compaction estimé à 21 MPa pour la mousse polyuréthane et à 72 MPa pour la mousse époxy. Il a ainsi été démontré que la résistance mécanique en compression des mousses augmente fortement avec la vitesse de déformation.

Pour étudier la réponse des mousses lors des expériences dynamiques, nous analysons les profils de vitesse mesurés en face arrière des échantillons. Cette analyse est riche en enseignement. Elle met en évidence que la forme des lois de comportement en contrainte-masse volumique des mousses contribue à la propagation de deux ondes. La première onde, dite précurseur élastique, se déplace à une vitesse beaucoup plus grande que l'onde de compaction. L'intensité du précurseur élastique est une donnée fondamentale pour connaître la capacité d'atténuation d'une mousse.

Nous avons également exploré la possibilité de radiographier les échantillons lors de la propagation de chocs laser à l'ESRF. L'analyse des images est délicate, car les radiographies intègrent toute la déformation de la mousse dans son épaisseur. Toutefois, ces essais semblent mettre en évidence un effet de type « mémoire de forme » que nous avons souhaité prendre en compte ensuite à l'aide du modèle Hyperfoam.

Pour représenter le comportement mécanique des mousses, nous proposons d'utiliser les modèles POREQST et Hyperfoam. Les paramètres de ces modèles doivent être identifiés à partir des profils de vitesse mesurés lors des essais lanceur et GEPI. Les temps d'arrivée des ondes et les niveaux de vitesse sont restitués de manière satisfaisante. Ces modèles ont ensuite servi à simuler des expériences d'irradiation par faisceau d'électrons (CESAR) et laser. Les confrontations expériences / calculs obtenues donnent une bonne confiance dans ces modèles pour représenter les mécanismes de compaction à très grande vitesse de déformation. Par contre, ils ne s'appliquent pas dans les régimes faiblement dynamiques ou quasi-statiques.

Grâce à ces modèles, nous démontrons à l'aide des expériences CESAR et des expériences avec le laser de l'Institut P' que les mousses polymères étudiées ont une forte capacité d'atténuation. Elles permettent de diminuer grandement l'intensité des ondes de contrainte. Placées derrière une plaque d'aluminium, nous avons la preuve qu'elles peuvent protéger une fenêtre transparente en PMMA. Les essais laser, quant à eux, ont permis de démontrer que la contrainte mesurée proche de la face arrière pouvait être divisée par 75 par rapport à celle appliquée en face avant.

En plus de l'atténuation, un élément important de la modélisation concerne la représentation de l'état de compaction. Ce sujet n'est pratiquement pas évoqué dans la littérature. Seulement quelques expériences dynamiques réalisées avec GEPI, CESAR ou les lasers nous ont permis de récupérer les échantillons de mousse. Le modèle Hyperfoam est *a priori* meilleur que le modèle POREQST pour restituer par calcul les états de compaction observés expérimentalement. Comme nous ne modélisons pas le recouvrement de la déformation viscoélastique, nous ne sommes pas encore sûrs de la teneur de la composante hyperélastique prise en compte avec Hyperfoam.

Les travaux menés pendant cette thèse confirment le potentiel d'atténuation des mousses polymères. Il reste maintenant à dimensionner le dispositif de protection en

fonction des besoins (caractéristiques des chargements et éléments à protéger). Grâce aux modèles développés, nous sommes capables de réaliser des simulations numériques suffisamment précises et fiables.

Un effort supplémentaire est à fournir pour arriver à mieux prévoir l'état de compaction. La prise en compte de la viscoélasticité dans les modèles POREQST et Hyperfoam est en cours. Elle devrait nous permettre d'évaluer la participation de cette composante dans la déformation totale. Nous pourrions également réaliser des expériences dynamiques complémentaires – instrumentées avec des caméras rapides par exemple – pour visualiser plus précisément les mécanismes de déformation pendant les phases de détente.

Enfin, nous avons envisagé de représenter la réponse des mousses polymères à l'échelle mésoscopique. Il s'agit d'un outil complémentaire des expériences dynamiques, qui permettrait d'évaluer certaines hypothèses concernant le comportement des matériaux constitutifs des structures alvéolaires des mousses. Ce type d'approche a débuté dans le cadre d'un travail de bureau d'études et d'un stage de MASTER réalisés à l'Institut P'. Pour l'instant, les problèmes numériques sont un frein en coordonnées lagrangiennes. Pour résoudre le problème des grandes déformations, il faudrait effectuer le calcul en coordonnées eulériennes ou utiliser d'autres schémas numériques comme la MPM.

Annexes

Annexe A

Théorie des chocs dans les solides

Il existe un certain nombre d'ouvrages présentant la théorie des chocs dans les solides. Nous pouvons citer ceux de Meyers [78], Bauer et al. [121], Thouvenin [63] et Loison [115].

A.1 Définitions d'un choc et d'une détente

Un choc est défini comme une discontinuité des grandeurs thermodynamiques (pression P , masse volumique ρ , énergie interne E , vitesse de l'onde de choc D et vitesse matérielle u) dans un milieu. Il se forme à partir d'une succession d'ondes élémentaires, appelées ondes soniques, qui se propagent à la vitesse du son :

$$C = \sqrt{\left(\frac{\partial P}{\partial \rho}\right)_S} = v \sqrt{-\left(\frac{\partial P}{\partial v}\right)_S} \quad (\text{A.1})$$

où S est l'entropie.

En général, C augmente avec la pression P . Ainsi une rampe de compression va se raidir jusqu'à former un front de choc, tandis qu'une rampe de détente va s'étaler pour former un faisceau d'ondes de détentes élémentaires (figure A.1).

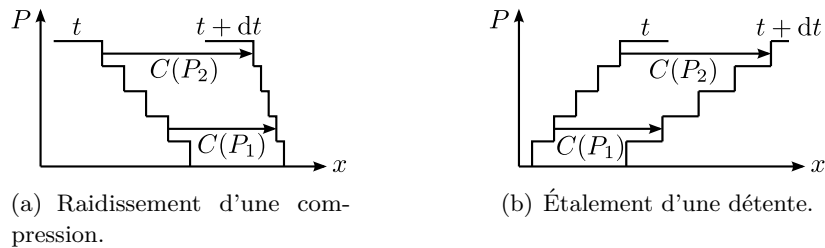


FIG. A.1: Principes de raidissement d'un front de pression et d'étalement d'un éventail de détentes.

Au passage de l'onde de choc, nous pouvons considérer le problème unidimensionnel tant que les ondes de détentes latérales n'ont pas atteint la zone centrale de la cible. Nous nous plaçons ainsi dans des conditions de déformation uniaxiale dans la direction du chargement.

A.2 Équations caractéristiques

Considérons un milieu initialement au repos, de section A (figure A.2). Ce milieu est comprimé par une onde de choc se propageant vers la droite. À l'instant t , celle-ci pénètre dans le volume initialement immobile. Entre les instants t et $t + dt$, elle a parcouru la distance $D dt$ (D célérité de l'onde de choc) ; la matière comprimée à la pression P a parcouru la distance $u dt$ (u vitesse matérielle).

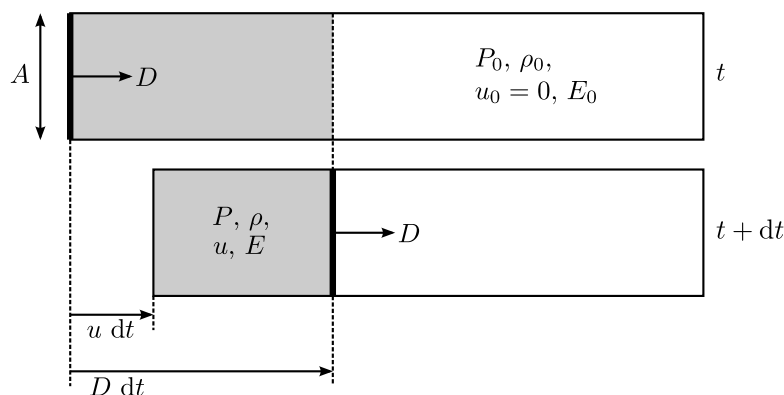


FIG. A.2: Évolution d'un milieu comprimé par une onde de choc.

Afin de lier chacune des cinq variables (u , D , P , ρ et E) deux à deux, il nous faut établir quatre équations : les trois équations de Rankine-Hugoniot et l'équation d'état.

A.2.1 Équations de Rankine-Hugoniot

Conservation de la masse

La conservation de la masse du volume grisé (figure A.2) entre les instants t et $t + dt$ s'écrit :

$$\rho_0 D dt A = \rho (D - u) dt A$$

soit :

$$\rho_0 D = \rho (D - u) \quad (\text{A.2})$$

Conservation de la quantité de mouvement

Le principe fondamental de la dynamique appliqué au volume grisé à l'instant $t + dt$ s'écrit :

$$\sum F = ma \Rightarrow (P - P_0)A = \rho_0 D dt A \frac{du}{dt}$$

ou encore, avec $du = u - u_0 = u$ (milieu initialement au repos) :

$$P - P_0 = \rho_0 D (u - u_0) = \rho_0 D u \quad (\text{A.3})$$

Conservation de l'énergie

Le premier principe de la thermodynamique s'écrit :

$$W + Q = dE_c + dE_p$$

où W est le travail des forces appliquées au volume grisé, Q l'énergie dissipée, dE_c et dE_p les variations d'énergie cinétique et potentielle.

La transformation est adiabatique, c'est-à-dire $Q = 0$. Le travail des forces de pression s'exerçant sur la surface gauche est donné par la relation $W = PAudt$. La variation d'énergie potentielle s'écrit en fonction de l'énergie interne spécifique E : $dE_p = (E - E_0)m$. Enfin, la variation d'énergie cinétique s'écrit $dE_c = mu^2/2$. Donc :

$$PAu dt = \frac{1}{2}\rho_0 AD dt u^2 + (E - E_0)\rho_0 AD dt$$

En utilisant les équations A.2 et A.3 et après quelques simplifications, nous obtenons :

$$E - E_0 = \frac{1}{2}(P + P_0)(v_0 - v) \quad (\text{A.4})$$

A.2.2 Équation d'état

Les états thermodynamiques accessibles pour un matériau ne sont pas quelconques dans l'espace (P, v, E) . Les variables P , v (ou ρ) et E (ou T) sont en effet liées par une équation d'état :

$$E = f(P, v) \quad (\text{A.5})$$

L'équation d'état la plus couramment employée pour décrire l'état sous choc dans les matériaux solides est l'équation d'état de Mie Grüneisen. Il existe des équations d'état plus complexes qui prennent en compte les changements de phase solide-liquide-vapeur. Nous pouvons citer l'équation d'état de Bushman-Lomonosov-Fortov [85], utilisée dans le cadre de cette thèse pour décrire les états dans l'aluminium.

A.3 Courbes caractéristiques

Les principales courbes caractéristiques représentant les états sous choc dans un matériau sont l'adiabatique dynamique $P(v)$ ou courbe d'Hugoniot, et la polaire de choc $P(u)$.

A.3.1 Courbe d'Hugoniot

L'équation A.4 lie la pression au volume spécifique. C'est cette équation qui est utilisée pour tracer la courbe d'Hugoniot à partir d'un état initial ou pôle (P_0, u_0, v_0) (figure A.3). Cette courbe ne correspond pas au chemin suivi lors d'une compression, mais aux états accessibles sous choc. Pour un choc depuis l'état 0 jusqu'à l'état 1, le chemin thermodynamique suivi est la droite de Rayleigh, joignant ces deux points.

Comme une onde de détente correspond à un train d'ondes soniques élémentaires, chacune isentropique, le chemin thermodynamique suivi en détente depuis l'état 1 est

l'isentrope issue du point 1. Les formules classiques de thermodynamique permettent de démontrer que la pente de l'Hugoniot au point 1 est inférieure à l'isentrope issue du même point. Ces pentes reflètent directement les vitesses de propagation des ondes de choc et de détente (équation A.1). Ainsi, les premières ondes de détente vont rattraper le front de choc, puis l'amortir pendant sa propagation. C'est l'amortissement hydrodynamique.

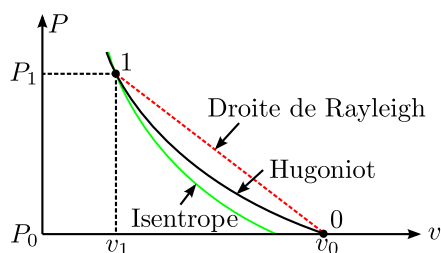


FIG. A.3: Courbe d'Hugoniot.

A.3.2 Polaire de choc

La polaire de choc est définie par l'équation A.3, qui lie la pression à la vitesse matérielle. Elle est définie à partir d'un état initial ou pôle (P_0, u_0, v_0) (figure A.4). Comme pour la courbe d'Hugoniot, une droite de Rayleigh est définie. La pente de cette droite correspond à l'impédance du choc : $Z = \rho_0 D$. Pour des niveaux de pression et de vitesse matérielle proches de 0, cette pente est égale à l'impédance acoustique du milieu : $Z_0 = \rho_0 C_0$.

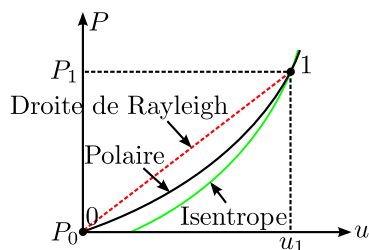


FIG. A.4: Polaire de choc.

Cette polaire de référence est valable pour un choc se déplaçant dans le sens direct (vers la droite dans la convention choisie sur la figure A.2) dans un milieu initialement au repos ($u_0 = 0$). Les états atteints dans un milieu animé d'une vitesse initiale $u_0 \neq 0$ pour un choc se déplaçant dans le sens direct sont donnés par la polaire obtenue par translation horizontale de la polaire de référence, du vecteur $u_0 \vec{v}$. Si le choc se déplace dans le sens indirect (vers la gauche) dans un milieu initialement au repos, la polaire correspondante est la symétrique de la polaire de référence par rapport à l'axe des ordonnées.

A.3.3 Approximations

Pour des pressions de choc inférieures à la centaine de GPa, il est possible de faire quelques approximations sur ces courbes afin d'en faciliter leur construction. La première approximation consiste à négliger l'augmentation d'entropie dans le front de choc dans le plan (P, u) . Les chemins suivis en détente sont ainsi sur la polaire de choc. C'est

l'approximation isentropique.

Une seconde approximation consiste à considérer que les états finaux obtenus après deux chocs successifs $0 \rightarrow 1$ et $1 \rightarrow 2$ et après un choc unique $0 \rightarrow 2$, *a priori* différents, sont identiques dans le plan (P, u) . C'est l'approximation de la polaire unique.

Citons enfin l'approximation acoustique, moins utilisée car grossière, qui consiste à négliger la variation de la vitesse du son avec la pression, et ainsi à assimiler les polaires à des droites.

A.4 Transmission / réflexion de chocs plans

A.4.1 Transmission / réflexion au passage d'une interface

Considérons deux matériaux adjacents A et B initialement au repos ($u_0 = 0$ et $P_0 \approx 0$). Un choc d'amplitude P_1 se propage dans le sens direct dans le milieu A, puis atteint l'interface A / B (figure A.5). Pour des raisons de continuité et de non-interpénétrabilité de la matière, l'équilibre hydrodynamique impose l'égalité des vitesses matérielles et des pressions de part et d'autre de l'interface.

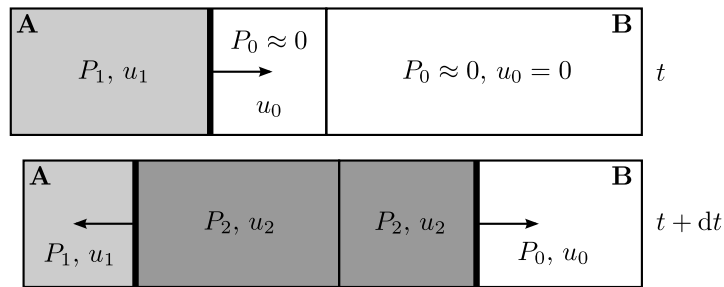


FIG. A.5: Transmission / réflexion d'un choc au passage d'une interface.

Le choc porte le milieu A à un état 1 (P_1, u_1). Cet état est déterminé dans le plan (P, u) (figure A.6) comme étant le point d'ordonnée P_1 situé sur la polaire directe du matériau A initialement au repos. Lorsque le choc arrive à l'interface A / B, il porte les deux milieux à un état 2 (P_2, u_2).

L'onde transmise dans le milieu B est une onde de choc se propageant dans le sens direct, portant le milieu de l'état 0 à l'état 2. L'onde réfléchie dans le matériau A se propage dans le sens indirect et porte le milieu de l'état 1 à l'état 2. Cet état 2 est déterminé dans le plan (P, u) comme étant le point d'intersection de la polaire directe du matériau B initialement au repos et de la polaire indirecte du matériau A issue du point 1.

Nous voyons dès lors que la nature de l'onde réfléchie dépend de la position relative des polaires de référence des milieux A et B. Si $Z_B > Z_A$, la polaire du milieu B est située au-dessus de celle de A et $P_2 > P_1$. L'onde réfléchie est une onde de choc qui ralentit la matière ($u_2 < u_1$). Si $Z_B < Z_A$, la polaire du milieu B est située en-dessous de celle A et $P_2 < P_1$. L'onde réfléchie est alors une onde de détente qui accélère la matière ($u_2 > u_1$).

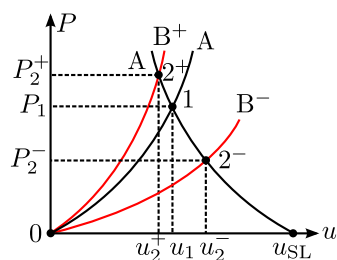


FIG. A.6: États induits dans les milieux A et B de part et d'autre de l'interface.

A.4.2 Réflexion d'un choc sur une surface libre

Si le milieu B est remplacé par de l'air ou du vide, la pression transmise est nulle ou du moins négligeable par rapport aux pressions de choc. La polaire de l'air (ou du vide) est alors confondue avec l'axe des abscisses $P = 0$. Le nouvel état 2 est obtenu dans le plan (P, u) par l'intersection de la polaire indirecte du milieu A issue du point 1 et de l'axe des abscisses. Dans ce cas particulier, l'onde réfléchie dans le milieu A est une onde de détente qui ramène la pression à la pression ambiante et double sa vitesse matérielle ($u_{SL} = 2u_1$ sur la figure A.6).

A.5 Comportement élasto-plastique

Nous avons pour l'instant considéré que la réponse mécanique des matériaux solides était identique à celle des fluides en ne considérant que la partie sphérique du tenseur des contraintes. Cette approximation est légitime pour certains matériaux et pour des chocs de très forte intensité, mais pas dans le domaine de pression qui nous intéresse et en particulier pour les matériaux poreux.

Les conditions de déformations uniaxiales propres au régime dynamique conduisent aux tenseurs de déformation et de contrainte suivants :

$$\bar{\bar{\epsilon}} = \begin{pmatrix} \epsilon_x & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} = \underbrace{\frac{\epsilon_x}{3} \bar{\bar{I}}}_{\bar{\bar{\epsilon}}_s} + \underbrace{\frac{\epsilon_x}{3} \begin{pmatrix} 2 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}}_{\bar{\bar{\epsilon}}_d} \quad (\text{A.6})$$

$$\bar{\bar{\sigma}} = \begin{pmatrix} \sigma_x & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_y & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_z \end{pmatrix} = \underbrace{-P \bar{\bar{I}}}_{\bar{\bar{\sigma}}_s} + \underbrace{\begin{pmatrix} \sigma_x + P & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_y + P & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_z + P \end{pmatrix}}_{\bar{\bar{S}}} \quad (\text{A.7})$$

où $\bar{\bar{\epsilon}}_s$ et $\bar{\bar{\sigma}}_s$ sont les tenseurs de déformation et de contrainte sphériques, $\bar{\bar{\epsilon}}_d$ et $\bar{\bar{S}}$ les tenseurs de déformation et de contrainte déviatoriques. P est la pression hydrostatique et s'écrit : $P = -\text{tr}(\bar{\bar{\sigma}})/3$.

Le passage du domaine élastique au domaine plastique est défini au moyen de critères. Le critère de Von Mises est défini à l'aide de la contrainte équivalente :

$$\sigma_{eq} = \sqrt{\frac{3}{2} \bar{\bar{S}} : \bar{\bar{S}}} \quad (\text{A.8})$$

Cette contrainte est à comparer à la limite élastique dynamique ou limite d'écoulement Y_0 .

Domaine élastique ($\sigma_{eq} < Y_0$) : La loi de Hooke permet d'écrire :

$$\bar{\bar{\sigma}}_s = 3K\bar{\bar{\varepsilon}}_s \quad \text{et} \quad \bar{\bar{S}} = 2G\bar{\bar{\varepsilon}}_d \quad (\text{A.9})$$

où K et G sont les modules de compressibilité et de cisaillement. En utilisant les équations A.6 et A.7, on obtient la relation A.10.

$$\bar{\bar{\sigma}} = \underbrace{K\varepsilon_x}_{-P} \bar{\bar{I}} + \frac{2}{3}G\varepsilon_x \begin{pmatrix} 2 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (\text{A.10})$$

En particulier, la contrainte principale dans la direction x s'écrit :

$$\sigma_x = -P + \frac{4}{3}G\varepsilon_x = -P + S_x \quad (\text{A.11})$$

Le trajet de chargement suivi dans le plan (P, v) est obtenu en ajoutant le terme S_x à la courbe d'Hugoniot hydrodynamique. Les contraintes dans les deux autres directions sont égales et valent :

$$\sigma_y = \sigma_z = -P - \frac{2}{3}G\varepsilon_x \quad (\text{A.12})$$

Domaine plastique ($\sigma_{eq} = Y_0$) : En utilisant les équations A.8 et A.10, la contrainte équivalente de Von Mises peut être reformulée de la manière suivante :

$$\sigma_{eq} = 2G\varepsilon_x = \frac{3}{2}S_x \quad (\text{A.13})$$

Lorsque $\sigma_{eq} = Y_0$, c'est-à-dire lorsque $S_x = 2Y_0/3$, le seuil de plasticité est atteint. La description la plus simple consiste à maintenir la contrainte déviatorique S_x constante égale à $2Y_0/3$. C'est le modèle élastique parfaitement plastique. À noter qu'il existe des modèles qui prennent en compte l'écroutissage ou encore l'adoucissement thermique. Finalement, nous pouvons représenter l'évolution de la contrainte σ_x en fonction de v sur la figure A.7 :

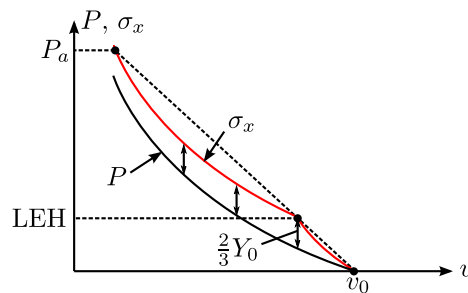


FIG. A.7: Courbe d'Hugoniot d'un matériau élasto-plastique.

Parmi les ondes élastiques dans les solides, nous distinguons les ondes longitudinales (ou ondes de compression) où la matière se déplace dans la même direction que les ondes, et les ondes transversales (ou ondes de cisaillement) où la matière se déplace dans la direction perpendiculaire à la direction de propagation des ondes. Les célérités de ces deux types d'ondes sont données par les relations A.14.

$$C_L = \sqrt{\frac{K + 4G/3}{\rho_0}} \quad \text{et} \quad C_T = \sqrt{\frac{G}{\rho_0}} \quad (\text{A.14})$$

La célérité du son dans le matériau est déduite à l'aide de la formule :

$$C_0 = \sqrt{C_L^2 - \frac{4}{3}C_T^2} = \sqrt{\frac{K}{\rho_0}} \quad (\text{A.15})$$

Un choc est dit stable si la droite de Rayleigh joignant l'état initial à l'état final ne coupe pas la courbe d'Hugoniot. Si le choc est stable, il présente un front unique. S'il est instable, il se scinde en deux chocs successifs au cours de sa propagation.

Ainsi, trois cas de figure se présentent en fonction du niveau de pression atteint sous choc (figure A.8).

Si $P \leq \text{LEH}$: Le choc est stable. Il est élastique et se propage à la célérité des ondes élastiques longitudinales C_L (représenté en rouge sur la figure A.8).

Si $\text{LEH} < P \leq P_a$: Le choc est instable. Il se sépare en deux ondes : une onde élastique, appelée « précurseur élastique », se propageant à la vitesse C_L et une onde plastique, appelée « onde de compaction » dans le cas d'un matériau poreux, se propageant à une vitesse D inférieure à C_L (représenté en vert sur la figure A.8).

Si $P > P_a$: Le choc est stable. Il s'agit d'un choc plastique de célérité D (représenté en bleu sur la figure A.8).

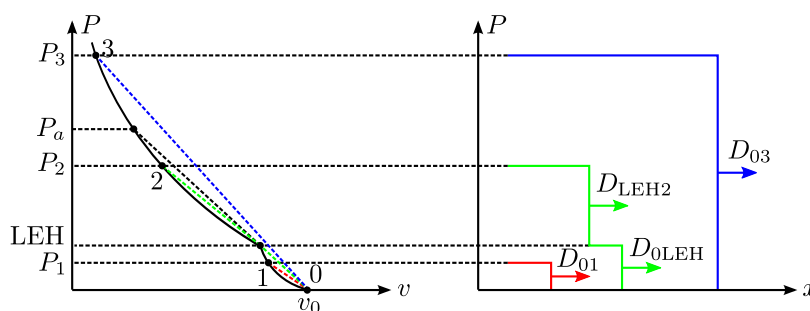


FIG. A.8: Propagation des ondes de choc dans un matériau élasto-plastique.

A.6 Compaction de matériaux poreux

Le comportement mécanique des matériaux poreux, et plus particulièrement des mousses polymères, est développé dans la partie 1.3. Nous présentons ici des généralités sur les effets de la compaction sur la propagation des chocs et des détentes, ainsi que sur l'amortissement.

La réponse dynamique d'un matériau poreux est présentée sur la figure A.9 dans le plan (P, v) . Nous y distinguons la phase élastique réversible (en noir), la phase de compaction (en rouge), l'équation d'état du matériau dense (en vert) et les détentes (en

bleu). v_0 et v_{0s} sont les volumes spécifiques initiaux des matériaux poreux et dense.

La phase élastique s'étale sur une plage de pression allant de 0 à la LEH, tandis que la phase de compaction s'étale sur une plage de pression allant de la LEH à la pression de densification P_d (pression à partir de laquelle tous les pores du matériau poreux sont fermés).

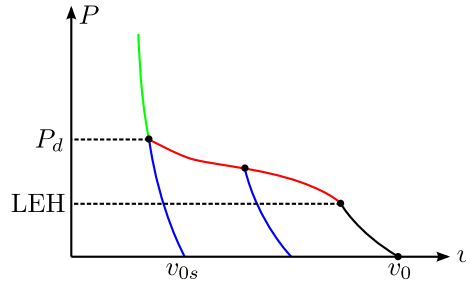


FIG. A.9: Courbe d'Hugoniot d'un matériau poreux.

Considérons un chargement commençant par une compression jusqu'à une pression $P_1 > P_d$ suivie d'une détente ou détente jusqu'à $P_2 = 0$. La figure A.10 montre l'évolution de la propagation de cette onde dans le matériau poreux. Le choc étant instable, il se sépare en deux ondes successives : le précurseur élastique d'amplitude égale à la LEH, suivi de l'onde de compaction. Les pentes locales de la courbe en détente étant supérieures à celles des courbes du matériau dense et de la courbe de compaction, les ondes de détente se propagent plus vite que les ondes de compression (équation A.1). Ceci signifie que l'onde de détente va rattraper l'onde de compaction, puis le précurseur élastique, contribuant ainsi à l'atténuation de leurs intensités respectives.

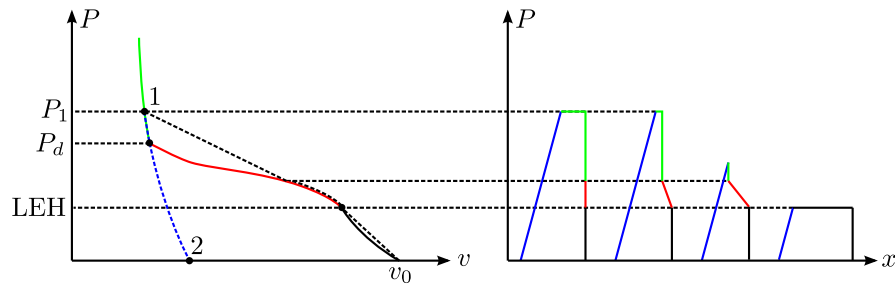


FIG. A.10: Propagation d'une onde de compression-détente dans un matériau poreux.

Annexe B

Les diagnostics de vitesses

P OUR analyser la propagation de chocs dans un matériau, nous disposons de dispositifs de mesure de la vitesse matérielle en fonction du temps. Les mesures sont réalisées en surface libre ou en interface à l'aide de systèmes de vélocimétrie laser. Deux de ces dispositifs ont été utilisés dans le cadre de cette thèse et sont décrits ci-dessous. Ils reposent sur le principe de l'effet Doppler-Fizeau : la longueur d'onde du faisceau réfléchi par une surface en mouvement diffère de celle du faisceau incident. Le signal retour d'un laser continu dépend ainsi de la vitesse de la surface sur laquelle il s'est réfléchi. Des franges sont ensuite produites en couplant ce signal avec lui-même (VISAR) ou avec le signal aller (VH), puis analysées afin d'en déduire la vitesse matérielle.

B.1 VISAR

Le VISAR (*Velocity Interferometer System for Any Reflector*) est un interféromètre de Michelson, basé sur une mesure homodyne de la vitesse. L'état interférométrique fournit une phase $\phi(t)$ à partir de laquelle la vitesse de la cible peut être calculée. Cette phase n'étant déterminée qu'à un facteur 2π près, une connaissance préalable de la vitesse de la cible est nécessaire. Le flux retour étant proportionnel à celui revenant de la cible, celui-ci doit être ajusté en dépolissant la surface de la cible pour optimiser sa rétrodiffusion et en optimisant l'alignement optique. Le principal défaut du VISAR est qu'il est inapproprié pour mesurer simultanément plusieurs vitesses.

B.2 VH

La VH (Vélocimétrie Hétérodyne) est basée sur une mesure hétérodyne de la vitesse. Le signal provenant de la cible n'interfère plus avec lui-même, mais avec un signal de référence (partie de l'onde utilisée pour éclairer la cible). Elle possède la particularité de mesurer les vitesses de tous les objets qui passent devant le faisceau laser, contrairement au VISAR. Son principal défaut est sa résolution temporelle qui est faible, à moins d'utiliser des oscilloscopes très performants ($f > 10$ GHz) [122].

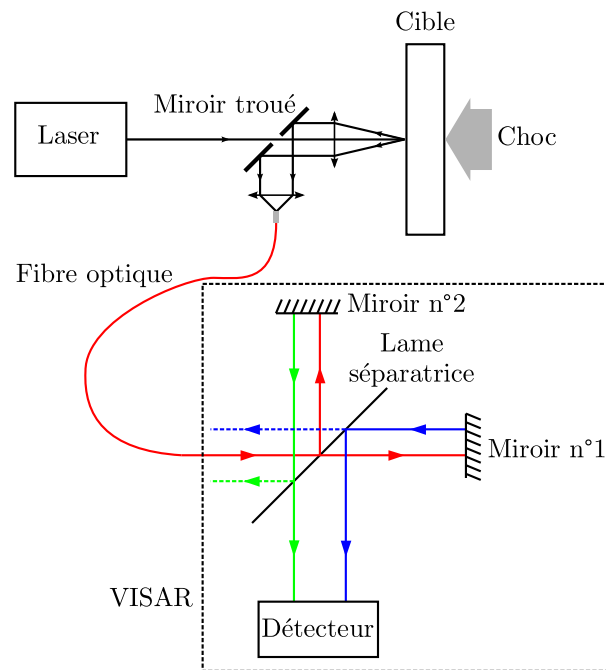


FIG. B.1: Schéma d'un système VISAR.

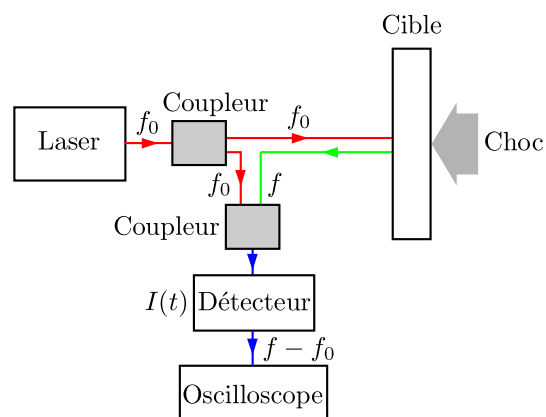


FIG. B.2: Schéma d'un système VH.

Annexe C

Modèles pour l'aluminium et le PMMA

C.1 Modèles pour l'aluminium

La réponse thermomécanique de l'aluminium est représentée par une équation d'état multiphase BLF (Bushman-Lomonosov-Fortov) [85] et une loi de comportement élastoplastique SCG (Steinberg-Cochran-Guinan). Deux modèles sont utilisés pour représenter l'endommagement de l'aluminium : un modèle de rupture instantanée à partir d'un seuil en contrainte et le modèle de Johnson.

C.1.1 Loi de comportement élastoplastique SCG

Le modèle SCG [86] est basé sur le critère de Von Mises. Le module de cisaillement G et la limite élastique Y sont reliés à la pression P , la température T et la déformation plastique équivalente ε_p à l'aide des relations suivantes :

$$G = G_0 \left(1 + \frac{G'_p \max(P; 0)}{G_0 \chi^{1/3}} + \frac{G'_T}{G_0} \max(T - 300; 0) \right) \quad (\text{C.1})$$

$$Y = Y_0 (1 + \beta(\varepsilon_p + \varepsilon_i))^n \left(1 + \frac{Y'_p \max(P; 0)}{Y_0 \chi^{1/3}} + \frac{G'_T}{G_0} \max(T - 300; 0) \right) \quad (\text{C.2})$$

où G_0 est le coefficient de cisaillement initial, Y_0 la limite d'écoulement initiale, ε_i la déformation plastique initiale, β et n les paramètres d'écrouissage. On a de plus :

$$\left. G'_p = \frac{dG}{dP} \right)_S, \quad \left. G'_T = \frac{dG}{dT} \right)_S \quad \text{et} \quad \left. Y'_p = \frac{dY}{dP} \right)_S \quad (\text{C.3})$$

et :

$$Y_0 (1 + \beta(\varepsilon_p + \varepsilon_i))^n \leq Y_{\max} \quad (\text{C.4})$$

où Y_{\max} est la limite d'écoulement maximale.

La variable $\chi = \rho/\rho_0$ représente le taux de compression volumique du matériau. Le modèle SCG considère de plus l'approximation suivante :

$$\frac{Y'_p}{Y_0} \approx \frac{G'_p}{G_0} \quad (\text{C.5})$$

Ainsi, les variations de Y et G avec la pression sont semblables.

Enfin, au-dessus de la température de fusion T_m du matériau, le module de cisaillement et la limite élastique sont pris égaux à zéro, soit :

$$G = 0 \quad \text{et} \quad Y = 0 \quad \text{pour} \quad T > T_m = T_{m_0} \chi^{2(\Gamma_0 - a - 1/3)} e^{2a(1-1/\chi)} \quad (\text{C.6})$$

où T_{m_0} est la température de fusion initiale, Γ_0 le coefficient de Grüneisen et a un paramètre de correction du coefficient de Grüneisen.

Les onze paramètres indépendants du modèle SCG s'obtiennent grâce à des essais canoniques (essais de compression simple, essais aux barres d'Hopkinson, expériences d'impact de plaques).

Le modèle SCG est implémenté dans le code Hésione et dans le code monodimensionnel. L'effet Bauschinger est également représenté à l'aide du modèle de Cochran et Guinan.

C.1.2 Fracture simple

Dans ce modèle, la rupture intervient si la contrainte franchit une tension seuil. Il s'agit d'un modèle de décohésion de nœuds à l'endroit où le critère de rupture est vérifié. Une loi d'adoucissement thermique, semblable à celle décrite pour le modèle POREQST, est utilisée pour traduire le ramollissement de la tension de fracturation lorsque l'énergie interne augmente.

C.1.3 Modèle de Johnson

Le modèle de Johnson [123] est un modèle permettant de traiter l'endommagement de matériaux ductiles. L'endommagement est caractérisé par la distension α du matériau, la tension seuil a_s , la distension initiale α_0 et le taux de croissance des pores h . Une fois la contrainte supérieure à a_s , la taille des pores augmente avec un taux de croissance égal à h . Lorsque $\alpha = \alpha_c$, la maille est rompue. La loi d'évolution de α est de la forme :

$$\dot{\alpha} = \begin{cases} 0 & \text{si } \Delta P < 0 \\ \frac{(\alpha_0 - 1)^{2/3}}{h} \alpha (\alpha - 1)^{1/3} \Delta P \text{ signe}(P) & \text{si } \Delta P \geq 0 \end{cases} \quad (\text{C.7})$$

avec

$$\Delta P = |P| - a_s \frac{2Y_0}{3\alpha} \ln \left(\frac{\alpha}{\alpha - 1} \right) \quad (\text{C.8})$$

où Y_0 est la limite élastique initiale.

Le modèle de Johnson n'est disponible que dans le code Hésione.

C.2 Modèle pour le PMMA

Le PMMA est utilisé en tant que buffer, fenêtre, impacteur ou transmetteur. Son comportement est modélisé à l'aide du modèle viscoélastique non linéaire de Schuler et Nunziato [80]. La contrainte est obtenue en résolvant l'équation différentielle d'ordre 1 suivante :

$$\dot{\sigma} = E(\varepsilon)\dot{\varepsilon} + G(\sigma, \varepsilon) \quad (\text{C.9})$$

où E est le module tangentiel et G la fonction de relaxation.

E est décrit avec une loi polynomiale en fonction de ε :

$$E(\varepsilon) = k_I + l_I\varepsilon + m_I\varepsilon^2 + n_I\varepsilon^3 \quad (\text{C.10})$$

avec k_I , l_I , m_I et n_I des paramètres.

G évolue en fonction de σ et ε en suivant la relation :

$$G(\sigma, \varepsilon) = -\frac{\sigma - \sigma_E(\varepsilon)}{\tau(\sigma, \varepsilon)} \quad (\text{C.11})$$

où $\sigma_E(\varepsilon) = (k_E + l_E\varepsilon + m_E\varepsilon^2 + n_E\varepsilon^3)\varepsilon$ définit la réponse du matériau à l'équilibre (k_E , l_E , m_E et n_E sont des paramètres) et τ est le temps de relaxation défini de la manière suivante :

$$\tau(\sigma, \varepsilon) = \begin{cases} \tau_0 \exp\left(-\frac{\sigma - \sigma_E}{k}\right) & \text{si } \sigma - \sigma_E \geq 0 \\ \tau_0 \left(2 - \exp\left(-\frac{|\sigma - \sigma_E|}{k}\right)\right) & \text{si } \sigma - \sigma_E < 0 \end{cases} \quad (\text{C.12})$$

avec τ_0 et k des paramètres.

C.3 Paramètres matériaux utilisés

Les paramètres matériaux utilisés pour les différents aluminiums et le PMMA sont présentés dans les tableaux C.1 à C.3.

C_0 (m/s)	S	ρ_0 (kg/m ³)	Γ_0
5412	1,347	2700	2,1

TAB. C.1: Paramètres de l'équation d'état multiphase BLF utilisés pour les aluminiums Al2024, Al6061-T6 et pur.

	Al2024	Al6061-T6	Al pur
G_0 (GPa)	28,6	27,6	27,1
Y_0 (MPa)	260	300	60
Y_{\max} (MPa)	760	400	480
ε_i	0	0	0
β	7000	5550	4000
n	0,185	0,1	0,27
G'_p	1,86472	1,79952	1,76692
G'_T (MPa/K)	-17,6176	-17,0016	-16,6936
T_{m0} (K)	1220	1220	1220
Γ_0	2	1,97	1,97
a	1,5	1,5	1,5

TAB. C.2: Paramètres de la loi de comportement élastoplastique SCG utilisés pour les aluminiums Al2024, Al6061-T6 et pur.

k_I (GPa)	9,031
l_I (GPa)	141,4
m_I (GPa)	-677,9
n_I (GPa)	4160
k_E (GPa)	8,979
l_E (GPa)	70
m_E (GPa)	-586,9
n_E (GPa)	1965
τ_0 (ns)	250
k (MPa)	80
ρ_0 (kg/m ³)	1185
C_0 (m/s)	2750

TAB. C.3: Paramètres du modèle de Schuler-Nunziato utilisés pour le PMMA.

Annexe D

Compléments sur les essais quasi-statiques

D.1 Modules d'Young et de compressibilité

Mousse polyuréthane		Mousse époxy	
N° échantillon	E_0 (MPa)	N° échantillon	E_0 (MPa)
1	253	1	1893
2	218	2	1877
3	234	3	1800
4	201	4	1829
5	284	6	1864
6	266	7	1772
7	180	8	1837
9	254	9	1838
10	245	10	1730
11	252	11	1872
12	235	12	1795
13	242	13	1803
14	244	15	1796
15	223	16	1810
17	254	19	1773
19	243	21	1522
22	276		

TAB. D.1: Modules d'Young et célérité des ondes élastiques déduits des essais quasi-statiques.

D.2 Évolution de l'épaisseur des éprouvettes testées au cours du temps

Mousse polyuréthane			Mousse époxy		
N° éch.	Épaisseur après essai (mm)	Épaisseur au bout d'une semaine (mm)	N° éch.	Épaisseur après essai (mm)	Épaisseur au bout d'une semaine (mm)
1	1,35	1,85	1	1,88	2,26
2	2,74	3,14	2	1,76	–
3	1,35	–	3	3,18	3,46
4	2,78	–	4	3,16	–
5	1,86	2,47	5	3,24	3,45
6	1,94	–	6	2,14	2,57
7	2,82	3,16	7	2,08	–
8	1,53	2,03	8	2,23	2,46
9	1,99	2,34	9	1,68	1,99
10	1,20	1,69	10	1,59	–
11	1,18	–	11	1,63	1,94
12	1,20	1,64	12	1,69	2,18
13	1,21	1,59	13	1,70	2,15
14	1,21	1,63	14	2,00	2,43
15	1,07	1,47	15	1,66	2,07
16	1,45	1,99	16	1,56	1,93
17	1,32	1,53	17	1,41	–
19	1,12	1,59	18	1,46	1,86
20	1,19	–	19	1,65	2,09
21	1,63	2,19	20	1,97	2,43

TAB. D.2: Comparaison entre les épaisseurs mesurées juste après les essais quasi-statiques et au bout d'une semaine.

Annexe E

Principe des mesures ATG et de la microsonde de Castaing

E.1 Mesures ATG

Le principe de l'ATG (Analyse Thermo-Gravimétrique) est de mesurer la variation de masse d'un échantillon en fonction de la température. L'appareil est une enceinte étanche constituée de deux modules distincts : une microbalance et un module contenant l'échantillon (figure E.1). La température est contrôlée à l'aide d'un four et mesurée au niveau de l'échantillon à l'aide d'un thermocouple. Le tout peut être sous atmosphère inerte (diazote ou argon). La microbalance constituée d'un fléau et d'un contrepoids est reliée à l'échantillon par un fil. La variation de masse de l'échantillon est calculée en déterminant la force nécessaire pour que le fléau de la balance reste en position horizontale.

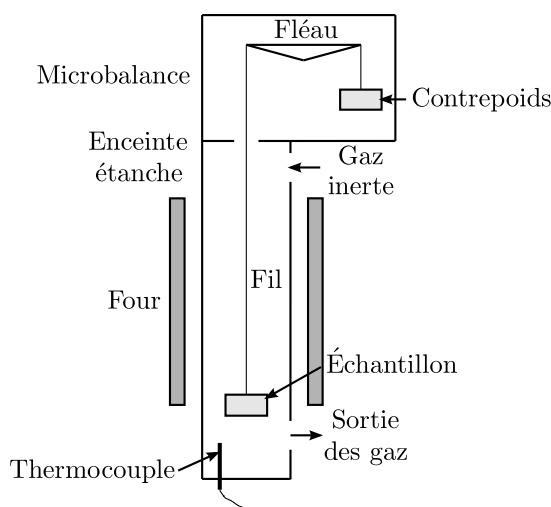


FIG. E.1: Représentation schématique d'une ATG.

E.2 Microsonde de Castaing

La microsonde de Castaing est une technique consistant à analyser le spectre des rayons X émis par un échantillon, bombardé avec des électrons. Des électrons sont émis

au niveau d'un canon à électrons, puis focalisés sur l'échantillon à l'aide de lentilles magnétiques. L'énergie d'impact est comprise entre quelques centaines et quelques dizaines de milliers d'électrons-volts (eV). Les rayons X émis par l'échantillon sont captés par des spectrographes, couplés à un Microscope Électronique à Balayage (MEB).

Annexe F

Codes de calcul

LES codes de calcul utilisés dans le cadre de cette thèse ont été développés au CEA. Il s'agit de codes dynamiques explicites lagrangiens permettant de traiter des problèmes 1D ou 2D/3D.

F.1 Code 1D

Il s'agit d'un code dynamique explicite monodimensionnel lagrangien aux différences finies. Il résout les trois équations de conservation suivantes :

$$\text{Masse : } \frac{d\rho}{dt} + \rho \operatorname{div} \vec{u} = 0 \quad (\text{F.1})$$

$$\text{Quantité de mouvement : } \rho \frac{du_i}{dt} - \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} = 0 \quad (\text{F.2})$$

$$\text{Énergie : } \rho \frac{dE}{dt} - \sigma_{ij} D_{ij} = 0 \quad (\text{F.3})$$

où d/dt est la dérivée en suivant la vitesse matérielle (dérivée particulaire) et $D_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)$ représente les composantes du tenseur des taux de déformation. Le schéma numérique est décentré en espace et en temps :

$$\text{Masse : } \frac{v_{l+1/2}^{n+1} - v_{l+1/2}^n}{\Delta t^{n+1/2}} = \frac{u_{l+1}^{n+1/2} - u_l^{n+1/2}}{\rho_0 \Delta X} \quad (\text{F.4})$$

$$\text{Quantité de mouvement : } \frac{u_l^{n+1/2} - u_l^{n-1/2}}{\Delta t^n} = \frac{\sigma_{l+1/2}^n - \sigma_{l-1/2}^n}{\rho_0 \Delta X} \quad (\text{F.5})$$

$$\text{Énergie : } E_{l+1/2}^{n+1} - E_{l+1/2}^n = \frac{\sigma_{l+1/2}^n + \sigma_{l+1/2}^{n+1}}{2} (v_{l+1/2}^{n+1} - v_{l+1/2}^n) \quad (\text{F.6})$$

où $v = 1/\rho$ est le volumique spécifique, u la vitesse matérielle, σ la contrainte, E l'énergie interne spécifique, $\Delta t^{n+1/2} = t^{n+1} - t^n$ et $\Delta t^n = t^{n+1/2} - t^{n-1/2}$ (avec $t^{n+1/2} = \frac{1}{2}(t^n + t^{n+1})$ et $t^{n-1/2} = \frac{1}{2}(t^n + t^{n-1})$) les pas de temps, ΔX le pas en espace. Les indices l portent sur la position, tandis que les exposants n portent sur le temps. Les vitesses et positions sont définies aux nœuds du maillage (indices l) et aux instants $t^{n+1/2}$. Les volumes, contraintes et énergies sont définis aux mailles (indices $l + 1/2$) et aux instants t^n .

Von Neumann et Richtmyer [124] ont introduit une variable de pseudo-viscosité numérique q , homogène à une pression, pour traiter la propagation d'onde de choc :

$$q = q_a \rho l^2 \dot{\varepsilon}^2 - q_b \rho l C \dot{\varepsilon} \quad (\text{F.7})$$

où l est une dimension caractéristique de l'élément et C la vitesse du son.

La valeur de q_a est fixée à 2 dans le code. La valeur de q_b est donnée par l'utilisateur et sert à réduire les oscillations numériques.

F.2 Code 2D et 3D

Hésione est un code d'hydrodynamique 1D, 2D et 3D. Il comprend des composantes lagrangienne, eulérienne et ALE (*Arbitrary Lagrangian Eulerian*). Nous avons utilisé la composante lagrangienne du code, basée sur la méthode des éléments finis. Elle fonctionne avec des maillages structurés et non-structurés. Comme le code 1D, ce code permet de résoudre numériquement les trois équations de conservation.

Annexe G

Prise en compte des effets visqueux dans POREQST

Le caractère visqueux de la compaction du matériau poreux est pris en compte dans le modèle POREQST à l'aide de l'équation suivante :

$$P_{\text{dyna}} = P_{\text{élastique}} - (P_{\text{élastique}} - P_{\text{com}}) \frac{\Delta t}{\tau_0} \quad (\text{G.1})$$

où $P_{\text{élastique}}$ est la pression calculée sur la surface intermédiaire, P_{com} la pression sur la surface de compaction, Δt le pas de temps et τ_0 le temps de relaxation.

L'introduction d'un temps de relaxation conduit au calcul d'états de pression (courbe en pointillés noirs sur la figure G.1) au-dessus de la courbe de compaction à l'équilibre.

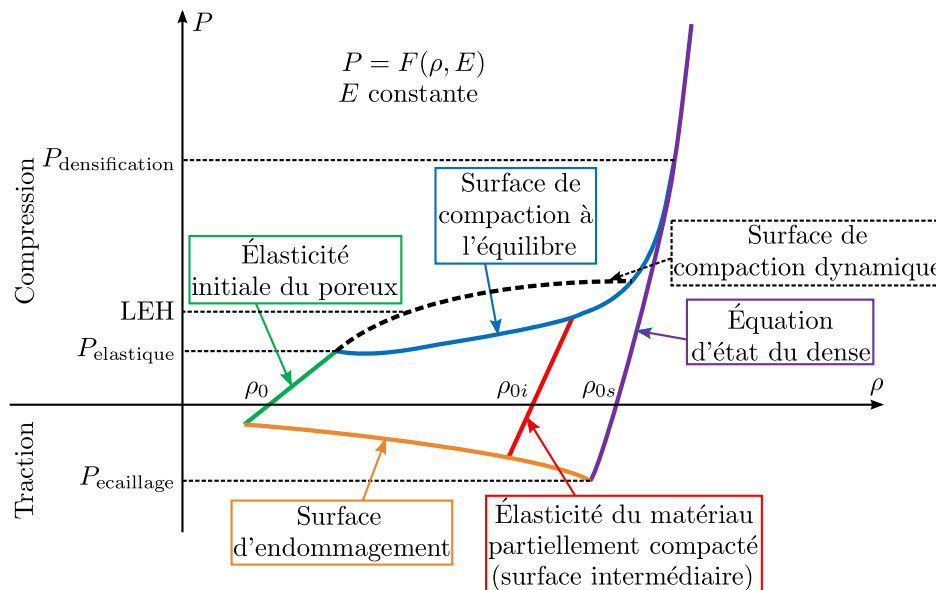
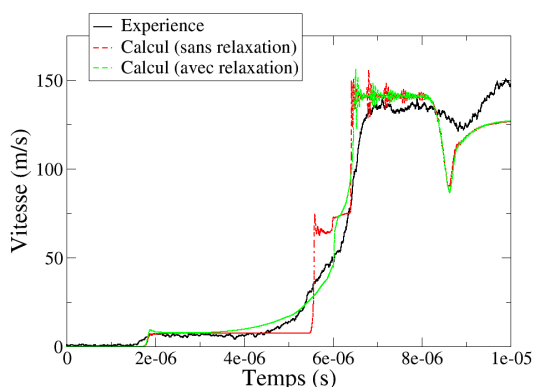


FIG. G.1: Représentation schématisée du modèle POREQST avec relaxation.

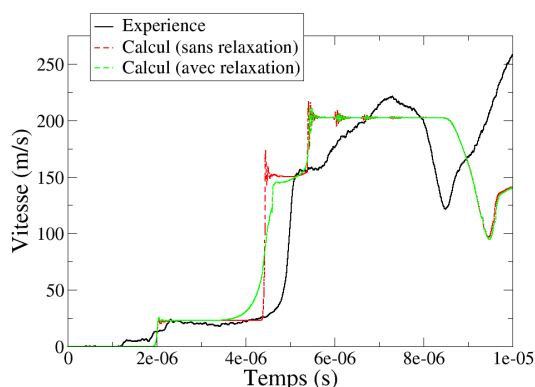
Cette forme de viscoplasticité est définie à l'aide du seul paramètre τ_0 . Après une procédure d'optimisation permettant de réduire les écarts entre les profils de vitesse mesurés et calculés, nous obtenons un temps de relaxation de 40 ns pour la mousse

polyuréthane et de 9 ns pour la mousse époxy.

Cette viscoplasticité implémentée dans le modèle POREQST permet d'améliorer, dans certains cas, les restitutions numériques. Les profils de vitesse obtenus en prenant en compte cette relaxation sont présentés sur les figures G.2 à G.6. Les corrélations expériences / calculs sont légèrement meilleures en utilisant ce modèle de compaction « viscoplastique », en tout cas pour les expériences d'impact de plaques. Nous ne notons pas d'effets significatifs sur les résultats correspondant aux expériences GEPI et laser. Les corrélations sont légèrement dégradées pour les essais CESAR. En définitive, ce modèle peut s'avérer intéressant et faire partie des prochains développements à prendre en compte dans la modélisation du comportement dynamique des mousses polymères.

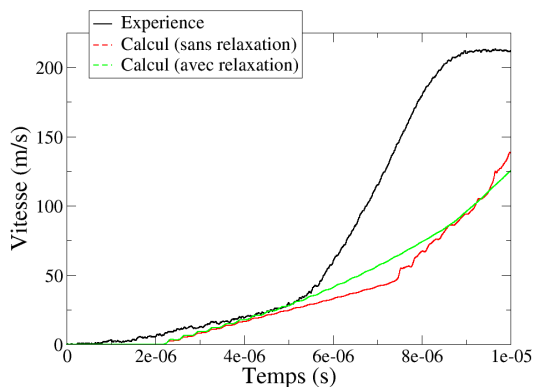


(a) Essai n°9-16 sur mousse polyuréthane.

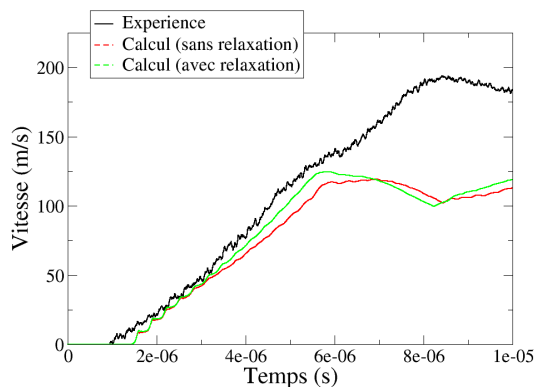


(b) Essai n°5-17 sur mousse époxy.

FIG. G.2: Comparaison expériences / calculs des profils de vitesse pour des essais SYLEX sur mousses polyuréthane et époxy, avec et sans relaxation.



(a) Mousse polyuréthane.



(b) Mousse époxy.

FIG. G.3: Comparaison expériences / calculs des profils de vitesse pour l'essai SYLEX n°11-16 sur mousses polyuréthane et époxy, avec et sans relaxation.

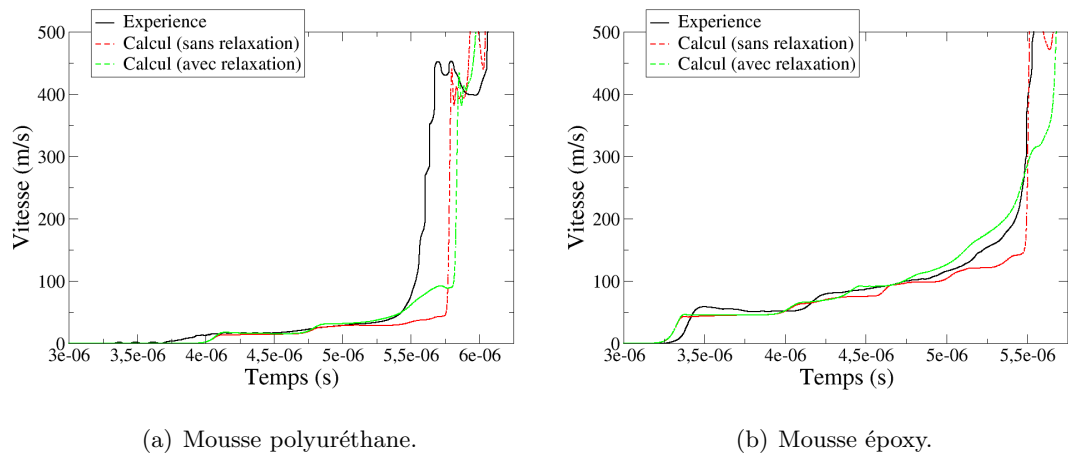


FIG. G.4: Comparaison expériences / calculs des profils de vitesse pour l'essai GEPI n°1271 sur mousses polyuréthane et époxy, avec et sans relaxation.

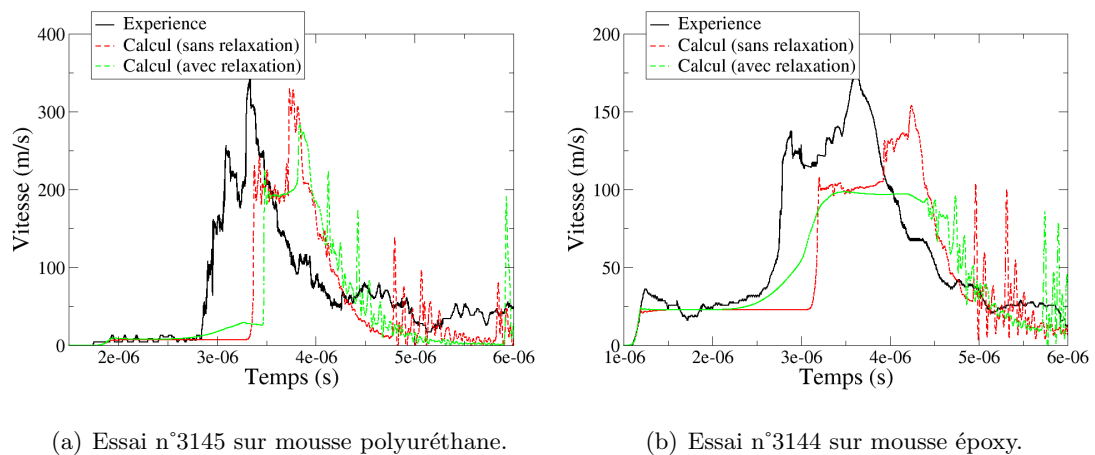


FIG. G.5: Comparaison expériences / calculs des profils de vitesse pour des essais CESAR sur mousses polyuréthane et époxy, avec et sans relaxation.

Au vu de ces résultats, nous avons tenté de construire un modèle POREQST en partant de la courbe de compaction quasi-statique et en ajoutant la fonction de relaxation définie précédemment. Les résultats présentés sur la figure G.7 ne sont pas concluants. Pour $\tau_0 = 40$ ns, le profil de vitesse est assez bien restitué pour des temps supérieurs à $5 \mu\text{s}$, mais le niveau du premier palier de vitesse (correspondant à la LEH) n'est quant à lui pas bien calculé. Pour $\tau_0 = 200$ ns, le niveau du premier palier est bien reproduit, mais la forme du profil de vitesse est mauvaise entre 3 et $6 \mu\text{s}$.

En conclusion, la définition d'un temps de relaxation constant est peut-être beaucoup trop simple pour représenter les mécanismes de relaxation viscoélastiques et viscoplastiques qui interviennent lors de la compaction dynamique des mousses polymères.

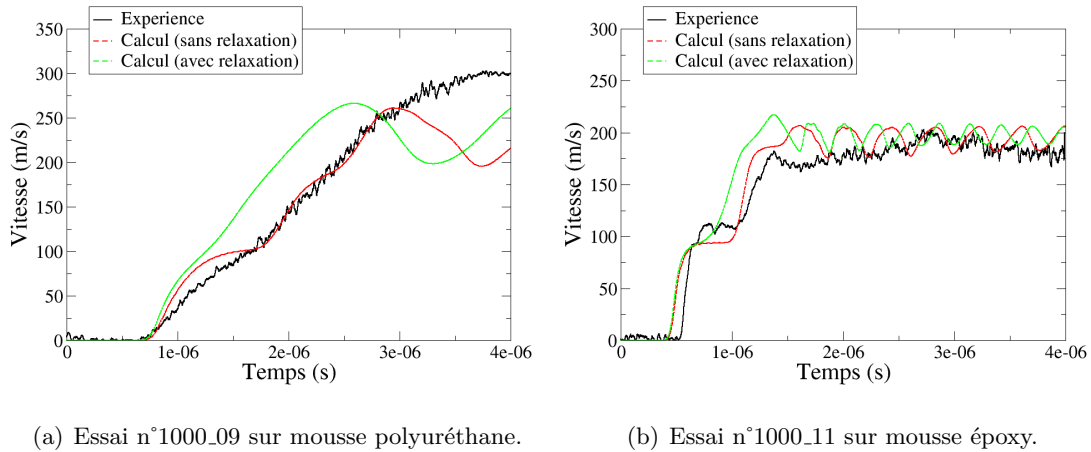


FIG. G.6: Comparaison expériences / calculs des profils de vitesse pour des essais laser sur mousses polyuréthane et époxy, avec et sans relaxation.

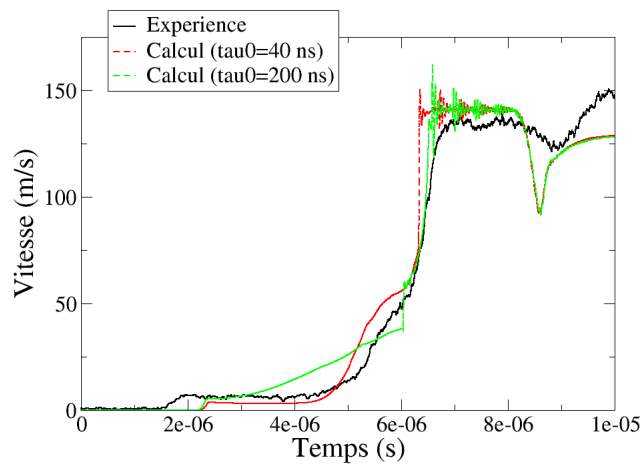


FIG. G.7: Comparaison expériences / calculs du profil de vitesse pour l'essai SYLEX n°9-16 sur mousse polyuréthane, en utilisant la courbe quasi-statique avec plusieurs temps de relaxation.

Annexe H

Compléments sur les essais laser réalisés à l’Institut P’

H.1 Observations des échantillons de mousse polyuréthane testés

Le choc laser génère un trou dans la plupart des échantillons. Cet endommagement est principalement dû aux contraintes de cisaillement élevées appliquées sur les bords de la tâche laser. Les observations au MEB de la zone endommagée permettent de bien visualiser la structure de la mousse polyuréthane.

Nous avons observé les échantillons sur la tranche après les avoir coupés en deux et métallisés. Les micrographies réalisées sur un échantillon de mousse polyuréthane sont présentées sur la figure [H.1](#).

Nous observons aux extrémités de la première micrographie, une zone non sollicitée par le laser. Les pores sont tous sphériques et la découpe au cutter est nette. Au centre de la micrographie, les pores qui ont été sollicités en cisaillement ressemblent à des coquilles d’œufs cassées. La rupture a eu lieu dans les zones les plus vulnérables, à savoir aux endroits où l’épaisseur de la paroi des pores était la plus faible. Cela explique pourquoi le faciès de rupture n’est pas régulier.

La figure [H.1\(c\)](#) montre également un agrandissement de l’une des parois qui a été rompue (zone entourée). La surface de rupture est localement franche ce qui tend à confirmer le caractère fragile de ces parois. La figure [H.1\(d\)](#) montre enfin une fissure, qui traverse plusieurs pores.

H.2 Simulations des essais avec les modèles identifiés à partir des données quasi-statiques

La figure [H.2](#) présente les comparaisons expériences / calculs obtenues en utilisant les modèles identifiés à partir des données « quasi-statiques » (*cf.* parties [5.2.2](#) et [5.3.2](#)).

Comme pour les expériences GEPI et SYLEX, les temps d’arrivée et les niveaux de vitesse correspondant au précurseur élastique ne sont pas satisfaisants.

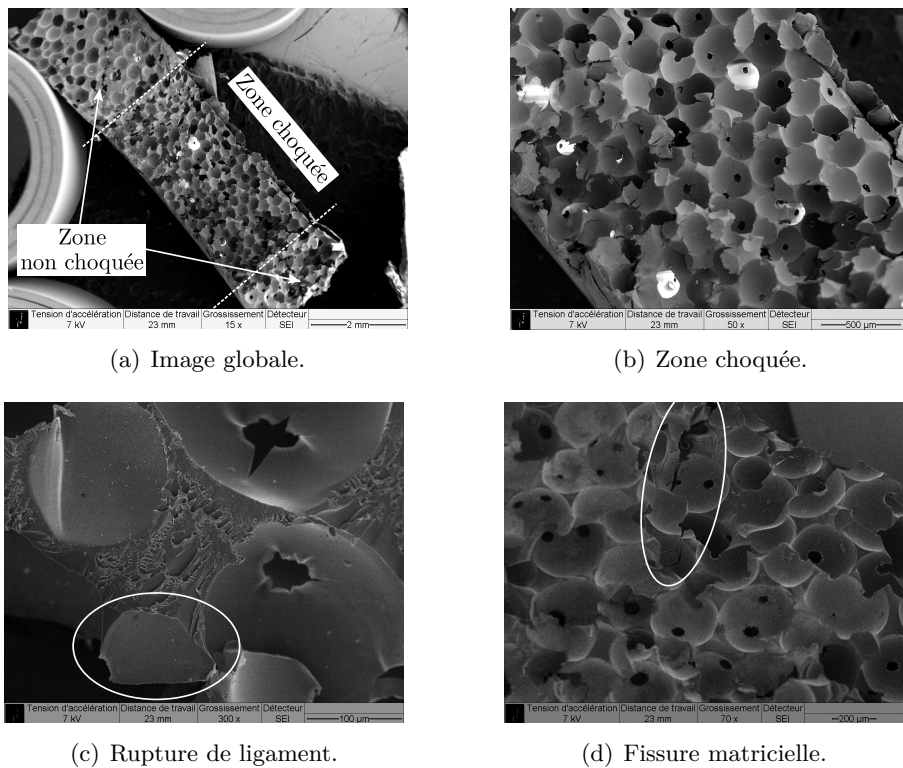


FIG. H.1: Observations au MEB d'un échantillon de mousse polyuréthane testé avec une énergie laser de 7,5 J.

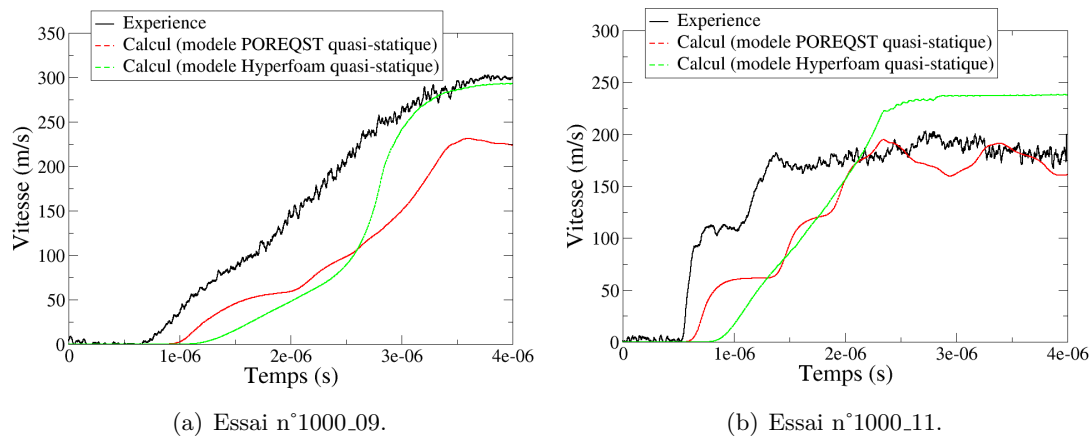


FIG. H.2: Comparaison expériences / calculs des profils de vitesse de surface libre pour les essais laser sur mousse polyuréthane et époxy en utilisant les modèles « quasi-statiques ».

H.3 Influence d'un comportement hystérétique en détente sur la réponse de la mousse polyuréthane

Dans le chapitre 5, nous avons identifié le comportement hystérétique de la mousse polyuréthane à partir des résultats des essais quasi-statiques de charge / décharge. Pour mettre en évidence son influence sur la réponse de la mousse face à des chocs laser, nous avons défini deux jeux de paramètre avec et sans hystérésis (figure H.3(a)). La

figure H.3(b) présente la comparaison entre les profils de vitesse calculés et mesurés en surface libre lors du tir laser n°1000_09.

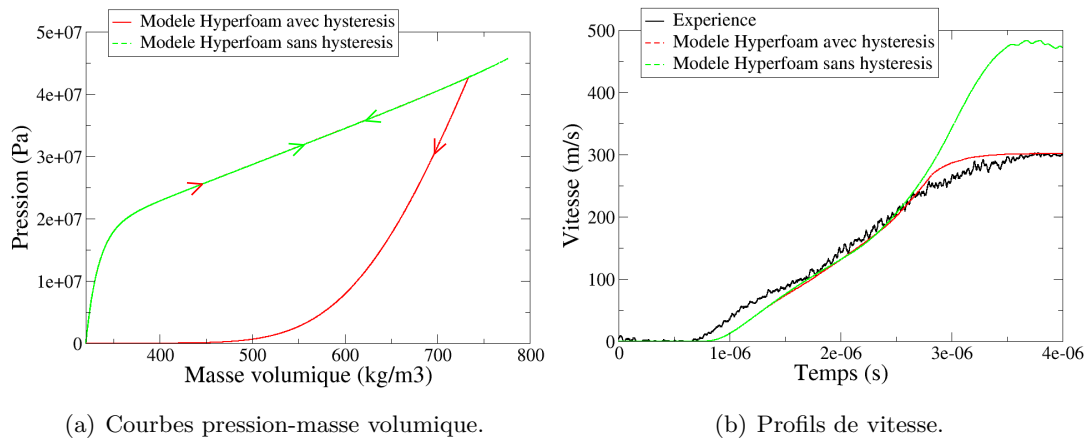


FIG. H.3: Comparaison de modèles Hyperfoam avec deux jeux de paramètre pour les détentes pour l'essai laser n°1000_09 sur mousse polyuréthane.

Nous observons des différences à partir de $2,5 \mu\text{s}$. La figure H.4 montre en effet que les profils de pression calculés au milieu de la mousse polyuréthane avec les deux modèles Hyperfoam sont différents, surtout pendant la phase de détente. En conclusion, le comportement de la mousse pendant les phases de détente n'est pas hyperélastique. Le trajet suivi en détente n'est pas identique au trajet suivi pendant la phase de compression. Le trajet qui convient le mieux est relativement proche de celui obtenu avec un modèle de type POREQST.

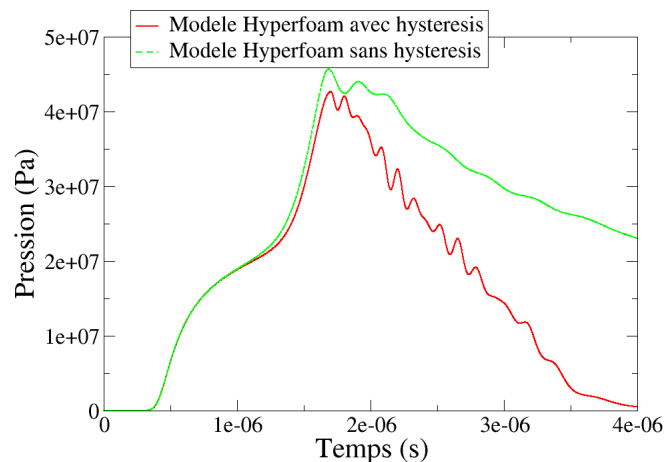


FIG. H.4: Comparaison des profils de pression en utilisant les deux modèles Hyperfoam.

H.4 Influence de la couche de colle

La colle utilisée pour assembler les échantillons d'aluminium de 250 et 12 microns à l'échantillon de mousse peut jouer un rôle important pour des chargements brefs comme ceux induits par des chocs laser. L'épaisseur de colle mesurée peut atteindre 40 microns

au niveau de chaque interface. Elle est en partie responsable de l'étalement des ondes de contrainte dans la mousse. Son comportement est représenté à l'aide d'une équation d'état de type Mie Grüneisen et d'une loi de comportement élastique parfaitement plastique.

Les figures H.5 et H.6 comparent les profils de vitesse calculés avec et sans représentation des couches de colle. L'influence de la colle est significative avec les échantillons de 1 mm.

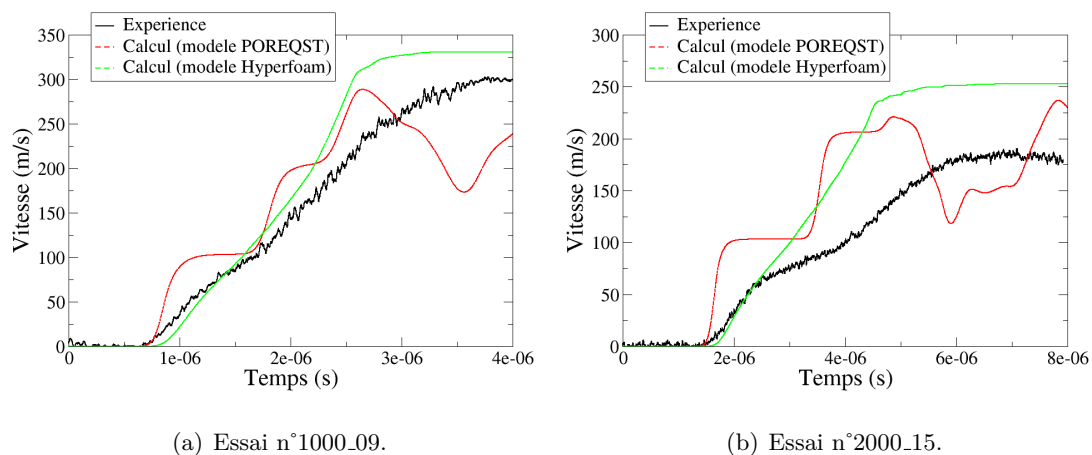


FIG. H.5: Comparaison expériences / calculs sans prise en compte des couches de colle.

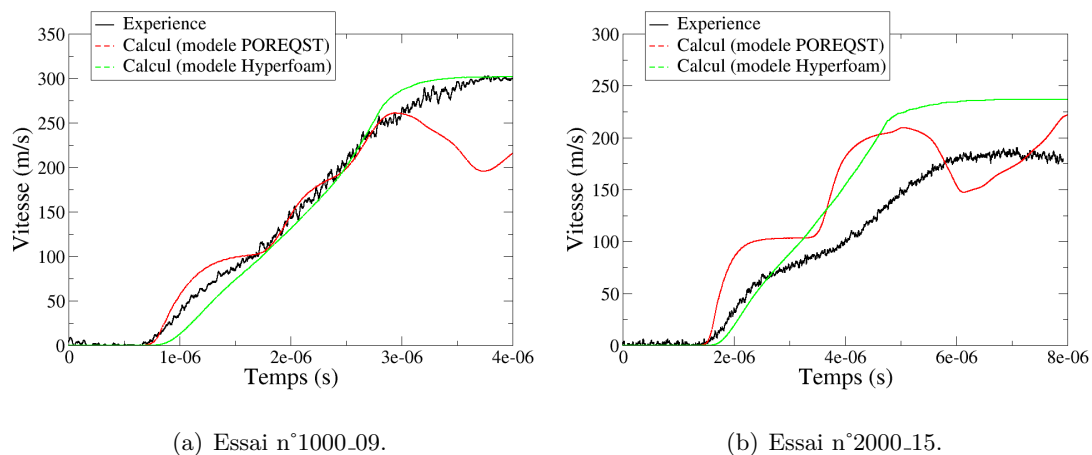


FIG. H.6: Comparaison expériences / calculs avec prise en compte des couches de colle.

Annexe I

Extrapolation à d'autres types de sollicitations

DANS ce mémoire, nous avons évalué la capacité d'atténuation de deux mousses polymères face aux chargements délivrés par des expériences de laboratoire. Dans un cadre applicatif, les chargements d'intérêt ne sont pas forcément reproductibles en laboratoire.

Pour comparer les performances des mousses, nous pouvons commencer par utiliser la méthode préconisée par Gibson et Ashby [19], qui est rappelée sur la figure 1.14. Nous pouvons tracer l'évolution de la contrainte maximale atteinte dans la mousse en fonction de l'énergie à absorber (figure I.1). Nous constatons que les deux courbes se croisent au point d'abscisse $\sigma_{\max,\text{crit}} = 96$ MPa. Cela signifie que les performances de la mousse polyuréthane sont meilleures que celles de la mousse époxy pour des niveaux de choc inférieurs à $\sigma_{\max,\text{crit}}$.

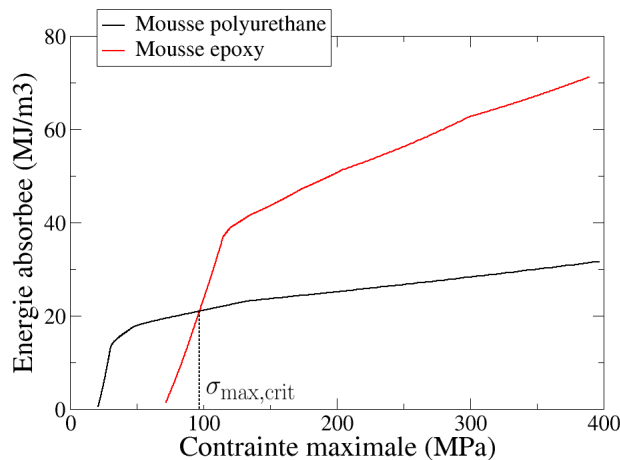


FIG. I.1: Évolution de l'énergie absorbée dans chaque mousse en fonction de la contrainte maximale.

Afin de comparer la capacité d'atténuation des mousses en fonction des caractéristiques (durée, intensité) des chargements appliqués, nous avons réalisé une série de calculs. Il

s'agit d'imposer un profil de pression en face avant d'un bloc semi-infini de mousse, de simuler la propagation de l'onde de contrainte générée et d'observer son atténuation en fonction de la distance de propagation. Les profils de pression sont définis par une montée en pression en 1 ns jusqu'à une valeur maximale, le maintien de cette contrainte maximale pendant une durée allant de quelques ns à 1 μ s, puis une détente en 1 ns jusqu'à la pression nulle. Nous avons représenté sur la figure I.2 les résultats obtenus pour une durée de 1 μ s et des intensités maximales de 200 MPa et 1 GPa. Pour chacun de ces chargements et pour les deux mousses, nous déterminons la valeur de contrainte maximale à des abscisses données.

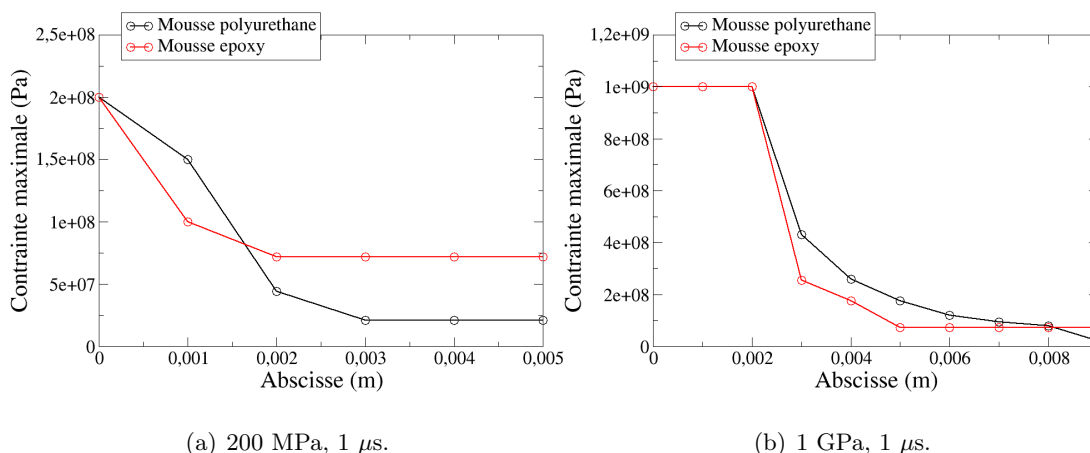


FIG. I.2: Évolution de la contrainte maximale en fonction de l'abscisse dans chaque mousse pour différents chargements.

La décroissance de la contrainte maximale en fonction de l'abscisse s'explique par le rattrapage du front de choc par la détente qui le suit, principal phénomène d'atténuation dans les matériaux poreux.

À 200 MPa, une partie du faisceau d'ondes de détente a rattrapé l'onde de compression incidente au bout de 1 mm. À 1 GPa, il faut plus de 2 mm de propagation pour voir un début d'atténuation. Ceci signifie que les capacités d'atténuation des deux mousses dépendent de l'épaisseur. Une onde de contrainte de 1 GPa et de durée 1 μ s ne pourra pas être amortie avec seulement 2 mm de mousse. Par contre, les résultats en terme d'atténuation deviennent très intéressants à partir de 3 à 4 mm d'épaisseur. Ceci peut avoir son importance au moment du dimensionnement d'un système de protection.

Bibliographie

- [1] E. Del Prete. *Choc et onde de souffle dans les mousses aqueuses. Étude expérimentale et modélisation numérique*. PhD thesis, Université de Rouen, 2012. (Cité pp.1 et 6)
- [2] F. Ballanger. *Confinement de la détonation d'un objet explosif par mousse aqueuse sèche. Étude expérimentale et numérique*. PhD thesis, École Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique, 2016. (Cité pp.1 et 6)
- [3] F. Longy. *Déformation et endommagement de céramiques soumises à un choc intense : aspects macro et micromécaniques*. PhD thesis, Université de Limoges, 1987. (Cité p.1)
- [4] A. Cosculluela. *Plasticité, endommagements et rupture des alumines sous sollicitations dynamiques triaxiales : influence de la taille des grains*. PhD thesis, Université de Bordeaux I, 1992. (Cité p.1)
- [5] J. Cagnoux. *Caractérisation dynamique de nouvelles céramiques pour blindages (TiB₂, B₄C, SiC)*. Technical report, Rapport CEG n°T94-45, 1994. (Cité p.1)
- [6] J. Y. Tranchet. *Comportement de deux matériaux fragiles polycristallins sous l'effet de la propagation d'une onde sphérique divergente*. PhD thesis, Université de Bordeaux I, 1994. (Cité p.1)
- [7] N. H. Murray. *The response of alumina ceramics to plate impact loading*. PhD thesis, 1997, Magdalene College, Cambridge. (Cité p.1)
- [8] F. Malaise. *Réponse d'une céramique à l'impact d'un barreau à grande vitesse (1500 m/s). Croisement essais dynamiques - modélisation numérique*. PhD thesis, École Nationale Supérieure d'Arts et Métiers, 1999. (Cité p.1)
- [9] B. Erzar. *Écaillage, cratérisation et comportement en traction dynamique de bétons sous impact : approches expérimentales et modélisation*. PhD thesis, Université Paul Verlaine - Metz, 2010. (Cité p.1)
- [10] S. Bonnan. *Modélisation mésomécanique du comportement sous choc de l'aluminium poreux – Validation expérimentale*. PhD thesis, École Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique, 1996. (Cité pp.1 et 20)
- [11] F. A. O. Fernandes, R. T. Jardin, A. B. Pereira, and R. J. Alves de Sousa. Comparing the mechanical performance of synthetic and natural cellular materials. *Materials & Design*, 82:335–341, 2015. (Cité pp.5 et 7)

- [12] J. P. Yvrard. *Expérimentation et modélisation du comportement mécanique du polystyrène expansé*. PhD thesis, Université des Sciences et Technologies de Lille, 1998. (Cité pp.5 et 7)
- [13] L. Di Landro, G. Sala, and D. Olivieri. Deformation mechanisms and energy absorption of polystyrene foams for protective helmets. *Polymer Testing*, 21: 217–228, 2002. (Cité pp.5 et 7)
- [14] A. Pellegrino, V. L. 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*, 75:214–221, 2015. (Cité pp.5, 7 et 17)
- [15] S. H. Goods, C. L. Neuschwanger, C. Henderson, and D. M. Skala. Mechanical properties and energy absorption characteristics of a polyurethane foam. Technical report, Sandia National Laboratories, 1997. (Cité pp.5, 7 et 16)
- [16] J. C. Gowda. *A flexible syntactic foam for shock mitigation*. PhD thesis, North Carolina A&T State University, 2011. (Cité p.5)
- [17] Dictionnaire Larousse, 2017. URL www.larousse.fr/dictionnaires/francais. (Cité p.5)
- [18] M. Monloubou. *Interaction d'une onde de souffle avec une mousse liquide : atténuation et rupture*. PhD thesis, Université de Rennes 1, 2015. (Cité p.6)
- [19] L. J. Gibson and M. F. Ashby. *Cellular solids: Structure and properties - Second edition*. Cambridge University Press, 1997. (Cité pp.6, 7, 8, 9, 16, 17, 18, 19, 20, 29, 31, 34, 81 et 181)
- [20] P. Del-Gallo and D. Gary. Procédé d'élaboration d'une mousse céramique à résistance mécanique renforcée pour emploi comme support de lit catalytique, February 17 2011. URL www.google.com/patents/WO2011018568A1?cl=fr. WO Patent App. PCT/FR2010/051,482. (Cité p.6)
- [21] J. S. Blazy. *Comportement mécanique des mousses d'aluminium : caractérisations expérimentales sous sollicitations complexes et simulations numériques dans le cadre de l'élasto-plasticité compressible*. PhD thesis, École des Mines de Paris, 2003. (Cité p.7)
- [22] S. Lee, F. Barthelat, N. Moldovan, H. D. Espinosa, and H. N. G. Wadley. Deformation rate effects on failure modes of open-cell Al foams and textile cellular materials. *International Journal of Solids and Structures*, 43:53–73, 2006. (Cité p.7)
- [23] V. S. Deshpande and N. A. Fleck. High strain rate compressive behaviour of aluminium alloy foams. *International Journal of Impact Engineering*, 24:277–298, 2000. (Cité p.7)
- [24] 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*, 31:509–521, 2005. (Cité pp.7, 13 et 14)
- [25] J. Ribeiro, J. Campos, I. Plaksin, and R. Mendes. Shock wave propagation process in epoxy syntactic foams. In *AIP Conference Proceedings*, 2002. (Cité p.7)

- [26] P. Li, N. Petrinic, C. R. Siviour, R. Froud, and J. M. Reed. Strain rate dependent compressive properties of glass microballoon epoxy syntactic foams. *Materials Science and Engineering A*, 515:19–25, 2009. (Cité pp.7 et 17)
- [27] P. Viot, K. Shankar, and D. Bernard. Effect of strain rate and density on dynamic behaviour of syntactic foam. *Composite Structures*, 86:314–327, 2008. (Cité pp.7 et 16)
- [28] J. R. Maw, N. J. Whitworth, and R. B. Holland. Multiple shock compression of polyurethane and syntactic foams. In *AIP Conference Proceedings*, 1996. (Cité pp.7 et 76)
- [29] H. Jmal. *Identification du comportement quasi-statique et dynamique de la mousse de polyuréthane au travers de modèles à mémoire*. PhD thesis, Université de Haute Alsace, 2012. (Cité pp.10 et 17)
- [30] M. Razmara, S. H. Saidpour, and S. Arunchalam. DMA investigation on polyurethane (PUR). In *International Conference on Fascinating Advancement in Mechanical Engineering*, 2008. (Cité p.11)
- [31] B. Hopkinson. A method of measuring the pressure produced in the detonation of high explosives or by the impact of bullets. In *Proceedings of the Royal Society of London*, 1914. (Cité p.13)
- [32] H. Kolsky. An investigation of the mechanical properties of materials at very high rates of loading. In *Proceedings of the Physical Society of London*, 1949. (Cité p.13)
- [33] A. S. Khan and C. Hsiao. On the use of electrical-resistance foil strain gages for plastic-wave studies in solids. *Experimental Mechanics*, 28:254–258, 1988. (Cité p.13)
- [34] S. P. Marsh. *LASL shock Hugoniot data*. University of California Press, 1980. (Cité pp.14, 15, 29, 33, 53, 60 et 76)
- [35] E. Zaretsky, Z. Asaf, E. Ran, and F. Aizik. Impact response of high density flexible polyurethane foam. *International Journal of Impact Engineering*, 39:1–7, 2012. (Cité pp.14, 15, 16, 18 et 19)
- [36] D. M. Dattelbaum, J. D. Coe, C. B. Kiyanda, R. L. Gustavsen, and B. M. Patterson. Reactive, anomalous compression in shocked polyurethane foams. *Journal of Applied Physics*, 115:174908, 2014. (Cité pp.14, 15 et 16)
- [37] D. Laporte. *Analyse de la réponse d'assemblages collés sous des sollicitations en dynamique rapide. Essais et modélisations*. PhD thesis, École Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique, 2011. (Cité pp.15 et 76)
- [38] S. Ouellet, D. Cronin, and M. Worswick. Compressive response of polymeric foams under quasi-static, medium and high strain rate conditions. *Polymer Testing*, 25:731–743, 2006. (Cité pp.16 et 18)
- [39] J. A. Bryson. Impact response of polyurethane. Master's thesis, Washington State University, 2009. (Cité p.16)

- [40] W. Chen, F. Lu, and N. Winfree. High-strain-rate compressive behavior of a rigid polyurethane foam with various densities. *Experimental Mechanics*, 42:65–73, 2002. (Cité p.16)
- [41] M. E. Kipp, L. C. Chhabildas, W. D. Reinhart, and M. K. Wong. Polyurethane foam impact experiments and simulations. In *AIP Conference Proceedings*, 1999. (Cité pp.16, 21 et 76)
- [42] D. Eaves. *Handbook of polymer foams*. Rapra Technology Limited, 2004. (Cité pp.16 et 27)
- [43] S. Youssef. *Étude par tomographie X et modélisation par éléments finis du comportement mécanique des mousses solides*. PhD thesis, Institut National des Sciences Appliquées de Lyon, 2004. (Cité pp.16 et 133)
- [44] Z. H. Tu, V. P. W. Shim, and C. T. Lim. Plastic deformation modes in rigid polyurethane foam under static loading. *International Journal of Solids and Structures*, 38:9267–9279, 2001. (Cité p.17)
- [45] M. C. Saha, H. Mahfuz, U. K. Chakravarty, M. Uddin, M. E. Kabir, and S. Jeelani. Effect of density, microstructure, and strain rate on compression behavior of polymeric foams. *Materials Science and Engineering A*, 406:328–336, 2005. (Cité pp.17 et 18)
- [46] H. Jin, W. Y. Lu, S. Scheffel, T. D. Hinnerichs, and M. K. Neisen. Full-field characterization of mechanical behavior of polyurethane foams. *International Journal of Solids and Structures*, 44:6930–6944, 2007. (Cité p.17)
- [47] W. Y. Lu. Mechanical characterization of rigid polyurethane foams. Technical report, Sandia National Laboratories, 2014. (Cité pp.17, 46 et 48)
- [48] C. Briody, B. Duignan, S. Jerrams, and J. Tiernan. The implementation of a visco-hyperelastic numerical material model for simulating the behaviour of polymer foam materials. *Computational Materials Science*, 64:47–51, 2012. (Cité p.17)
- [49] X. Yang, Y. Xia, and Q. Zhou. Influence of stress softening on energy-absorption capability of polymeric foams. *Materials and Design*, 32:1167–1176, 2011. (Cité p.18)
- [50] M. K. Neilsen, W. Y. Lu, W. M. Scherzinger, T. D. Hinnerichs, and C. S. Lo. Unified Creep Plasticity Damage (UCPD) model for rigid polyurethane foams. Technical report, Sandia National Laboratories, 2015. (Cité p.18)
- [51] G. Subhash, Q. Liu, and X. L. Gao. Quasistatic and high strain rate uniaxial compressive response of polymeric structural foams. *International Journal of Impact Engineering*, 32:1113–1126, 2006. (Cité p.18)
- [52] J. D. Ferry. *Viscoelastic properties of polymers*. John Wiley & Sons, 1961. (Cité p.18)
- [53] T. Thomas, H. Mahfuz, L. A. Carlsson, K. Kanny, and S. Jeelani. Dynamic compression of cellular cores: temperature and strain rate effects. *Composite Structures*, 58:505–512, 2002. (Cité p.18)
- [54] W. Herrmann. Constitutive equation for the dynamic compaction of ductile porous materials. *Journal of Applied Physics*, 40:2490–2499, 1969. (Cité pp.20 et 22)

- [55] M. M. Carroll and A. C. Holt. Static and dynamic pore-collapse relations for ductile porous materials. *Journal of Applied Physics*, 43:1626–1636, 1972. (Cité p.20)
- [56] A. L. Gurson. *Continuum theory of ductile rupture by void nucleation and growth: Yield criteria and flow rules for porous ductile media*. Division of Engineering, Brown University, 1975. (Cité pp.20 et 24)
- [57] L. Seaman, R. E. Tokheim, and D. R. Curran. Computational representation of constitutive relations for porous materials. Technical report, Stanford Research Institute, 1974. (Cité pp.20, 23 et 72)
- [58] Simulia. *Analysis User's Manual*. Abaqus/CAE, 2010. (Cité pp.20 et 88)
- [59] A. Vandenbroucke. *Étude du comportement mécanique pour différentes températures d'un élastomère : caractérisations expérimentale et numérique*. PhD thesis, Université de Bretagne Sud, 2010. (Cité pp.20 et 24)
- [60] A. N. Gent and A. G. Thomas. Mechanics of foamed elastic materials. *Rubber Chemistry and Technology*, 36:597–610, 1963. (Cité p.20)
- [61] M. Laroussi. *Modélisation du comportement des mousses solides à porosité ouverte : Une approche micromécanique*. PhD thesis, École Nationale des Ponts et Chaussées, 2002. (Cité pp.20 et 22)
- [62] W. L. Ko. Deformations of foamed elastomers. *Journal of Cellular Plastics*, 1: 45–50, 1965. (Cité p.20)
- [63] J. Thouvenin. Action d'une onde de choc sur un solide poreux. *Journal de Physique*, 27:183–189, 1966. (Cité pp.21 et 151)
- [64] N. Lelong and D. Rochais. Évaluation des capacités de la Material Point Method (MPM) à résoudre la compression dynamique d'une mousse de polyuréthane. Technical report, Réunion CEA-LR, 2015. (Cité p.22)
- [65] URL uintah.utah.edu. (Cité p.22)
- [66] J. K. Mckenzie. The elastic constants of a solid containing spherical holes. In *Proceedings of the Physical Society*, 1950. (Cité pp.23 et 75)
- [67] F. Malaise, J. M. Favier, D. Hébert, and C. Tallaron. Modélisation de la compaction dynamique d'une mousse. In *Séminaire RSP²*, 2009. (Cité p.23)
- [68] M. Mooney. A theory of large elastic deformation. *Journal of Applied Physics*, 11: 582–592, 1940. (Cité p.23)
- [69] R. S. Rivlin. *Large elastic deformation of isotropic materials : 4. Further developments of the general theory*. Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series, 1948. (Cité p.23)
- [70] R. Barthélémy, N. Jacques, S. Kerampran, and F. Vermeersch. Modelling of micro-inertia effects in closed-cell foams with application to acoustic and shock wave propagation. *International Journal of Solids and Structures*, 97-98:445–457, 2016. (Cité p.24)

- [71] V. Tvergaard. Influence of voids on shear band instabilities under plane strain conditions. *International Journal of Fracture*, 17:389–407, 1981. (Cité p.24)
- [72] Y. Marotel. Polyuréthannes. *Techniques de l'Ingénieur Plastiques et Composites*, AM3425:1–18, 2000. (Cité p.27)
- [73] C. L. Mader and W. J. Carter. An equation of state for shocked polyurethane foam. Technical report, Los Alamos Scientific Laboratory of the University of California, 1968. (Cité p.29)
- [74] C. Delhomme and D. Lespiaux. Communication privée. (Cité p.33)
- [75] P. Pradel, F. Malaise, and T. de Rességuier. Étude de la compaction dynamique de mousses polymères : Expériences et modélisation. In *Journée des Doctorants – Institut P'*, 2017. (Cité pp.37, 53, 124 et 133)
- [76] P. Pradel, F. Malaise, T. de Rességuier, C. Delhomme, G. Le Blanc, and J. H. Quessada. Dynamic compaction of polyurethane foam: Experiments and modelling. *EPJ – Special Topics*, --, 2018. (Cité pp.37, 53 et 61)
- [77] F. Malaise, P. Pradel, C. Delhomme, G. Le Blanc, J. H. Quessada, C. Thessieux, B. Birel, A. Galtié, and F. Lavaud-Davi. Modélisation de mousses polymères sous sollicitations intenses : comparaisons expériences / calculs. In *Séminaire RSP²*, 2017. (Cité pp.37, 53 et 106)
- [78] M. A. Meyers. *Dynamic behavior of materials*. Wiley, 1994. (Cité pp.53 et 151)
- [79] P. Pradel, F. Malaise, T. de Rességuier, C. Delhomme, B. Cadilhon, J. H. Quessada, and G. Le Blanc. Stress wave propagation and mitigation in two polymeric foams. In *20th APS-SCCM Conference*, 2017. (Cité pp.53 et 124)
- [80] K. W. Schuler and J. W. Nunziato. The dynamic mechanical behavior of polymethyl methacrylate. *Rheologica Acta*, 13:773–781, 1974. (Cité pp.60, 61 et 165)
- [81] L. M. Barker and R. E. Hollenbach. Shock-wave studies of PMMA, fused silica, and sapphire. *Journal of Applied Physics*, 41:4208, 1970. (Cité pp.60 et 61)
- [82] K. W. Schuler. Propagation of steady shock waves in polymethyl methacrylate. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, 18:277, 1970. (Cité pp.60 et 61)
- [83] P. L. Hereil, F. Lassalle, and G. Avriilaud. GEPI : An ICE generator for dynamic material characterisation and hypervelocity impact. In *AIP Conference Proceedings*, 2004. (Cité p.61)
- [84] C. A. Hall. Isentropic compression experiments on the Sandia Z accelerator. *Physics of Plasmas*, 7:2069–2075, 2000. (Cité p.61)
- [85] A. V. Bushman, I. V. Lomonosov, and V. E. Fortov. Equations of state for metals at high energy density. In *Institute of Problems of Chemical Physics*, 1992. (Cité pp.64, 153 et 163)
- [86] D. J. Steinberg, S. G. Cochran, and M. W. Guinan. A constitutive model for metals applicable at high-strain rate. *Journal of Applied Physics*, 51:1498–1504, 1980. (Cité pp.64 et 163)

- [87] V. I. Romanchenko and G. V. Stepanov. Dependence of the critical stresses on the loading time parameters during spall in copper, aluminum, and steel. *Journal of Applied Mechanics and Technical Physics*, 21:555–561, 1980. (Cité p.64)
- [88] L. C. Hudson. Computational studies of sympathetic detonation between two axially adjacent, cased charges of H6. In *Proceedings of American Physical Society Topical Conference*, 1991. (Cité p.76)
- [89] L. Mullins. Effect of stretching on the properties of rubber. *Rubber Chemistry and Technology*, 21:281–300, 1948. (Cité p.89)
- [90] L. Mullins. Softening of rubber by deformation. *Rubber Chemistry and Technology*, 42:339–362, 1969. (Cité p.89)
- [91] L. Mullins and N. R. Tobin. Theoretical model for the elastic behaviour of filler-reinforced vulcanized rubbers. *Rubber Chemistry and Technology*, 30:551–571, 1957. (Cité p.89)
- [92] L. Mullins and N. R. Tobin. Stress softening in rubber vulcanizates. Part I. Use of a strain amplification factor to describe the elastic behaviour of filler-reinforced vulcanized rubber. *Journal of Applied Polymer Science*, 9:2993–3009, 1965. (Cité p.89)
- [93] G. Del Piero and G. Pampolini. Un modèle viscoélastique pour la réponse des mousses polymériques à la compression cyclique. *Mécanique & Industries*, 10: 261–266, 2009. (Cité p.91)
- [94] G. Pampolini. *Les propriétés mécaniques des mousses polymériques à cellules ouvertes : expériences, modèle théorique et simulations numériques*. PhD thesis, Université de Provence, 2010. (Cité p.91)
- [95] H. J. Qi and M. C. Boyce. Stress-strain behavior of thermoplastic polyurethane. *Mechanics of Materials*, 37:817–839, 2005. (Cité p.91)
- [96] A. Dorfmann and R. W. Ogden. A constitutive model for the Mullins effect with permanent set in particle-reinforced rubber. *International Journal of Solids and Structures*, 41:1855–1878, 2004. (Cité p.91)
- [97] L. Voisin, B. Bicrel, T. Desanlis, A. Galtié, D. Hébert, J. P. Lasserre, Y. Loreau, and A. Serrand. Intense pulsed electron beam: Application to materials studies. In *Proceedings of 3rd Euro-Asian Pulsed Power Conference*, 2011. (Cité p.106)
- [98] P. Pradel, F. Malaise, B. Cadilhon, C. Delhomme, and T. de Rességuier. Investigation of polyurethane foam shock mitigation by using high energy charged particle beams. In *1st International Conference on Impact Loading of Structures and Materials*, 2016. (Cité p.106)
- [99] P. Pradel, F. Malaise, B. Cadilhon, C. Delhomme, and T. de Rességuier. Étude de la compaction sous choc de mousses expansées : Essais et modélisation. In *École d'automne GDR CHOCOLAS*, 2016. (Cité p.106)
- [100] L. J. Lorence, J. E. Morel, and G. D. Valdez. Physics guide to CEPXS: A multigroup coupled electron-photon cross-section generating code. Technical report, Los Alamos National Laboratory, 1989. (Cité p.107)

- [101] P. Maury and J. Gardelle. Communication privée. . (Cité p.110)
- [102] T. Antoun, L. Seaman, D. R. Curran, G. I. Kanel, S. V. Razorenov, and A. V. Utkin. *Spall fracture*. Springer, 2002. (Cité p.111)
- [103] D. R. Ek and J. R. Asay. The stress and strain-rate dependence of spall strength in two aluminum alloys. In *Shock Waves in Condensed Matter*, 1986. (Cité p.112)
- [104] L. Berthe. *Processus de claquage de milieux transparents sous irradiation laser. Application au choc laser en régime de confinement par eau*. PhD thesis, Université de Paris Sud, Orsay, 1998. (Cité p.123)
- [105] M. Arrigoni. *Étude de l'influence des rugosités d'interface, de porosités et de l'épaisseur d'échantillon sur la propagation des chocs laser dans des systèmes revêtus. Application au procédé LASAT (LASer Adhérence Test)*. PhD thesis, Université de Poitiers, 2004. (Cité p.123)
- [106] E. Gay, L. Berthe, M. Boustie, M. Arrigoni, and M. Trombini. Study of the response of CFRP composite laminates to a laser-induced shock. *Composites: Part B*, 64: 108–115, 2014. (Cité p.123)
- [107] A. Perrier, R. Ecault, F. Touchard, M. V. Urriza, J. Baillargeat, L. Chocinski-Arnault, and M. Boustie. Towards the development of laser shock test for mechanical characterisation of fibre/matrix interface in eco-composites. *Polymer Testing*, 44: 125–134, 2015. (Cité p.123)
- [108] R. Ecault, F. Touchard, M. Boustie, L. Berthe, and N. Dominguez. Numerical modeling of laser-induced shock experiments for the development of the adhesion test for bonded composite materials. *Composite Structures*, 152:382–394, 2016. (Cité p.123)
- [109] L. Signor. *Contribution à la caractérisation et à la modélisation du micro-écaillage de l'étain fondu sous choc*. PhD thesis, École Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique, 2008. (Cité p.123)
- [110] L. Signor, T. de Rességuier, A. Dragon, G. Roy, A. Fanget, and M. Faessel. Investigation of fragments size resulting from dynamic fragmentation in melted state of laser shock-loaded tin. *International Journal of Impact Engineering*, 37: 887–900, 2010. (Cité p.123)
- [111] C. Roland. *Éjection de micro-jets depuis des défauts de surface dans les échantillons métalliques soumis à des chocs lasers*. PhD thesis, École Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique, 2017. (Cité p.123)
- [112] T. de Rességuier, H. He, and P. Berterretche. Use of laser-accelerated foils for impact study of dynamic material behaviour. *International Journal of Impact Engineering*, 31:945–956, 2005. (Cité p.123)
- [113] P. Pradel, F. Malaise, T. de Rességuier, and C. Delhomme. Laser-driven shock experiments to investigate mitigation ability of polymeric foams. In *12th International DYMAT Conference*, 2018. (Cité p.124)

- [114] J. Grün, R. Decoste, B. H. Ripin, and J. Gardner. Characteristics of ablation plasma from planar, laser-driven targets. *Applied Physics Letters*, 39:545–547, 1981. (Cité p.125)
- [115] D. Loison. *Étude expérimentale et numérique du micro écaillage de cibles métalliques soumises à des chocs laser*. PhD thesis, École Nationale Supérieure de Mécanique et d’Aérotechnique, 2012. (Cité pp.133 et 151)
- [116] P. Pradel, T. de Ressaiguier, F. Malaise, A. Rack, M. Olbinado, V. Cantelli, M. Castaing, Y. Rouchausse, L. Berthe, C. Delhomme, J. Grenzer, D. Loison, B. Jodar, and S. Boyer. Use of ultrafast radiography to investigate dynamic compaction of polymeric foams. In *Workshop DYCOMAX – ESRF*, 2017. (Cité p.133)
- [117] M. Olbinado, V. Cantelli, O. Mathon, S. Pascarelli, J. Grenzer, A. Pelka, M. Roedel, I. Prencipe, A. Laso, U. Helbig, D. Kraus, U. Schramm, T. Cowan, M. Scheel, P. Pradel, T. de Ressaiguier, and A. Rack. Ultra high-speed imaging of laser-induced shock compression using synchrotron light. *Journal of Physics D: Applied Physics*, -:-, 2017. (Cité p.133)
- [118] ESRF, 2017. URL www.esrf.eu. (Cité p.133)
- [119] F. Grotto and V. Jaulin. BE Radioss : Compaction d’une mousse. Rapport de bureau d’études, 2017. (Cité p.140)
- [120] T. Tho. Propagation d’un choc laser dans une mousse polyuréthane. Master’s thesis, , 2017. (Cité p.140)
- [121] P. Bauer, A. Chinnayya, and T. de Ressaiguier. *Ondes de choc et détonations. De la théorie aux applications*. Éditions Ellipses, 2015. (Cité p.151)
- [122] G. Prudhomme. *Étude des nuages de particules éjectées sous choc : apports de la Vélocimétrie Hétérodyne*. PhD thesis, École Nationale Supérieure d’Arts et Métiers, 2014. (Cité p.161)
- [123] J. N. Johnson. Dynamic fracture and spallation in ductile solids. *Journal of Applied Physics*, 52:2812–2825, 1981. (Cité p.164)
- [124] J. von Neumann and R. Richtmyer. A method for the numerical calculation of hydrodynamic shocks. *Journal of Applied Physics*, 21:232–237, 1950. (Cité p.172)

Étude de la compaction dynamique de mousses polymères : Expériences et modélisation

Résumé

Les mousses polymères trouvent de nombreuses applications industrielles en tant qu'isolants thermiques, matériaux de structuration ou atténuateurs de choc. En effet, il s'agit de matériaux légers, possédant un excellent rapport masse / rigidité, et demandant de faibles coûts de production. Une des applications envisagées par le CEA est la protection de structures face à des chargements mécaniques générés lors d'irradiations laser ou lors d'impacts de débris micrométriques.

L'objectif principal de cette thèse est d'évaluer la capacité d'atténuation d'une mousse expansée en polyuréthane rigide et d'une mousse syntactique à matrice époxy face à des sollicitations dynamiques extrêmement rapides ($> 10^6 \text{ s}^{-1}$) et intenses ($> 10 \text{ GPa}$).

Des essais quasi-statiques de compression / décompression et des expériences dynamiques ont été réalisés pour analyser le comportement de ces deux mousses pour des vitesses de déformation allant de 10^{-3} à 10^6 s^{-1} . L'analyse des résultats expérimentaux montre que ces mousses polymères ont une phase de comportement élastique suivie d'une phase de compaction conduisant à des déformations irréversibles importantes. Les seuils de compaction sont estimés à 9 MPa pour la mousse polyuréthane et 30 MPa pour la mousse époxy en régime quasi-statique, et à 21 MPa pour la mousse polyuréthane et 72 MPa pour la mousse époxy lorsque la vitesse de déformation dépasse 10^4 s^{-1} .

Deux modèles physico-numériques sont développés pour représenter le comportement macroscopique de ces mousses à de telles vitesses de déformation. Les paramètres sont identifiés à partir des résultats d'expériences de compression dynamique (lanceur à gaz, générateur de pression magnétique). La validité des modèles est testée en comparant les profils de vitesse calculés à l'aide d'un code dynamique explicite et les profils de vitesse mesurés lors des expériences. Ces modèles sont ensuite utilisés pour analyser les résultats obtenus lors d'expériences d'irradiation par faisceau d'électrons et de choc laser. Nous démontrons ainsi que les mousses polymères étudiées ont une forte capacité d'atténuation et que les modèles proposés sont valides à grande vitesse de déformation.

Abstract

Polymeric foams are widely used in many industrial applications as thermal insulators, structural materials or shock mitigators. Indeed, they are lightweight materials with an excellent weight / stiffness ratio and low production costs. One of the applications which interests the CEA is the protection of structures against mechanical loadings generated by laser irradiation or high velocity impact of small debris.

The main objective of this PhD thesis is to investigate the mitigation capability of an expanded polyurethane foam and an epoxy syntactic foam against extremely fast ($> 10^6 \text{ s}^{-1}$) and intense ($> 10 \text{ GPa}$) dynamic loadings.

Cyclic quasi-static tests and dynamic experiments have been performed to investigate the behavior of these two foams for strain rates ranging from 10^{-3} to 10^6 s^{-1} . Analysis of the experimental results shows that these polymeric foams have an elastic behavior phase followed by a compaction phase with significant permanent sets. Compaction thresholds are about 9 MPa for the polyurethane foam and 30 MPa for the epoxy foam under quasi-static loadings and around 21 MPa for the polyurethane foam and 72 MPa for the epoxy foam for strain rates above 10^4 s^{-1} . Two porous compaction models are developed to represent the macroscopic behavior of these foams for such strain rates. The parameters are identified from the results of dynamic compression experiments (gas gun, low inductance generator). The validity of the models is tested by comparing calculated velocity profiles with an explicit hydrocode and velocity profiles measured during the experiments. These models are then used to analyze the results obtained with electron beam irradiation and laser-driven shock experiments. We demonstrate that the studied polymeric foams have high mitigation capabilities and that the models are valid for high strain rates.