



HAL
open science

Confinement à l'aide de mousse aqueuse des effets combinés de souffle et de projection de fragments générés par la détonation d'un engin explosif

Carole Bréda

► **To cite this version:**

Carole Bréda. Confinement à l'aide de mousse aqueuse des effets combinés de souffle et de projection de fragments générés par la détonation d'un engin explosif. Génie mécanique [physics.class-ph]. Université de Bretagne occidentale - Brest, 2015. Français. NNT : 2015BRES0047 . tel-01974912

HAL Id: tel-01974912

<https://theses.hal.science/tel-01974912>

Submitted on 9 Jan 2019

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.

UBO

université de bretagne
occidentale



THÈSE / UNIVERSITÉ DE BRETAGNE OCCIDENTALE

sous le sceau de l'Université européenne de Bretagne

pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE BRETAGNE OCCIDENTALE

Mention : Génie Mécanique

École Doctorale des Sciences de la Mer

présentée par

Carole Bréda

Préparée à l'Institut franco-allemand de
recherche de Saint-Louis (ISL)
et à l'ENSTA Bretagne (LBMS)

Confinement à l'aide de mousse aqueuse des effets combinés de souffle et de projection de fragments générés par la détonation d'un engin explosif

Soutenance de thèse le 21 octobre 2015 devant le
jury composé de :

Ashwin CHINNAYYA

Professeur, ISAE-ENSMA, Institut P' / *rapporteur*

Georges JOURDAN

Professeur, Université d'Aix-Marseille, IUSTI / *rapporteur*

Thierry AUBRY

Professeur, UBO / *président du jury*

Benjamin DOLLET

Chargé de recherches, Université de Rennes, IPR / *invité*

Steven KERAMPRAN

Enseignant-Chercheur, ENSTA Bretagne, LBMS / *co-encadrant*

Jean-François LEGENDRE

Maître de recherches, ISL / *invité*

Louis-François LOBREAU

DGA / *invité*

Yves- Marie SCOLAN

Enseignant-Chercheur HDR, ENSTA Bretagne/ *directeur de thèse*

Michel-Olivier STURTZER

Chargé de recherches, ISL / *co-encadrant*

Thèse cofinancée par la DGA et l'ISL



Remerciements

C'est avec plaisir que je remercie Michel-Olivier Sturtzer et Jean-François Legendre de l'ISL autant pour leur collaboration précieuse à ce travail que pour leurs très remarquables qualités humaines, ainsi que Steven Kerampran, Michel Arrigoni et Yves-Marie Scolan de l'ENSTA Bretagne pour m'avoir accueillie et supervisée au LBMS.

Je suis très reconnaissante envers Georges Jourdan et Ashwin Chinnayya d'avoir accepté d'être mes rapporteurs et d'avoir échangé sur ce sujet passionnant que sont les mousses et les chocs. Je me souviendrai toujours du moment où je vous ai rencontré en personne. C'est toujours très impressionnant de voir et d'échanger avec les auteurs des publications que l'on lit au cours de l'étude bibliographique, réalisée en début de thèse.

Je remercie Thierry Aubry d'avoir accepté de présider mon jury et pour m'avoir corrigée sur les annexes. Je tiens à remercier Benjamin Dollet pour avoir été présent dans mon jury, ainsi que son équipe à l'IPR, en particulier Martin Monloubou, Isabelle Cantat et Arnaud Saint-Jalmes pour avoir pu échanger sur cette matière si étrange qu'est la mousse. Je souhaite aussi remercier Louis-François Lobreau d'avoir été aussi membre de mon jury et d'avoir été le représentant DGA au cours de ma thèse.

Un grand merci encore à tous ceux qui ont participé à ma thèse, la main dans le cambouis ou non, de près ou de loin, à Brest, à Saint-Louis ou à Paris. Ils se reconnaîtront car une thèse sur la mousse ça marque, je peux vous le dire....

Ne souhaitant oublier aucun nom au moment précis où je rédige mes remerciements, je ne m'aventurerai pas à vous citer tous mais je vous garde en mémoire (si si je vous assure, j'ai fait une liste ☺) et je saurai vous remercier au moment voulu.

Sommaire

1	Présentation du sujet	9
1.1	Contexte	9
1.2	Motivation des travaux	11
1.3	Groupes de travail	11
1.4	Ouverture du sujet vers d'autres problématiques	13
1.5	Objectifs et méthodologie de cette étude	13
2	Etude bibliographique	17
2.1	Notions sur les mousses	17
2.1.1	Les mousses aqueuses à différentes échelles	18
2.1.2	Les tensioactifs à l'origine du maintien des bulles	19
2.1.3	Systèmes de génération d'une mousse	21
2.1.4	Stabilité et le vieillissement des mousses	23
2.1.5	Caractérisation de la mousse	28
2.1.6	Etude de la déformation et de l'écoulement des mousses : la rhéologie	35
2.2	Effet de souffle	41
2.2.1	Détonation d'une charge explosive	41
2.2.2	Onde de souffle	41
2.2.3	Grandeurs réduites et lois de similitude	42
2.2.4	Détermination de la suppression d'une onde de souffle dans l'air	43
2.2.5	Détermination de l'impulsion	44
2.3	Principes d'atténuation d'une onde de choc par une mousse aqueuse	45
2.3.1	Critères d'atténuation	45
2.3.2	Mécanismes gouvernant l'atténuation du souffle	45
2.3.3	Formation d'un précurseur et d'une compression	49
2.3.4	Epaississement du choc dans les mousses sèches	53
2.3.5	Importance de la viscosité	54
2.3.6	Modèle « single bubble » à l'échelle de la bulle	56
2.4	Ralentissement des projectiles par les mousses aqueuses	58
3	Caractérisation préliminaire	63
3.1	Menace EEI et charge de référence ISL	63
3.2	Mousses utilisées	63
3.2.1	Cahier des charges de la mousse	63
3.2.2	Mesure de la masse volumique	64
3.2.3	Choix d'un liquide moussant	65
3.2.4	Moyens de génération sélectionnés pour l'étude	72
3.2.5	Détermination de la distribution de la taille des bulles	74
3.2.6	Résumé des caractéristiques des mousses sélectionnées pour notre étude	78

3.3	Conclusions	79
4	Etude de l'interaction choc hémisphérique/mousse	83
4.1	Dispositif expérimental	83
4.2	Etude numérique sous Autodyn pour une charge nue de 300g de C4	86
4.3	Etude expérimentale	91
4.3.1	Essais de référence (sans mousse).....	91
4.3.2	Essais avec mousse	94
4.4	Conclusions	107
5	Etude de l'interaction choc/mousse	111
5.1	Visualisation de l'interaction choc/mousse ou choc/bulle (tube à choc de l'ISL)	111
5.1.1	Généralités sur les visualisations qualitatives en tube à choc.....	111
5.1.2	Dispositif expérimental	113
5.1.3	Visualisation de l'interaction choc/mousse	119
5.1.4	Visualisation de l'interaction choc/bulle	124
5.2	Etude sur l'influence de la taille des bulles (tube à choc du LBMS)	127
5.2.1	Dispositif expérimental	128
5.2.2	Essais de référence (sans mousse).....	130
5.2.3	Essais avec mousse	132
5.3	Conclusions	143
6	Etude de l'interaction sphère-projectile/mousse	147
6.1	Dispositif expérimental	147
6.1.1	Mousses utilisées.....	151
6.2	Trajectoire de la sphère-projectile dans l'air	151
6.3	Décélération de la sphère-projectile dans une mousse intacte	153
6.3.1	Trajectoire de la sphère-projectile dans une mousse	153
6.3.2	Détermination du coefficient de traînée de la sphère dans une mousse.....	154
6.3.3	Analyse des résultats	155
6.3.4	Evaluation de l'efficacité du ralentissement de la sphère à volume constant de mousse .	157
6.4	Décélération d'une sphère- projectile dans une mousse pré-choquée	159
6.4.1	Dispositif expérimental	159
6.4.2	Trajectoire de la sphère et du choc dans une mousse pré-choquée.....	162
6.4.3	Analyse des résultats	163
6.4.4	Evaluation de l'efficacité du ralentissement de la sphère à volume constant de mousse .	165
6.5	Cas concret : charge à fragmentation ISL	166
6.6	Conclusions	170
7	Conclusions	173
8	Annexes	177

8.1	Autres systèmes de génération d'une mousse	179
8.1.1	Génération par gaz comprimé	179
8.1.2	Génération par ultrason	180
8.1.3	Génération par voie chimique	180
8.1.4	Brevets déposés pour des systèmes de génération de mousse	181
8.1.5	Autres types de mousses intéressantes pour cette étude	181
8.2	Cellules élémentaires pour construire une mousse en 3D.....	183
8.3	Modèles concernant le vieillissement d'une mousse	185
8.3.1	Drainage.....	185
8.3.2	Mûrissement.....	185
8.4	Méthodes pour optimiser les mousses	187
8.5	Complément sur les caractéristiques de la mousse	189
8.5.1	Viscosité d'un liquide moussant.....	189
8.5.2	Traitement optique d'une mousse.....	190
8.5.3	Deux autres modèles pour la célérité du son dans la mousse	192
8.5.4	Perméabilité	193
8.5.5	Dilatance	194
8.5.6	Compressibilité.....	195
8.6	Désordre topologique lié aux réarrangements des bulles et mousses 2D.....	197
8.7	Lois de comportement élémentaires	199
8.8	Modules complexes de cisaillement	201
8.8.1	Mécanismes de dissipation et relaxation	202
8.8.2	Mesures des modules de cisaillement.....	203
8.9	Aide au dimensionnement du confinement par une mousse à l'aide des résultats expérimentaux de la littérature.....	205
8.9.1	Explosion interne.....	205
8.9.2	Expérience en tube à choc : simulation d'une explosion externe	210
8.10	Autres types de matériaux pour atténuer le souffle.....	213
8.10.1	Intérêt des bulles de gaz	213
8.10.2	Intérêt d'un nuage de gouttelettes liquides dispersées dans l'air	214
8.10.3	Mousse solide vs. mousse aqueuse	215
8.11	Modèles de l'interaction choc/mousse proche de la charge.....	219
8.11.1	Modèle EGF simple (Effective Gas Flow)	219
8.11.2	Modèle EGF avec prise en compte de l'évaporation	222
8.12	Modèles de l'interaction choc/mousse loin de la charge	225
8.12.1	Atténuation du souffle loin de la charge.....	225
8.12.2	Dispersion et dissipation visqueuse dans les mousses humides	226
8.12.3	Modèle diphasique EGF avec prise en compte de la relaxation thermique	227
8.12.4	Deux modèles multiphasiques avec prise en compte du déséquilibre cinématique entre les deux phases	230
8.12.5	Modèle discret avec prise en compte des oscillations des bulles.....	235

8.13	Caractéristiques des huit émulseurs sélectionnés pour le confinement d'explosifs par mousse aqueuse	237
8.14	Etude de la stabilité des huit émulseurs sélectionnés pour le confinement d'explosifs par mousse aqueuse	238
8.15	Résumé des caractéristiques des trois types de mousse sélectionnés en fonction de l'étude	239
8.16	Procédure pour traiter les images par le logiciel ImageJ	241
8.17	Calculs préliminaires avec BLAST_ISL	243
8.18	Généralités sur les tubes à choc	245
8.18.1	Logiciels de simulation d'une onde de choc	248
	Glossaire	249
	Liste des équations	255
	Bibliographie.....	259

Introduction

La multiplication actuelle des actions terroristes sur le territoire national aussi bien qu'en opération extérieure entraîne une demande croissante de moyens permettant la mitigation des effets de potentiels engins explosifs improvisés (EEI). Ces systèmes doivent être légers, rapides à mettre en œuvre et surtout économiques. Cette thèse financée par la Direction Générale de l'Armement (DGA) et l'Institut franco-allemand de recherche de Saint-Louis (ISL) a pour but d'étudier l'aptitude de certaines mousses aqueuses à confiner les effets combinés de souffle et de projection de fragments métalliques supersoniques issus de la détonation d'une charge explosive. Depuis les années 70, l'utilisation de mousse aqueuse pour l'atténuation d'ondes de choc a fait l'objet de plusieurs études. Des essais préliminaires menés à l'ISL ont montré que ce matériau courant peu dense constitue aussi un candidat sérieux en ce qui concerne la réduction de vitesse de projectiles métalliques supersoniques. Le but de cette étude est de participer à la compréhension des mécanismes régissant l'atténuation du souffle et le freinage de fragments métalliques. La menace considérée pour cette étude contient moins de 2kg d'équivalent TNT en charge explosive et propulse des fragments métalliques de masse inférieure à 1g jusqu'à 1600m/s. Pour des raisons d'encombrement au stockage et à la mise en œuvre opérationnelle, le système candidat pour recouvrir l'engin explosif est prévu avec une épaisseur de l'ordre de 1.5m.

Une étude bibliographique a été réalisée tout d'abord sur les mousses aqueuses et ensuite sur l'interaction choc mousse. Ces informations nous ont permis de sélectionner des émulseurs et des méthodes de génération afin d'obtenir des mousses adaptées à l'atténuation d'ondes de souffle. La capacité d'une mousse aqueuse à réduire la vitesse d'un objet supersonique est en revanche peu décrite dans la littérature ouverte. Seuls quelques documents concernant des mousses solides ont été identifiés.

Dans la première partie de cette étude, différents émulseurs et systèmes de génération utilisés par les services de lutte contre l'incendie ont été évalués. Les méthodes de caractérisation décrites dans la littérature ont été mises en œuvre afin de sélectionner la ou les mousses aqueuses les plus adaptées aux différentes configurations expérimentales. Selon les systèmes de génération employés, les mousses générées présentent des rayons de bulle moyens de 0.4 ou 1.2mm et une masse volumique comprise entre 15 et 60kg/m³.

La deuxième partie de cette étude se focalise sur l'interaction entre une mousse aqueuse et une onde de souffle générée par la détonation d'une charge explosive. La propagation des ondes de choc dans un volume de mousse de 6m³ recouvrant une charge de 300 ou 700g d'explosif militaire de type C4 a été examinée à l'aide de sondes de pression installées directement dans le volume de mousse. L'analyse des signaux obtenus a permis de mettre en évidence la structure particulière et les temps caractéristiques de l'onde transmise dans la mousse et d'estimer la réduction de surpression et d'impulsion.

Les essais décrits dans la troisième partie ont été réalisés en tube à choc, configuration expérimentale monodimensionnelle plus adaptée à l'analyse croisée

entre la visualisation directe et les enregistrements de pression que la propagation tridimensionnelle de la partie précédente. L'influence de la taille des structures dans un volume d'environ trois litres de mousse a été étudiée sur le profil de pression à l'aide d'un tube à choc du Laboratoire Bretois de Mécanique et des Systèmes (LBMS). Le tube à choc de l'ISL permettant de générer des profils de pression de type blast a quant à lui été mis en œuvre pour visualiser l'interaction entre une épaisseur de mousse et les ondes de compression.

L'étude de la trajectoire d'une sphère supersonique, dont les caractéristiques sont comparables aux fragments issus de la détonation d'une charge explosive, traversant une couche de mousse aqueuse fait l'objet de la quatrième partie. A l'aide de radiographie éclair par rayons X, la trajectoire d'une sphère métallique traversant une couche de mousse a été déterminée avec précision. Un coefficient de traînée moyen sur la gamme de vitesse en a été déduit pour les différents types de mousses aqueuses considérés. Les résultats obtenus ont été comparés avec les deux seules études trouvées dans la littérature ouvertes concernant des mousses solides ou des fragments plus lourds ou plus lents.

La cinquième et dernière partie de ce document décrit un cas concret d'utilisation de la mousse aqueuse pour atténuer les effets d'une charge explosive à fragmentation. La charge a été recouverte d'un volume de 3m^3 de mousse. La réduction de vitesse des fragments a été mesurée et comparée avec les résultats issus de l'analyse d'un fragment unitaire.

1 Présentation du sujet

1.1 Contexte

L'accroissement du nombre des Engins Explosifs Improvisés (EEI) ou Improvised Explosive Devices (IED), trouvés sur les théâtres des OPérations EXtérieures (OPEX) et sur notre territoire national, est de nos jours une des plus grandes causes de morts civils et militaires. Les EEI sont des engins « homemade », c'est-à-dire de fabrication artisanale à partir d'explosif civil militaire ou à partir de produits détournés du commerce (pesticides, ammoniac, aluminium, etc.). Ils peuvent varier par leur taille, leur poids, leur géométrie ou leur moyen de déclenchement. Ils peuvent être placés n'importe où suivant le contexte, le lieu et les moyens dont disposent les terroristes. Par définition, il est difficile de contrôler la prolifération des EEI et ils sont difficilement désamorçables puisque leur moyen de déclenchement diffère d'un cas à un autre. Le déclenchement peut se faire par pression, être temporisé ou encore commandé. Lors de la découverte d'un colis suspect, les démineurs préfèrent neutraliser/démanteler le colis en le détruisant tout en évitant de le faire détoner. Ils utilisent pour cela, par exemple, des canons disrupteur à eau sous très haute pression qui permettent de séparer les composants avant qu'ils n'aient le temps de réagir entre eux (figure 1).



Fig. 1 : Entraînement au déminage en Afghanistan [1]

La lutte contre les effets des EEI constitue un enjeu majeur tant pour la protection des Forces Armées déployées en OPEX que pour la sécurité des intérêts institutionnels et économiques français à l'étranger, ainsi que pour la Sécurité Intérieure du territoire national. La figure 2 présente quatre genres d'EEI avec des effets souhaités différents. La détonation d'une charge explosive à l'air libre ou enterrée provoque un rayonnement thermique, une onde de souffle, une cratérisation et des projections d'éclats. Un type de menace EEI a été standardisé par l'Institut franco-allemand de recherches de Saint-Louis (ISL) au cours d'une étude en 2014 sous la forme d'une charge explosive de 1.35kg en équivalent TNT, projetant des fragments métalliques supersoniques pesant en moyenne 1g dont les plus rapides ont une vitesse initiale de 1600m/s générés par l'enveloppe même de la charge ou par l'ajout volontaire de corps solides au sein de la charge. Selon la distance à la charge, ces effets peuvent être mortels pour l'homme. Des distances de sécurité doivent être respectées en fonction de la masse de l'explosif.

Le tableau 1 donne la distance par rapport à une charge standard de type EEI pour une probabilité de létalité de 90% pour l'effet de souffle déterminée d'après les courbes de Bowen [139] et pour les fragments d'après les courbes de Janser

[37]. Loin de la charge, les fragments supersoniques ont un effet prépondérant sur les effets du souffle, le rayon de létalité de 90% pour la tête est estimé autour de 55m.



Fig. 2 : Quatre types d'EEI [1,2] :
 (a) Une barrique en métal détournée
 (b) Une mine anti-char camouflée et commandée à distance
 (c) Un obus utilisé comme EEI
 (d) Autre moyen issu des produits quotidiens détournés

Référence ISL pour un EEI à fragmentation multidirectionnel	
Effets	Distance par rapport à la charge pour une probabilité de létalité de 90%
Souffle 1.35kg de TNT	1m (d'après [139])
Fragments métalliques 1g projetés au max. à 1600m/s	55m (d'après [37])

Tab. 1 : Distances par rapport à la charge pour une probabilité de létalité de 90% des deux effets (souffle et fragments)

Cependant dans un cas réel, par exemple dans une gare, il est souvent délicat de faire évacuer l'ensemble des personnes se trouvant dans la zone de danger. Il est donc judicieux de réaliser un confinement autour de la charge et ainsi de réduire les distances de sécurité dans le cas où le démantèlement échouerait. Le confinement consiste à mettre en place, à proximité immédiate de la charge, un système permettant de contenir ou de limiter la propagation des effets générés lors de la détonation de l'engin, par exemple avec une mousse aqueuse. Les mousses aqueuses, matériaux poreux multiphasiques, sont connues depuis les années 70 pour leurs propriétés d'atténuation des ondes de choc. En se compressant, elles dissipent une partie de l'énergie cinétique du choc. La mousse offre aussi une atténuation des effets combinés de souffle et de fragments projetés ; un liquide atténue plutôt mieux les éclats que le souffle et inversement pour un gaz. Ce matériau diphasique est souvent préféré par rapport à une protection de type blindage, très encombrante et entraînant souvent des dommages collatéraux. De plus il est facile à mettre en œuvre et son coût d'utilisation est faible. Si certains travaux antérieurs ont permis une première approche sur l'interaction d'une onde de choc avec une mousse aqueuse, il reste actuellement un déficit important vis-à-vis de la compréhension physique des mécanismes d'atténuation et plus particulièrement à proximité immédiate de la charge.

1.2 Motivation des travaux

Une solution industrielle d'atténuation (Blastguard ou Universal Containment System), utilisant de la mousse pour atténuer des ondes de choc, est déjà disponible chez Allen-Vanguard. Une tente constituée de plusieurs couches de tissus de protection balistique est remplie de mousse aqueuse, présentée en figure 3. Cette mousse (Air Foam Dolly) est développée spécifiquement afin de capturer les éventuelles particules de type Nucléaire Biologique Chimique et Radiologique (NBCR) susceptibles d'être projetées par une bombe « sale ». Ces particules sont beaucoup plus légères et moins rapides que les fragments projetés par un EEI. L'atténuation du souffle et l'arrêt de ces fragments métalliques supersoniques par des mousses aqueuses sont les principaux objectifs de cette étude. Quelques essais préliminaires réalisés à l'ISL (données classifiées) ont permis de justifier l'utilisation de la mousse dans un contexte opérationnel.



Fig. 3 : Exemple d'application de la tente d'Allen-Vanguard dans le cadre d'un déminage [3]

1.3 Groupes de travail

Au niveau national français, la thématique du confinement des effets des explosions fait l'objet d'une coopération interministérielle sous coordination du Secrétariat Général pour la Défense et la Sécurité Nationales / Service de Protection et Sécurité de l'Etat (SGDSN/PSE). Les travaux menés dans le cadre de ce groupe de travail sont destinés à améliorer les techniques de confinement des effets des explosions, essentiellement au sein d'infrastructures critiques ou recevant du public. Les premières validations opérationnelles ont montré que le confinement des effets des explosions d'engins explosifs improvisés par mousse aqueuse constitue une solution prometteuse susceptible d'être déployée tant par les Forces Armées que par les Services de Sécurité. Ce groupe de travail dédié comprend :

- différents services de déminage militaires et civils (Pôle Interarmées, Service de Déminage de la Sécurité Civile, Laboratoire Central de la Préfecture de Police, Détachement Central d'Intervention Technique)
- trois laboratoires scientifiques : Direction Général de l'Armement (DGA), Commissariat à l'énergie atomique et aux énergies alternatives (CEA), Institut franco-allemand de recherche (ISL)

- des représentants des utilisateurs institutionnels (Direction Générale de l'Aviation Civile, Service de Sécurité Diplomatique, ...)
- des opérateurs publics ou privés (SNCF, RATP, ADP, Airbus, ...).

Déjà en 2011, la problématique scientifique des milieux multi-phasiques et en particulier de l'interaction ondes de choc-bulles a été spécifiquement identifiée dans la Politique et Objectifs Scientifiques (POS) de la DGA, Orientations 2011-2012 pour le Domaine 2 Fluides et Structures.

A la suite de cette demande, le projet SIMATOD (SIMulation de l'ATténuation des Ondes de Détonation par les mousses aqueuses) dans le cadre d'un ASTRID/ANR a débuté en 2011 et s'est terminé en 2013 [4]. Ce projet regroupait la PME Eurobios, le Centre de Mathématiques et de Leurs Applications (CMLA) de l'ENS Cachan, le CNRS, le Laboratoire de Mathématique d'Orsay et la DGA. L'objectif était de développer un code numérique capable de simuler l'interaction d'une onde de choc avec une mousse aqueuse. Cette approche numérique n'a pas pu concrètement être validée expérimentalement.

Parallèlement, le COMplexe de Recherche Interprofessionnel en Aérothermochimie (CORIA), rattaché à l'Université de Rouen, a travaillé sur cette thématique. Des expériences ont été réalisées afin de valider les résultats numériques obtenues dans le tube à choc du laboratoire de l'Institut Universitaire des Systèmes Thermiques Industriels (IUSTI) et sur le champ de tir du Polygone d'expérimentation de Moronvilliers (PEM) du CEA-Direction des Applications Militaires (DAM), dans le cadre d'une thèse soutenue par Emilie Del Prete en 2012 [5].

En 2012, l'Institut Physique de Rennes (IPR) a débuté une thèse cofinancée par la DGA sur l'« interaction d'une onde de souffle avec une mousse liquide : atténuation et rupture ». Elle a été soutenue le 14 octobre 2015 par Martin Mouloubou et a été dirigée par Isabelle Cantat et Benjamin Dollet. Ils se sont intéressés à la déformation et la destruction du volume de mousse lors de l'impact d'une onde de type souffle générée en sortie d'un tube à choc de petites amplitudes, tube conçu avec l'aide du laboratoire de l'IUSTI.

Cette présente thèse a été co-encadrée par le groupe pour la Protection contre les Effets des engins explosifs (PCE) à l'ISL et par l'équipe Dynamique des Fluides, des Matériaux et des Structures (DFMS) du Laboratoire Brestois de Mécanique et des Systèmes (LBMS, rattaché à l'ENSTA-Bretagne) et a été cofinancée par la DGA et l'ISL. Le groupe PCE mène depuis 2004 des travaux scientifiques dédiés à la protection contre les effets des engins explosifs improvisés. L'équipe DFMS a également abordé des études connexes, avec par exemple un projet de recherche sur l'atténuation d'une onde de choc sous-marine par un rideau de bulles (Projet RESIBAD REduction du Souffle en Immersion par Barrière Diphasique).

1.4 Ouverture du sujet vers d'autres problématiques

La propagation d'un choc à travers une mousse aqueuse correspond à un cas particulier de l'étude sur les écoulements inhomogènes accélérés par un choc, appelé aussi SAIF (Shock-Accelerated Inhomogeneous Flow). L'étude des SAIF apparaît dans différentes thématiques, par exemple pour [6]:

- interaction entre les résidus de l'explosion d'une supernova et un nuage interstellaire
- propagation d'un bang sonique atmosphérique
- systèmes de combustion supersonique
- fragmentation des calculs biliaires ou rénaux par onde de choc
- systèmes à haute densité d'énergie pour un confinement inertiel de cibles de fusion.

1.5 Objectifs et méthodologie de cette étude

L'objectif de cette étude expérimentale, est de décrire les mécanismes physiques d'interaction d'une onde de choc et d'un nuage de fragments métalliques générés par la détonation d'une charge explosive avec une mousse aqueuse. Cette étude comporte quatre phases successives correspondant à des configurations de complexité et donc de réalisme croissant jusqu'à obtenir un scénario de référence opérationnel :

- 1) interaction choc mousse
- 2) interaction choc/bulles discrètes
- 3) interaction fragment unitaire/mousse
- 4) interaction souffle/fragments multiples/mousse

Dans un premier temps, différents systèmes de génération de mousse et les caractéristiques physico-chimiques des mousses associées ont été évalués. Une fois le type de mousse choisi, il a fallu déterminer les caractéristiques de propagation d'un souffle dans cette mousse par des essais à grande échelle (phase 1). Afin de visualiser les différents phénomènes physiques intervenant lors de cette interaction, l'étude d'un choc sur une couche de bulles ou sur une bulle unitaire a été réalisée à la fois en tube à choc mais aussi face à une petite charge explosive (phase 2). Le coefficient de traînée d'un fragment unitaire a ensuite été déterminé dans une épaisseur de mousse préalablement choquée ou non (phase 3). Les résultats obtenus dans les trois premières phases ont finalement été évalués sur une configuration à échelle 1 proche d'un scénario opérationnel (phase 4). Ces quatre phases et les caractéristiques associées sont détaillées dans le tableau 2. Le type d'explosif utilisé pour les phases 1, 3 et 4 est la composition C4 de la famille des plastiques. Le liquide moussant utilisé pour générer la mousse est l'Ecopol de l'industriel Bio-ex, c'est un émulseur utilisé par les services de lutte anti-incendie.

	Phase 1	Phase 2	Phase 3	Phase 4
Caractéristique du liquide moussant				
Composition	6% d'Ecopol + 94% d'eau	40% d'Ecopol + 60% d'eau	6% d'Ecopol + 94% d'eau	6% d'Ecopol + 94% d'eau
Propriétés physico-chimiques de la mousse				
Masse volumique (kg/m ³) à +/-20%	40-60	50	15-50	50
Rayon moyen des bulles (mm)	0.2-0.4	0.2 et 1.4 et 5	0.2-0.4	0.2-0.4
Caractéristiques du choc				
Masse d'explosif ou nombre de Mach du choc	300g et 700g de C4	Mach 1.3 (ISL) Mach 1.4 et 1.6 (LBMS)	50g de C4	900g de C4
Surpressions étudiées (bar)	7-14	1.8-2.8	2.7	2.6
Forme du confinement par la mousse				
Conteneur de mousse	Conteneur métallique	Section d'essai d'un tube à choc	Conteneur en aluminium	Tente en polyester
Volume ou épaisseur de mousse	6m ³	10cm ou 1 bulle	1.5m	3m ³
Espace d'air entre le choc et la mousse	Non	Oui	Oui	Non
Conditions extérieures initiales				
Pression	Atmosphérique			
Température (°C)	10 à 20	20	10 à 20	10 à 20
Humidité de l'air	10 à 80%	10 à 20%	10 à 80%	10 à 80%

Tab. 2 : Paramètres des études expérimentales de cette thèse

2 Etude bibliographique

2.1 Notions sur les mousses

Les mousses sont ancrées dans notre vie quotidienne sous forme de :

- mousse liquide : mousse à raser, bain moussant, écume, shampoing, liquide vaisselle, bière, champagne, cappuccino, chantilly, mousse au chocolat, blancs en neige... Quelques exemples sont montrés sur la figure 4.
- mousse solide : mousse polyuréthane, pare-chocs, filtre, bouchon de bouteille, sièges, coussins, éponges naturelles et artificielle, emballage, gâteaux, marshmallows, meringue, rayon de miel...



Fig. 4 : Exemples de mousse liquides dans notre vie quotidienne (source internet)

Elles sont largement utilisées dans différents secteurs industriels (pétrochimie, pharmaceutique, cosmétique, alimentation, automobile, aéronautique etc...) puisqu'elles peuvent jouer le rôle de détergents, d'isolants thermiques ou acoustiques, d'absorbeur de chocs, etc... [7]. La méthode dite de flottation de minerais permet de séparer les minéraux précieux des autres matériaux sans valeur en les incitant à se rassembler dans et à la surface d'une couche de mousse [8]. L'extraction du pétrole peut aussi se réaliser à l'aide de mousse : en injectant un mélange d'eau et de gaz, une mousse se forme dans le gisement. Comme pour la technique de flottation, la mousse permet d'isoler la matière première des minerais qui l'entoure, facilitant ainsi son extraction. D'autres utilisations industrielles sont possibles : le dégivrage des avions, le traitement des fibres textiles, l'atténuation du bruit d'une arme à feu, la lutte contre l'incendie, la protection contre les coups de grisou.

Dans le domaine médical, deux applications étonnantes méritent d'être citées :

- une mousse injectée dans le sang d'un patient permet de stopper une hémorragie causée par une blessure d'un personnel militaire [9]
- une mousse sclérosante visant à rétablir une circulation normale en éliminant les veines inutiles ou déformées appelées varices freinant le retour du sang. La mousse issue d'un mélange sclérosant est injectée dans les varices sous contrôle échographique. [10,11,12]

Certaines applications industrielles cherchent à réduire ou détruire la mousse à l'aide de produits appelés «anti-mousse» par exemple lors de la fermentation de certains produits alimentaires, la fabrication des lessives pour machine, ou lors de réactions chimiques industrielles formant des huiles de lubrification [13,14].

2.1.1 Les mousses aqueuses à différentes échelles

L'objet de cette étude est la mousse liquide qui résulte de la dispersion de bulles de gaz en forte concentration dans une matrice liquide de petit volume. Une émulsion provient en revanche de la dispersion d'un liquide de type huile dans un autre liquide de type eau (ou inversement) et une mousse aqueuse.

Les bulles de gaz et les films liquides formant les faces des bulles d'une mousse liquide sont reliées par des canaux ou bords de Plateau et des nœuds, comme le montre la figure 5.

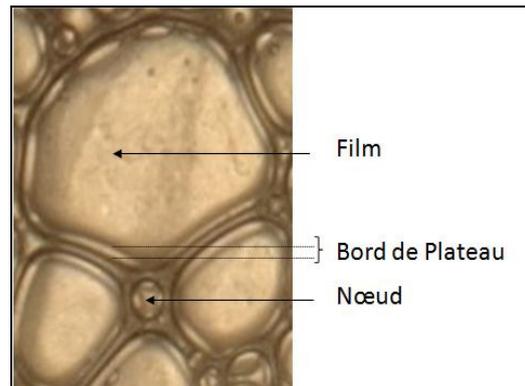


Fig. 5 : Structure d'une mousse

Les propriétés macroscopiques de la mousse telles que l'évolution temporelle ou le comportement mécanique face à une sollicitation résultent d'une synergie entre différents phénomènes se produisant à différentes échelles. Les différentes échelles pour étudier une mousse sont représentées par la figure 6.

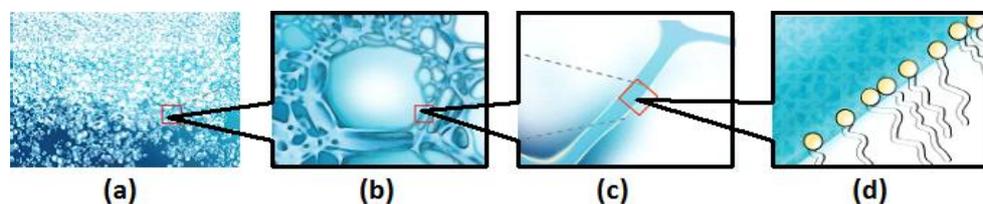


Fig. 6 : La mousse vue à différentes échelles (extrait de [15]) :

- (a) à l'échelle centimétrique : mousse humide en bas et mousse plutôt sèche en haut
- (b) à l'échelle millimétrique : bulle de gaz entourée par des films liquides
- (c) à l'échelle micrométrique : film d'eau (en bleu) qui sépare les bulles (en blanc) entre elles
- (d) à l'échelle nanométrique : organisation des molécules amphiphiles: les têtes hydrophiles (en jaune) situées dans le film liquide (en bleu) et les queues carbonées hydrophobes (en blanc) sont situées du côté de l'air de la bulle

2.1.2 Les tensioactifs à l'origine du maintien des bulles

2.1.2.1 La tension superficielle, une force qui s'exerce à l'interface de deux milieux

Pour former une mousse, il faut disperser du gaz dans un liquide. Au sein d'un fluide (liquide ou gaz), les molécules exercent entre elles des forces d'attraction ou de répulsion (force de Van der Waals, force électrostatique, liaison hydrogène, ...). Pour une molécule proche de la surface de séparation de deux milieux, l'ensemble des forces de cohésion ne s'annule pas, une force s'exerce à l'interface de deux milieux, comme le montre la figure 7.

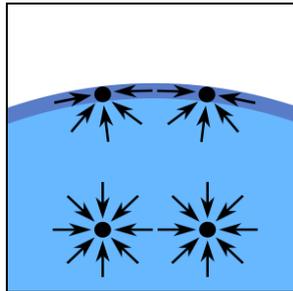


Fig. 7 : Représentation des forces de cohésion proche de la surface de séparation de deux milieux (extrait de Wikipédia)

Cette force est appelée tension superficielle ou tension de surface, lorsque la séparation se fait entre un milieu dense et un gaz. La tension superficielle se définit par la force par unité de longueur qui s'exerce par le liquide sur la courbe imaginaire découpant la surface du liquide. Elle correspond aussi à l'accroissement d'énergie nécessaire pour augmenter la surface et donc peut s'exprimer en J/m mais s'exprime le plus souvent en $\text{N}\cdot\text{m}^{-1}$. Quelques ordres de grandeur de la tension superficielle à 20°C pour les interfaces sont donnés [16]:

- air/eau pure : 70 mN/m
- air/glycérine : 60 mN/m

La tension superficielle diminue avec l'augmentation de la température. Cette force permet par exemple aux insectes comme le gerris de marcher sur l'eau, comme le montre la figure 8. En effet ce n'est pas la poussée d'Archimède qui s'exerce puisque dans ce cas l'objet qui « flotte » est plus dense que l'eau, c'est bien la tension superficielle qui agit.



Fig. 8 : Gerris sur l'eau (extrait d'internet)

Si les interfaces ne sont pas planes, la tension de surface induit des forces normales qui sont compensées à l'équilibre par les pressions de part et d'autre. Il existe une relation entre la différence de pression (Δp), la tension superficielle (γ) et les rayons de courbures du milieu 1 (R_1) et 2 (R_2), appelée loi de Laplace [21] :

$$\Delta p = \frac{\gamma}{2} \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) \quad (1)$$

2.1.2.2 Diminution de la tension superficielle grâce aux tensioactifs

Plus la tension superficielle est élevée, plus il est difficile d'étendre la surface du liquide et donc de former des bulles. Or l'eau seule, même en l'agitant de façon très intense, ne mousse pas, il faut donc ajouter un agent susceptible de diminuer cette tension. Cette molécule est appelée surfactant ou tensioactif et possède une partie hydrophobe et une partie hydrophile, comme le montre la figure 6d). La tension superficielle permet alors de maintenir ces molécules à la surface du liquide. Les tensioactifs sont présents naturellement dans le vin de Champagne, la bière, le lait, et les œufs, et sont plus connus sous le nom de phospholipides ou de protéines [17,18]. Les tensioactifs naturels sont le plus souvent moins solubles dans l'eau que les composés synthétiques, appelés savons et issus de l'industrie du pétrole. Citons quelques exemples de tensioactifs [13] :

- dodécylbenzène sulfonate de sodium pour les poudres à laver
- olate de potassium pour les savons
- dodécyléthersulfate dans les shampoings

Les tensioactifs peuvent être classés en fonction de la polarité de la tête hydrophile [20]:

- anionique : sulfate, carboxylate, SDS (Sodium Dodecyl Sulfate) ...
- cationique : ammonium quaternaire, TTAB (tetradecyltrimethylammonium bromide))
- amphotère (réaction similaire à un acide ou une base)
- non-ionique (oleyl alcool ...)

La surface liquide/gaz au sein d'une mousse ne peut s'étendre indéfiniment, le système a toujours tendance à minimiser l'énergie de surface. Une fois que l'interface est saturée en tensioactifs, les molécules excédentaires migrent dans la solution et s'auto-organisent en amas structurés de 30 à 100 monomères pour ne pas exposer à l'eau leur partie hydrophobe, on parle alors de micelle [19], comme le montre la figure 9.

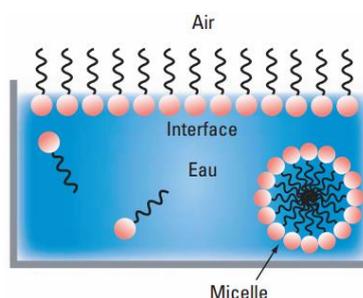


Fig. 9 : Formation d'une micelle une fois la surface liquide/air saturée (extrait de [19])

Les micelles sont donc des bulles stables qui minimisent le contact des chaînes polaires avec les molécules d'eau environnantes. La concentration micellaire critique (CMC) est la concentration en tensioactifs pour laquelle l'interface est

saturée, elle est exprimée en $\text{g}\cdot\text{L}^{-1}$ ou en mM. A titre indicatif, pour le SDS, elle vaut $2.4\text{g}\cdot\text{L}^{-1}$ et pour le TTAB elle vaut $1.2\text{g}\cdot\text{L}^{-1}$ [20].

L'adsorption des molécules n'étant pas instantanée, la tension de surface évolue sur des temps plus ou moins longs avant de se stabiliser. Deux processus entrent en jeu [20, 21] :

- diffusion des tensioactifs du volume de liquide vers l'interface
- adsorption à l'interface

2.1.3 Systèmes de génération d'une mousse

Pour former une mousse aqueuse, il faut incorporer un gaz (mécaniquement ou chimiquement) sous forme dispersé dans un liquide. Les paramètres influant sur la qualité et les caractéristiques d'une mousse générée sont:

- le débit et la nature du gaz injecté : généralement de l'air, mais aussi les gaz suivants : O_2 , CO_2 , propane + O_2 , Ar, He, N_2 , C_2H_2
- la qualité et la quantité des tensioactifs
- la nature du liquide dissout : généralement de l'eau du robinet, mais aussi de l'eau ionisée, de l'eau pure ou de l'eau minérale
- les conditions de l'environnement extérieur : température, pression et humidité ambiante.

Weaire met en évidence l'influence du choix du système de génération sur la forme et la dispersion des bulles dans une mousse 2D par la figure 10 [46].

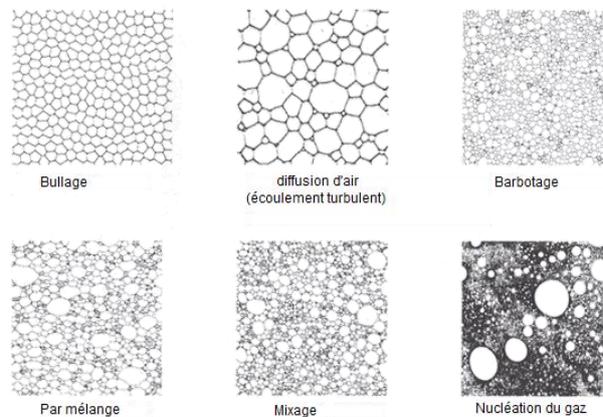


Fig. 10 : Mousses 2D produites avec différents procédés de génération (extrait de [46])

Parmi les différents systèmes de génération de mousse, détaillés en annexe 8.1, trois ont été retenus pour la suite de l'étude.

2.1.3.1 Génération par entraînement mécanique du liquide (effet Venturi)

Cette technique consiste à injecter la phase gazeuse par entraînement mécanique de la phase liquide au travers d'une buse percée d'orifices d'injection, comme le montre la figure 11. Cette méthode est basée sur l'effet Venturi.

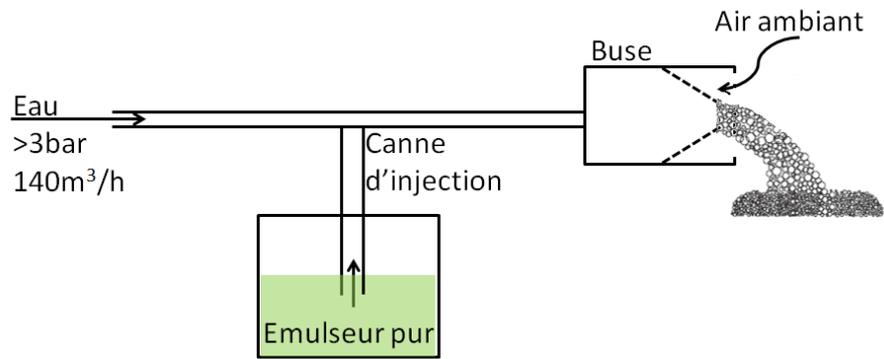


Fig. 11 : Fonctionnement du système de génération par effet Venturi

La figure 12 montre trois types de lance qui s'adaptent sur la plupart des systèmes de génération pour la lutte anti-incendie en fonction du foisonnement souhaité. Les lances à bas foisonnement permettent de projeter la mousse à distance tandis que le haut foisonnement assure le remplissage de volumes importants.



Fig. 12 : Trois types de lances pour du bas, moyen et haut foisonnement

Le graphique présenté en figure 13 montre la correspondance entre le foisonnement, la masse volumique de la mousse et la portée des générateurs de mousse.

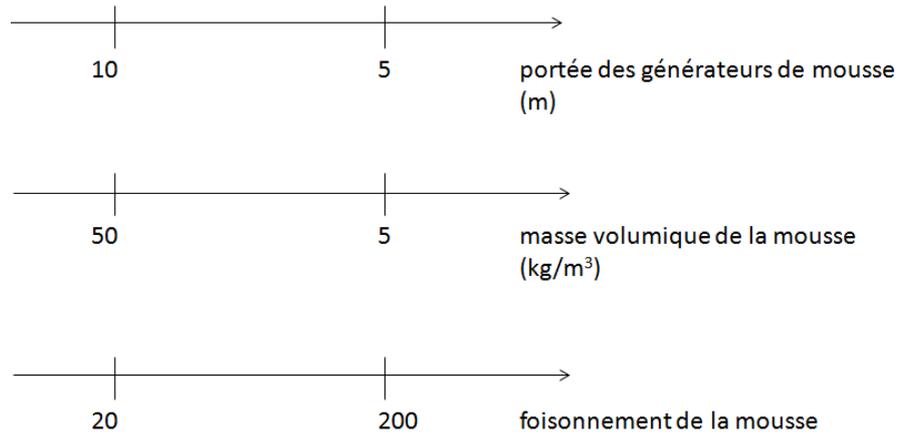


Fig. 13 : Relation entre le foisonnement, la masse volumique de la mousse et la portée du générateur

2.1.3.2 Génération par bullage

Le bullage force le liquide moussant à passer au travers d'un matériau poreux. L'oxygénation des aquariums est par exemple assurée par l'injection d'air au travers d'un diffuseur poreux. La figure 14 présente le système de génération de mousse appelé bulleur. Le diffuseur peut être de forme et de nature diverses:

sphérique, cylindrique, parallélépipédique, à verre fritté, ou en bois. Le débit de l'air peut ainsi facilement être contrôlé par un débitmètre. Labiausse [48] explique l'intérêt faire passer le liquide moussant à travers des billes de verre d'un point de vue de la stabilité de la mousse formée.

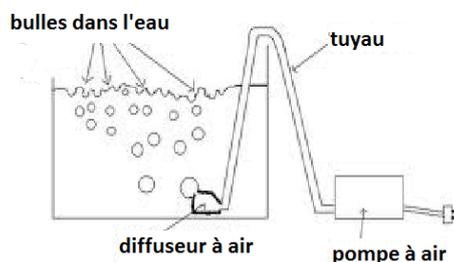


Fig. 14 : Ensemble du système de génération par bullage appelé bulleur (source internet)

2.1.3.3 Génération par focalisation du flux (*flow-focusing* ou encore par *barbotage*)

Cette méthode consiste à faire passer un gaz à travers un liquide par une constriction [49]. Les bulles générées par cette méthode ont classiquement des tailles de l'ordre du nano- ou micromètre et sont créées séquentiellement, les unes derrière les autres, ce qui permet de générer une mousse monodisperse [50,51]. Le débit de génération de ces bulles est très faible, de l'ordre du mL/h ou de l'ordre du L/h. La taille et la densité des bulles produites sont contrôlées par la pression d'air et de liquide ainsi que par la forme de la constriction (figure 15).

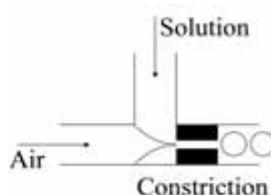


Fig. 15 : Schéma de principe de la génération d'une mousse par barbotage (extrait de [49])

2.1.4 Stabilité et le vieillissement des mousses

2.1.4.1 Règles de Plateau régissant l'équilibre des mousses

Dès 1760, Joseph Louis Lagrange posa pour la première fois le « problème de Plateau » à savoir la détermination de la surface minimale s'appuyant sur un contour donné. Joseph Plateau réussit à répondre à cette question, en trempant un cadre de fil de fer dans de l'eau savonneuse et en observant la géométrie du film formé [42]. La figure 16 présente une caténoïde, surface minimale entre deux cercles.



Fig. 16 : Matérialisation d'une caténoïde en film de savon, solution au problème de Plateau (source internet)

Minimiser l'aire totale des films liquides pour un grand nombre de bulles accolées tout en gardant un volume fixe est plus complexe que le problème de Plateau. En s'appuyant sur les conditions d'équilibre de la mousse, Plateau établit trois règles géométriques concernant l'équilibre des films dans les mousses sèches 3D. Elles ont été démontrées par Taylor en 1976 [43]. Les trois règles, illustrées sur la figure 17 sont les suivantes [21] :

- 1) chaque paroi de bulle est un film de liquide de courbure constante et de surface lisse. Ceci résulte du fait que la différence de pressions de part et d'autre du film est proportionnelle à la courbure du film, conformément à la loi de Laplace
- 2) trois films de savon se rejoignent sous un angle de 120° pour former un bord de Plateau
- 3) quatre bords de Plateau se rejoignent en formant un tétraèdre, appelé nœud ou vertex. L'angle entre deux arrêtes, appelé angle de Maraldi, vaut 109.5°

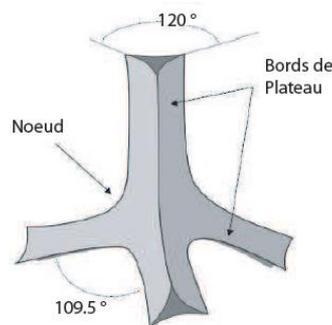


Fig. 17 : Règles de Plateau pour une mousse sèche [21]

On peut faire un parallèle en termes de force avec un solide à l'équilibre soumis à trois forces extérieures. Les droites d'action des forces sont alors coplanaires et se coupent en un même point, appelé vertex. La figure 18 illustre l'équilibre de ces trois forces et définit le vertex [29]. Ici les forces ont mêmes intensités ; elles sont donc orientées à 120° les unes par rapport aux autres.

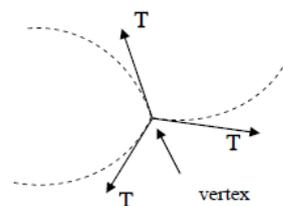


Fig. 18 : Définition d'un vertex (extrait de [29])

Le cas des bulles des mousses humides est différent ; elles ont des surfaces de contact plus étroites entre elles et le liquide gonfle les lignes d'intersection des films pour former un réseau de canaux qui s'entrecroisent. En 1992, Weaire et Bolton ont montré que ces bords ont des effets considérables sur le grossissement des cellules et sur les propriétés mécaniques de la mousse [44].

Il n'existe pour le moment aucun modèle mathématique assez complet pour décrire dans tous les cas un amas de quelques bulles. La structure d'une mousse est souvent décrite à l'aide d'un modèle simplifié. En s'appuyant sur les règles de Plateau, trois cellules élémentaires permettent de construire n'importe quelle structure de mousse: la cellule de Kelvin, de Weaire-Phelan et de Friauf-Laves (détaillées en annexe 8.2) [46].

2.1.4.2 Effet Gibbs Marangoni à l'origine de la formation des mousses

Les tensioactifs permettent de stabiliser une bulle en diminuant la tension superficielle de l'interface. Les bulles en se formant ont tendance à monter à la surface du liquide, ce que l'on peut observer par exemple dans les boissons gazeuses.

Lors du rapprochement de deux bulles, le film liquide qui les sépare s'amincit en même temps que l'interface liquide/gaz s'étire, comme le montre la figure 19. L'étirement des interfaces entraîne une diminution de la concentration en tensioactif. Il en résulte une augmentation en tension superficielle de la zone étirée et une diminution vers les zones adjacentes aux deux bulles, c'est l'effet Gibbs. De ce gradient de tension superficielle résulte une force, appelée Marangoni, dirigée des zones de basse vers les zones de haute tension superficielle, comme le montre la figure 19. Ce phénomène peut s'observer l'on que l'on verse une goutte de produit vaisselle dans de l'eau où flottent des gouttes d'huile [13,14].

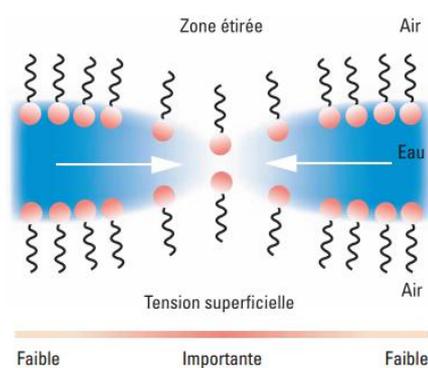


Fig. 19 : Le gradient de tension superficielle et la force de Marangoni (extrait de [13])

Le phénomène Gibbs-Marangoni est souvent décrit comme la manifestation physique de l'élasticité des films des bulles. Si la concentration en tensioactifs est supérieure à la CMC, l'effet Gibbs-Marangoni devient moins efficace et la durée de vie de la mousse est alors très fortement diminuée [14].

2.1.4.3 Effet de la gravité et effet capillaire : drainage du liquide

Sous l'effet de la pesanteur, le liquide contenu dans la mousse s'écoule dans le squelette des bulles gazeuses et assèche la mousse dans sa partie supérieure, comme le montre la figure 20.

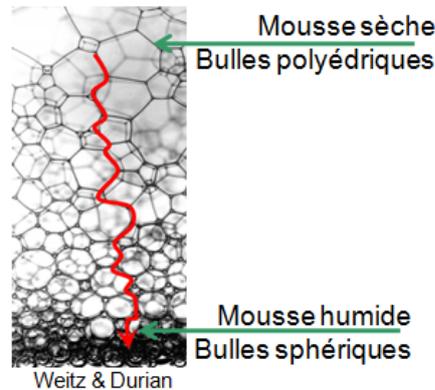


Fig. 20 : Ségrégation des bulles en fonction de leur humidité au sein d'une mousse [46]

Dans le réseau des canaux, on observe un effet capillaire. Le liquide va migrer vers les bords de Plateau, comme le montre la figure 21. Cet effet est dû à la concavité de la surface des bords de Plateau qui entraîne un déficit de pression ($P_1 > P_2$).

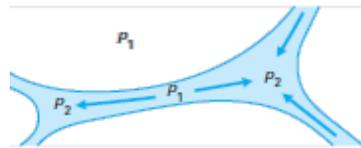


Fig. 21 : Drainage par succion capillaire (extrait de [14])

Il existe des modèles de drainage, détaillés en annexe 8.3. Dans le cas des mousses sèches, les forces de viscosité dominent par rapport au drainage du fluide ; ces mousses sont donc considérées souvent comme plus stables par rapport aux mousses humides.

2.1.4.4 Mûrissement (« coarsening »)

Le mûrissement ou encore appelé le disproportionnement tend à faire disparaître les petites bulles au profit des grandes. Les bulles plus petites en surpression par rapport à leurs voisines plus grandes, tendent à se vider dans ces dernières. La figure 22 représente la différence de pression $P_2 > P_1$ qui engendre la diffusion du gaz à travers les films liquides [14]. Ce processus mène à une diminution du nombre total de bulles et à l'augmentation de la fraction de liquide contenue dans les bords de Plateau, comme le montre la figure 23. Il est alors plus facile pour le liquide de couler à travers ces canaux. Le drainage est ainsi accéléré par ce phénomène. L'évolution temporelle de l'aire d'une bulle est liée à sa valence (c'est-à-dire son nombre de voisins) par la loi de Von Neumann [29], décrite en annexe 8.3. La vitesse de mûrissement est gouvernée par la constante de perméabilité des films, notion définie en annexe 8.3.

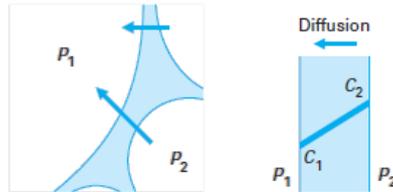


Fig. 22 : Diffusion du gaz entre les bulles, à l'origine du mûrissement (extrait de [14])



Fig. 23 : Chronogramme schématique du mûrissement dans une mousse (extrait de [47])

2.1.4.5 Coalescence des bulles

Le film qui sépare deux bulles se rompt si son épaisseur dépasse une valeur critique. La figure 24 schématise le déroulement de la coalescence de deux bulles. Cette épaisseur dépend de la formulation de la mousse. Il existe des films stables de quelques nanomètres et des films instables de plusieurs dizaines de micromètres [14]. A l'inverse du mûrissement, plus les bulles sont grosses plus la coalescence a lieu rapidement. Ce phénomène entraîne souvent la rupture des films de bulles voisines qui déclenche une sorte de réaction en chaîne. Il n'existe actuellement pas de modèle pour ce phénomène de vieillissement.



Fig. 24 : Chronogramme schématique de la coalescence de deux bulles (extrait de [47])

2.1.4.6 Compromis entre moussabilité et stabilité

Les trois phénomènes de vieillissement entraînent une modification de la structure de la mousse au cours du temps. Il y a un compromis à trouver entre la moussabilité (capacité du liquide moussant ou du système de génération à produire de la mousse) et la stabilité d'une mousse. En effet plus la concentration en tensioactifs augmente, plus la mousse est stable, cependant ces molécules ne possèdent pas une bonne cohésion intermoléculaire et ne favorisent donc pas la stabilité de la mousse lorsqu'elles sont en grand nombre alors même qu'elles sont indispensables à la formation des bulles [14]. De plus nous avons vu qu'à partir d'un certain seuil de concentration, la CMC, la mousse ne peut plus se former.

L'annexe 8.4 propose des moyens pour optimiser une mousse par différentes méthodes trouvées dans la littérature.

2.1.5 Caractérisation de la mousse

L'aptitude d'un liquide moussant à générer de la mousse est basée sur trois caractéristiques physiques fondamentales : sa moussabilité, sa tension superficielle et sa viscosité. Une fois la mousse générée, elle est caractérisée par sa fraction volumique de liquide (ou son foisonnement), sa distribution de taille de bulles et sa célérité du son. D'autres caractéristiques comme la perméabilité, la compressibilité et la dilataance sont détaillées en annexe 8.5.

2.1.5.1 Liquide moussant

Le liquide moussant ou la solution moussante est le mélange entre l'eau et le liquide contenant les tensioactifs.

Selon la norme NF EN 1568 [22,23], dans le domaine des services anti-incendie, on désigne par émulseur le liquide moussant. Un émulseur est généralement constitué d'un tensioactif, d'un polymère, d'un stabilisant, d'un solvant et d'eau. Des brevets s'intéressent à améliorer la formulation des émulseurs [24,25]. Les proportions de ces différents constituants ne sont généralement pas données par les industriels. L'action des émulseurs dans le cadre de l'extinction d'un feu est décrite dans l'annexe 8.2. Il semble que les mousses anti-incendie étaient initialement produites par réactions chimiques [127].

2.1.5.2 Moussabilité du liquide moussant

La moussabilité est la quantité de mousse susceptible d'être produite à partir d'une certaine quantité de liquide moussant dans des conditions données. De façon intuitive, on pourrait penser que plus la concentration en tensioactifs est importante dans la solution moussante, plus la quantité de mousse produite est grande. Or il existe une concentration maximale de tensioactifs à partir de laquelle la moussabilité tend à diminuer, nommée le CMC (concentration micellaire critique). La figure 25 représente l'évolution de la moussabilité en fonction de la concentration en tensioactifs.

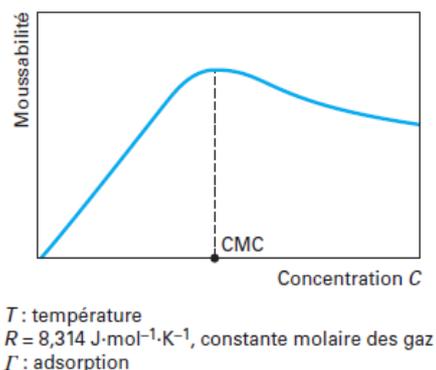


Fig. 25 : Variations de la moussabilité en fonction de la concentration C en tensioactifs (extrait de [14])

Le test de Bikerman permet de mesurer la moussabilité [14]. Il consiste à générer une mousse dans une colonne contenant une certaine quantité de liquide moussant par injection d'un débit constant de gaz à travers un fritté ou tout autre dispositif produisant de petites bulles de taille définie. Ce système est souvent appelé bulleur. Le fritté en quartz (diffuseur pour aquarium) utilisé pour cette étude

est présenté en figure 26. Sa porosité est évaluée à environ 30% et la taille de ses pores à 100 μ m. Une fois la mousse produite, sa variation temporelle de masse volumique est déterminée par pesées directes successives de mousse prélevée dans un conteneur permettant le drainage.

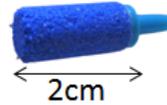


Fig. 26 : Diffuseur utilisé pour le test de Bikerman

2.1.5.3 Tension superficielle du liquide moussant

La tension superficielle du liquide moussant γ peut se déterminer à l'aide de différents tensiomètres qui mesurent [21] :

- la force capillaire exercée sur un objet immergé dans la solution. Cette méthode est dite de Wilhelmy lorsque l'objet est par exemple une fine lame de platine et dite de Nouy si c'est un anneau. La précision de la mesure est de +/- 0.1mN/m.
- la forme d'une goutte. La méthode de la goutte pendante consiste à suspendre une gouttelette de l'ordre de 1mm de diamètre à l'extrémité d'une aiguille. Sa forme et ses modifications au cours du temps dépendent de la tension superficielle, puisqu'elle est telle que le saut de pression en tout point de l'interface est donné par la loi de Laplace.
- la pression de détachement d'une bulle. Cette méthode est adaptée pour les tensioactifs de faible masse moléculaire dont la tension de surface diminue rapidement avec le temps (par exemple le SDS). Un gaz est injecté dans un capillaire plongé dans la solution moussante à caractériser. L'évolution de la pression du gaz est mesurée en fonction du temps. Lorsqu'elle est maximale, c'est-à-dire quand le rayon de la bulle est égal à celui du capillaire, la pression est égale à la loi de Laplace (équation (1)).

2.1.5.4 Viscosité du liquide moussant

La connaissance de la viscosité du liquide moussant est nécessaire à la conception d'un système de génération de mousse.

Un des instruments pour mesurer la viscosité est le viscosimètre qui s'appuie sur le problème de l'écoulement de Couette. Il est alors composé de deux cylindres concentriques, le cylindre extérieur étant fixe et le cylindre intérieur en rotation entraînée par un moteur. La mesure du couple nécessaire pour empêcher la rotation du cylindre intérieur sous l'effet de la force de viscosité du fluide contenu entre les deux cylindres permet de remonter à la valeur de la viscosité du fluide.

Pour un fluide non newtonien, ce qui est souvent le cas des émulseurs, une viscosité apparente μ_{nn} est définie pour une vitesse de rotation donnée par l'équation suivante, démontrée en annexe 8.5.

$$\mu_{nn} = k^{1/n} \left(\frac{C}{2\pi h R^2} \right)^{1-1/n} \quad (2)$$

avec :

k et n : constantes dépendantes du fluide et des conditions expérimentales.

R : rayons du système de mesure et du mobile intérieur (m)

h : hauteur immergée du mobile dans le liquide (m)

C : couple exercé sur le viscosimètre (N.m)

Les normes concernant les mousses extinctrices précisent la méthode pour mesurer la viscosité d'un émulseur pseudoplastique (leur viscosité diminue lorsque le gradient de cisaillement augmente à température constante) [22]. Les industriels ne fournissent généralement qu'une valeur de la viscosité apparente. Ils se reposent sur la norme de 1989 qui impose de déterminer la valeur pour des émulseurs pseudoplastiques à 60tr/min [23]. Dans ce cas, la viscosité doit être mesurée par le viscosimètre de la marque Brookfield (type LVT) ou bien par celui de Rheovisco (type LV8) avec le mobile tournant type 4 (diamètre 3.15mm et de longueur 31.75mm).

2.1.5.5 Fraction volumique et la limite mousse sèche/humide

La fraction volumique de liquide, notée ε , est la proportion de liquide incluse dans un certain volume de mousse produite. Elle est définie par l'équation [21] :

$$\varepsilon = \frac{V_{\text{liquide}}}{V_{\text{mousse}}} = 1 - \varphi \quad (3)$$

avec :

φ : fraction volumique de gaz

Les fabricants de liquide moussant pour la lutte anti-incendie préfèrent utiliser la notion de foisonnement d'une mousse, noté f et défini par l'inverse de la fraction volumique de liquide [22,23]. Une relation peut s'établir entre le foisonnement, la fraction de liquide et la masse volumique de la mousse telle que :

$$f = \frac{1}{\varepsilon} = \frac{\rho_{\text{liquide}}}{\rho_{\text{mousse}}} \quad (4)$$

avec :

ρ : masse volumique (kg/m^3)

Détermination de la fraction de liquide par conductimétrie

Un volume de liquide étant plus facile à mesurer qu'un volume de gaz, il est préférable de travailler avec ce paramètre plutôt qu'avec la fraction volumique de gaz notée φ . La fraction volumique de liquide peut se déterminer directement par pesée d'un volume de mousse donné ou en mesurant la conductivité de la mousse rapportée à celle du liquide moussant. La relation entre la conductivité de la mousse et la fraction liquide a été écrite par Lemlich en 1965 [26]. En 2006, Marze proposa une extension des lois de Lemlich pour les fractions volumiques de liquide entre 2 et 50% [20,27,28] :

$$\varepsilon = \frac{3\sigma(1 + 11\sigma)}{1 + 25\sigma + 10\sigma^2} \quad (5)$$

avec :

σ : rapport entre la conductivité de la mousse sur celle du liquide moussant

Des industriels proposent des analyseurs de mousse (mesure de la fraction de liquide, de la taille des bulles et de la moussabilité) s'appuyant sur la mesure par conductimétrie. Ils possèdent des systèmes de génération de mousse interne reproductible par diffusion d'air ou par agitation.

- le DFA 100 (Dynamic Foam Analyzer) de Krüss
- le Foamscan de Teclis

Limite mousse sèche/ mousse humide

En fonction de la fraction volumique de liquide dans une mousse, trois domaines sont définis [21]:

- $\varepsilon < 5\%$: mousse sèche
- $5\% < \varepsilon < 30\%$: mousse humide
- $\varepsilon > 30\%$: liquide à bulles (ou liquide bulleux)

La forme des bulles est liée à leur humidité. Les bulles des mousses sèches sont de forme polyédrique alors que celles des mousses humides sont presque sphériques. Une mousse fraîchement produite présente des bulles quasi-sphériques alors qu'après 30mn, elles sont plutôt de forme polyédrique.

Les moyens de génération de mousse dans la lutte anti-incendie sont alors classés suivant trois domaines selon la valeur du foisonnement [22]

- $f < 20$: bas foisonnement
- $20 < f < 200$: moyen foisonnement
- $f > 200$: haut foisonnement

2.1.5.6 Analyse de la taille des bulles

La taille des bulles d'une mousse varie entre 10 μm et 1 cm. Il est en revanche difficile en pratique d'obtenir des bulles de taille inférieure à 50 μm [14]. La taille des bulles grossit au cours du temps, ceci est dû à des phénomènes microscopiques, détaillés en annexe 8.6, qui réarrangent les bulles de la mousse induisant un désordre topologique. Il a été montré que la distribution de la taille des bulles dépend de la méthode de fabrication de la mousse [29]

Pour caractériser la dispersion de la taille des bulles au sein d'une mousse, un coefficient de polydispersité (p) est défini [21] :

$$p = \frac{\langle R^3 \rangle^{2/3}}{\langle R^2 \rangle} - 1 \quad (6)$$

avec :

R : rayon de la bulle (m)

$\langle k \rangle$: moyenne de k

Plus le coefficient p est important, moins la mousse est dite monodisperse c'est-à-dire les bulles ont toutes la même taille.

La méthode retenue pour l'analyse des caractéristiques des mousses est la visualisation directe. Avec un éclairage en transmission, l'image du bord de

Plateau en contact avec la paroi est une bande claire séparée par deux traits sombres [21], comme le montre les images d'un échantillon de mousse à raser Gillette de la figure 27, extraites de la littérature.

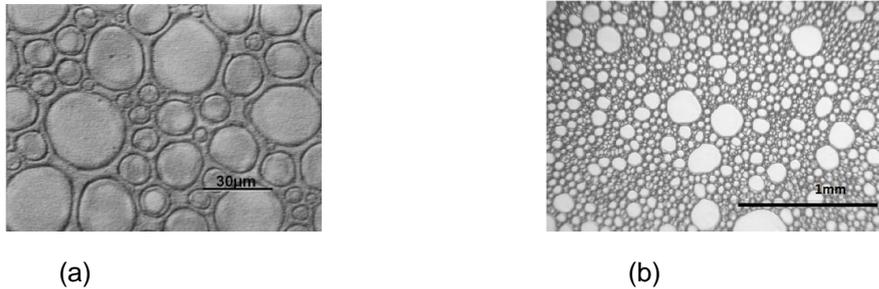


Fig. 27 : Image d'un échantillon de mousse à raser Gillette :
 (a) prise au microscope (extrait de [30])
 (b) prise à la loupe, échantillon placé entre deux lames de verre séparées de 55µm (extrait de [31])

Par un calcul d'optique géométrique, l'épaisseur apparente du bord de Plateau W_{app} est liée à son épaisseur réelle W [21]:

$$W_{app} = W(1 - \sin\theta) \quad (7)$$

avec:

θ : angle valant 48.8° pour une interface eau-air et variant peu en fonction avec la concentration en tensio-actifs

De même, on en déduit une expression du diamètre apparent de la bulle d_{app} en fonction de son diamètre réel, d [21]

$$d_{app} = d \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) \quad (8)$$

Le logiciel ImageJ permet d'effectuer des mesures statistiques complètes d'un matériau poreux à partir de clichés photographiques [32]. La distribution de la taille des bulles d'une mousse 2D peut donc être déterminée par ce logiciel.

D'autres méthodes présentées en annexe 8.5 sont aussi possibles pour examiner la structure d'une mousse.

2.1.5.7 Célérité du son dans mousse

D'une manière générale et pour n'importe quel fluide, la célérité du son est définie en fonction de la pression (P) et de la masse volumique du fluide (ρ) par la relation suivante :

$$c_{fluide} = \sqrt{\left(\frac{\partial P}{\partial \rho}\right)_s} \quad (9)$$

Deux modèles permettant de calculer la célérité du son dans la mousse sont détaillés dans cette partie, le modèle de Kann et le modèle pour le cas des liquides à bulles sont détaillés en annexe 8.5.

Modèle classique de Wood

La célérité dans un mélange air-liquide peut être définie en fonction de la masse volumique du liquide (ρ_l), de celle de l'air (ρ_g) et de la fraction volumique de liquide (ε) par la formule de Wood [33]. Cette relation repose sur l'hypothèse que la mousse est considérée comme un milieu effectif, dont la masse volumique et la compressibilité sont une moyenne pondérée par la fraction volumique de la phase liquide et gazeuse soit :

$$c_{\text{mousse}}^2 = \frac{1}{\langle \rho \rangle \langle \chi \rangle} \quad (10)$$

avec :

$$\begin{aligned} \langle \rho \rangle &= \varepsilon \rho_l + (1 - \varepsilon) \rho_g && : \text{masse volumique pondérée (kg/m}^3\text{)} \\ \langle \chi \rangle &= \varepsilon \chi_l + (1 - \varepsilon) \chi_g && : \text{compressibilité pondérée (Pa}^{-1}\text{)} \end{aligned}$$

Après manipulation de l'équation (10), on obtient la relation suivante :

$$c_{\text{mousse}} = \left[\langle \rho \rangle \left(\frac{1 - \varepsilon}{\rho_g c_g} + \frac{\varepsilon}{\rho_l c_l} \right) \right]^{-1/2} \quad (11)$$

Sur la figure 28, l'évolution de la célérité du son dans la mousse d'après Wood a été tracée en fonction de la fraction de liquide. Deux cas extrêmes sont identifiés, la célérité du son dans l'air et dans l'eau et trois zones en fonction de la fraction volumique : mousse sèche, mousse humide et liquide à bulles.

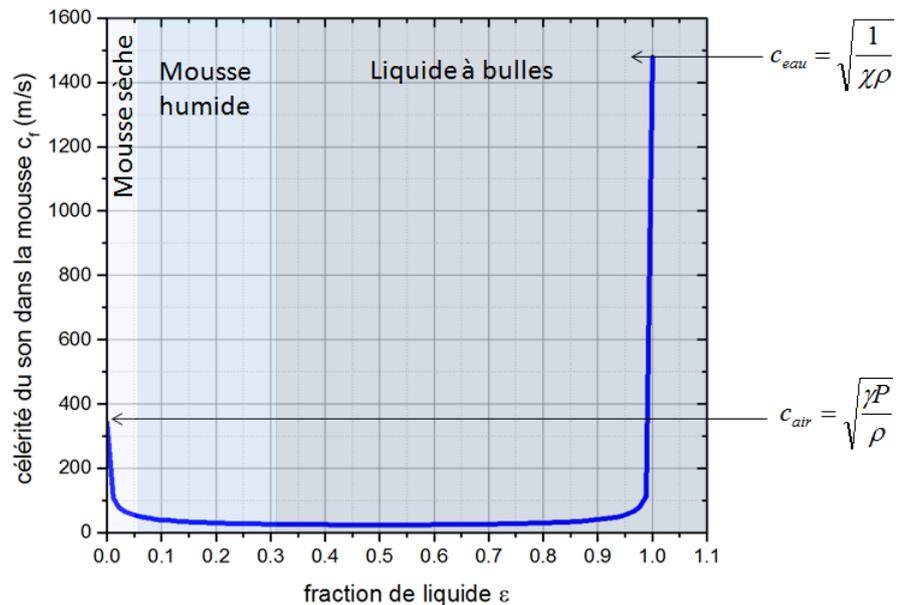


Fig. 28 : Evolution de la célérité du son en fonction de la fraction volumique de liquide de la mousse

La célérité du son dans une mousse calculée à l'aide de (17) est généralement de l'ordre de 50m/s [34,35]. Mallock a suggéré de distinguer le domaine de mousse et

de liquide bulleux par le signe de la dérivée de la célérité du son par rapport à sa masse volumique [36,37]:

- $\frac{\partial c_{mousse}}{\partial \rho} < 0$: mousse
- $\frac{\partial c_{mousse}}{\partial \rho} > 0$: liquide bulleux.

Britan a proposé de modifier l'expression de Wood en supposant qu'il y a équilibre thermique entre les deux phases et que le liquide composant la mousse est gouverné par l'équation d'état des « stiffened gas ». La célérité du son peut alors s'écrire [38]:

$$c_{TH} = \frac{c_{Wood}}{1 + K} \quad (12)$$

avec:

$$K = \frac{\langle \rho \rangle c_{Wood}^2}{T} \frac{\left(\frac{1}{\rho_g c_{pg}} - \frac{1}{\rho_l c_{pl}} \right)^2}{\left(\frac{1}{\epsilon \rho_l c_{pl}} - \frac{1}{(1 - \epsilon) \rho_g c_{pg}} \right)} c_{TH}$$

avec :

- c_{Wood} : célérité de la mousse calculée avec l'équation (11) (m/s)
 T : température des phases (K)
 c_{pg} : capacité calorifique volumique du gaz ($J \cdot m^{-3} \cdot K^{-1}$)

Influence de la fréquence acoustique : la mousse comme un métamatériau

De plus récentes études ont montré que la célérité du son dans une mousse pouvait être de l'ordre de 200m/s, par exemple pour des mousses sèches dont la taille des bulles est de quelques millimètres [39,40]. Alors que classiquement la célérité d'une mousse à raser (mousse humide) est de l'ordre de 50m/s pour des bulles d'une taille de 100 μ m [30]. En général, les valeurs expérimentales sont supérieures à la prédiction théorique donnée par le modèle du milieu effectif (modèle de Wood) sur la célérité du son. Ceci nous indique que la fraction de liquide ne semble pas être suffisante pour caractériser la célérité du son dans une mousse. De récentes études ont montré que la célérité du son dépend de la fréquence et de la taille de bulles. Pierre et Dollet montrent alors que les mousses sont des métamatériaux acoustiques naturels [41]. Ce genre de matériaux dont les propriétés sont non intuitives se définit par une masse volumique effective négative. Dans ce modèle, la mousse est alors vue comme une succession périodique de cellules unitaires. Le film de savon est représenté par une membrane circulaire d'épaisseur e et de rayon a et les bords de Plateau par un anneau rigide de diamètre externe b et séparé les uns des autres d'une distance d , comme le montre la figure 29.

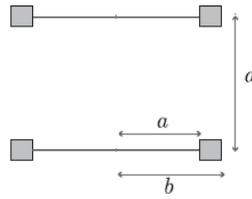


Fig. 29 : Schéma de la structure d'une mousse considérée comme un métamatériau (extrait de [41])

Le nombre d'onde complexe k a été mesuré pour différentes fréquences f (60 et 600kHz) et pour différentes tailles de bulles R (15 et 50 μm), les résultats sont résumés sur la figure 30. Connaissant la fréquence de l'onde considérée et la taille de bulles, il est possible de déterminer la célérité du son dans une mousse, notée c , à l'aide de la relation 13 et de la figure 30, qui fait intervenir la pulsation de la sollicitation ω .

$$c = \frac{\omega}{\text{Re}(k)} \quad (13)$$

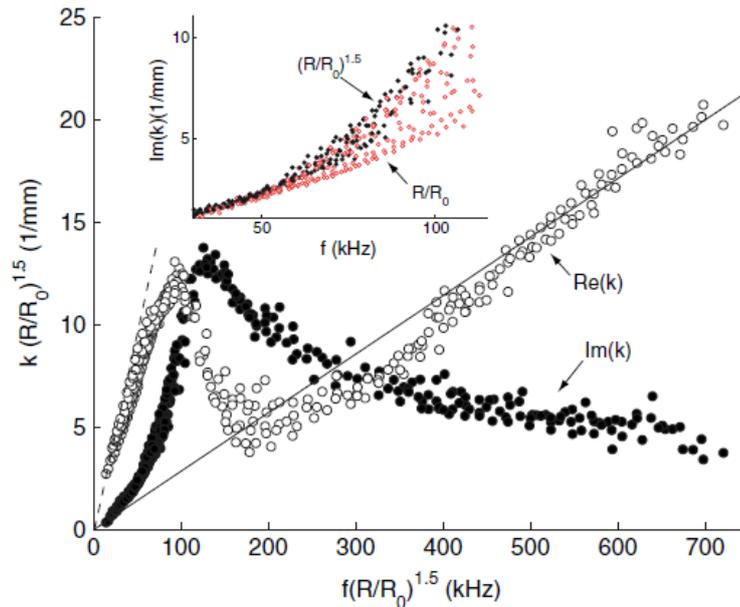


Fig. 30 : Relation de dispersion pour un rayon de bulle médian R_0 de 40 μm (extrait de [41]).

2.1.6 Etude de la déformation et de l'écoulement des mousses : la rhéologie

La rhéologie est la science de la déformation et de l'écoulement des fluides complexes qui se comportent comme un liquide et un solide. Pour caractériser le comportement rhéologique d'une mousse, une déformation lui est appliquée et la contrainte résultante est mesurée ou vice versa. Rappelons qu'à l'issue de la sollicitation mécanique à grandes déformations d'une mousse, des réarrangements de bulles de type T1 ou T2. Ces réarrangements structuraux sont présentés en annexe 8.6.

2.1.6.1 *Ecoulement de la mousse*

Selon la contrainte appliquée, la mousse peut se comporter comme [21]:

- un fluide visqueux non newtonien si cette contrainte (σ) est supérieure à une valeur critique définie pour le type de mousse étudiée (σ_y)
- un solide viscoélastique si $\sigma < \sigma_y$.

La transition entre ces deux comportements se produit pour une contrainte seuil (σ_y) qui varie en fonction de la fraction de liquide. La contrainte seuil plastique pour une mousse sèche est définie par la relation [21]:

$$\sigma_y \sim \frac{\gamma}{R_v} \quad (14)$$

avec:

γ : tension superficielle du liquide moussant (N.m^{-1})

R_v : rayon de Sauter des bulles (rapport entre le troisième et le second moment de la distribution de la taille des bulles) (m)

Régime stationnaire (loi Herschel-Bulkley- fluide rhéoamincissant)

En régime stationnaire, l'écoulement d'une mousse se présente comme celui d'un fluide rhéoamincissant à l'échelle macroscopique. Il peut se décrire par une loi phénoménologique du type Herschel-Bulkley [48,148] :

$$\begin{aligned} \sigma &= \sigma_y + k\dot{\gamma}^n \text{ si } \sigma > \sigma_s \\ \dot{\gamma} &= 0 \text{ si } \sigma < \sigma_s \end{aligned} \quad (15)$$

avec :

σ_y contrainte seuil (Pa)

k viscosité plastique

$\dot{\gamma}$ taux de cisaillement (s^{-1})

n exposant compris entre 0.25 et 1, dépendant du liquide moussant.

Quand n est égal à 1, on parle alors de modèle Bingham. Ce dernier ne prend pas en compte les phénomènes de grossissement des bulles.

La viscosité apparente ou effective de l'écoulement d'une mousse 2D, notée k_{app} , se définit par la relation suivante :

$$k_{app} = \frac{\sigma}{\dot{\gamma}} \quad (16)$$

avec :

σ : contrainte imposée à la mousse (Pa)

$\dot{\gamma}$: taux de cisaillement (s^{-1})

La viscosité apparente d'une mousse est considérablement supérieure à celle de la solution moussante. Lorsque la contrainte appliquée est suffisamment élevée, la viscosité apparente décroît au cours du temps. On dit alors que la mousse est thixotrope. La relation entre la contrainte et le taux de cisaillement diffère en fonction du sens du balayage des contraintes (croissantes ou décroissantes) [48].

Régime sinusoïdal (loi visco-élastique)

Dans le cas où la déformation appliquée à la mousse est sinusoïdale, en supposant un régime linéaire, la contrainte de cisaillement résultante est aussi sinusoïdale, de même pulsation mais avec un déphasage δ par rapport à la déformation. On définit G^* , le module complexe de cisaillement tel que [21] :

$$G^*(\omega) = G'(\omega) + iG''(\omega)$$
$$G^*(\omega) = \frac{\sigma_0}{\varepsilon_0} (\cos \delta + i \sin \delta) \quad (17)$$

avec :

G' : module élastique

G'' : module de perte lié à la viscosité

Les expressions de G' et G'' sont déterminées à l'aide de différentes formules et hypothèses, décrits en annexe 8.8 [15,20,21,27,28,29,48].

2.1.6.2 Modélisation d'une mousse

Les lois de comportement élémentaires servant de point de départ pour les lois constitutives pour les mousses sont rappelées brièvement dans l'annexe 8.7. Le comportement complexe des mousses sont le sujet d'étude de nombreux chercheurs [15,27,29,48,148]. Nous avons ici résumé succinctement les trois grandes catégories de modèles selon l'échelle de longueur locale utilisée. Ces modèles permettent de faire le lien entre une description physique à l'échelle locale, faisant apparaître les variations spatiales de la contrainte et une macroscopique, permettant de considérer que le champ de contrainte est bien continu et dérivable indépendamment des microstructures.

Modèles à l'échelle des films

Les interfaces liquide-gaz ayant des propriétés particulières, il convient d'en prendre compte lors de la modélisation de la mousse. On distingue trois modèles pour les mousses bidimensionnelles et/ou ordonnées :

- le modèle de Princen : la mousse est vue comme un réseau hexagonal, comme le montre la figure 31. Une généralisation à trois dimensions est possible dans ce modèle afin d'étudier les empilements polydisperses et désordonnés [29].

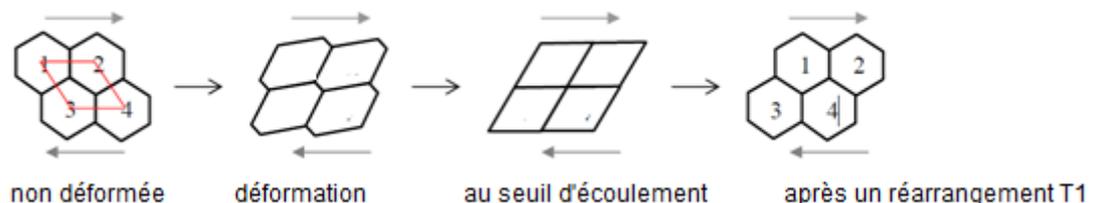


Fig. 31 : Schéma représentant une mousse 2D modélisée par le modèle de Princen (mousse de type hexagonale) en fonction des différentes étapes de déformation (extrait de [29])

- le modèle de Doi et Ohta : la mousse est représentée comme un ensemble de films indépendants [149]. Le calcul exact dans ce modèle ne peut se réaliser que dans des géométries de déformations simples [29].
- le modèle de Larson : les interfaces liquide-gaz sont décomposées en petits éléments plans qui se déforment de façon affine sous une déformation [150].

Modèles mésoscopiques

Ces modèles sont décrits par Sollich, Hebraud en s'appuyant sur les modèles des milieux mous vitreux [151]. Le modèle SGR (Soft Glassy Rheology) permet de déterminer les caractéristiques rhéologiques linéaires et non-linéaires du matériau. Ce dernier est considéré comme une dispersion concentrée et désordonnée de petites unités déformables, telles que des bulles.

Modèle à l'échelle des bulles

Le modèle de Durian suppose que les bulles interagissent par deux forces lorsqu'elles se touchent (répulsion harmonique et force visqueuse) [30]. En s'appuyant sur des algorithmes de dynamique moléculaire, le mouvement de chaque bulle est déterminé. Une configuration des bulles établie à l'aide de ce modèle est présentée sur la figure 32. Une prise en compte de l'interaction visqueuse permet de modéliser la réponse dynamique d'une mousse par ce modèle.

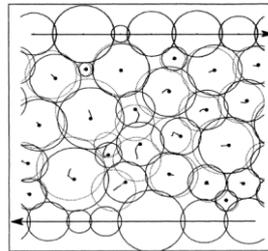


Fig. 32 : Configuration des bulles avant (cercle gris) et après (cercle noir) un réarrangement induit par une déformation de 10^{-5} sur une mousse sèche 2D polydispense soumise à un taux de cisaillement constant (extrait de [30])

Modèles numériques

Deux modèles sont plus adaptés pour une étude statique (Surface Evolver et modèle de Potts) et d'autres plutôt pour une étude dynamique (modèle de Voronoi et modèle des vertex) [21].

Les modèles adaptés pour une étude statique sont les suivants :

- Surface Evolver : ce code s'appuie sur le principe que lors d'une déformation quasi-statique, la structure d'une dispersion concentrée de bulles doit, à chaque instant, être d'aire minimale, à volume de la phase dispersée constant, afin de minimiser son énergie superficielle [152]. Dans ce modèle à l'échelle des films, la dissipation dans les mousses est prise en compte. Cette modélisation donne accès au nombre de faces par bulles, au nombre d'arrêtes par face ou encore à la distribution de taille de bulles dans

des mousses humides et sèches, comme l'illustre la figure 33. Ce logiciel est très précis, uniquement à l'équilibre.

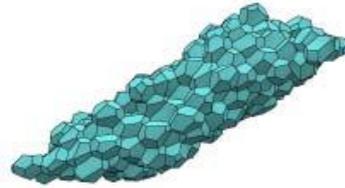


Fig. 33 : Simulation numérique d'une mousse sèche désordonnée monodisperse de 216 bulles soumise à une déformation quasistatique (extrait de [29])

- **Modèle de Potts :** il est basé sur une représentation discrète de l'espace dans laquelle la valeur du numéro distingue les régions occupées par chacune des bulles [153]. A chaque bulle correspond une valeur donnée unique de numéro. Une énergie est associée aux numéros situés à l'interface entre deux régions et une dynamique de numéros permet de simuler le mûrissement, comme le montre la figure 34. Les calculs s'appuient sur un algorithme de type Monte-Carlo. Ce modèle permet de simuler efficacement l'évolution de mousses contenant un très grand nombre de bulles, mais il n'est pas adapté pour représenter précisément la structure des bulles.

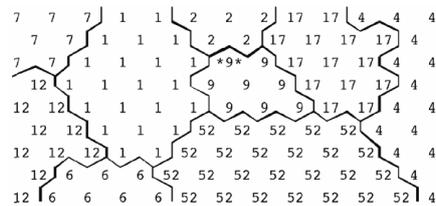


Fig. 34 : Simulation de l'évolution d'une mousse 2D à l'aide du modèle de Potts (extrait de [154])

Deux autres modèles numériques permettent de prendre en compte la dynamique de la mousse :

- **Modèle des vertex,** introduit par Kawasaki, décrit l'écoulement des mousses 2D sèches [155]. Seules les positions des vertex sont prises en compte, les films ne le sont pas. La dynamique de la mousse est obtenue à partir d'équations approchées du mouvement des vertex, prenant en compte la dissipation d'énergie.
- **Modèle de « Voronoi relaxée »** décrit par Bonniou [29]. La dispersion de points permet de construire par la méthode de Voronoi une division de l'espace en cellules qui dessinent les bulles, comme le montre la figure 35. Une division de Voronoi n'est pas une structure en équilibre car l'énergie superficielle n'est pas minimale. Pour déterminer la structure d'équilibre, le code Surface Evolver est utilisé. Une fois la structure équilibrée, on cherche à annuler la contrainte déviatorique de l'échantillon, une structure de type Voronoi relaxée est ainsi obtenue. Ces structures sont polydisperses. Par un algorithme simple, il est possible de construire des mousses monodisperses

désordonnées. Ce type de distribution a aussi expliqué la présence de structures périodiques dans la distribution des galaxies. Ces dernières études s'appuient aussi sur la théorie des explosions [28].

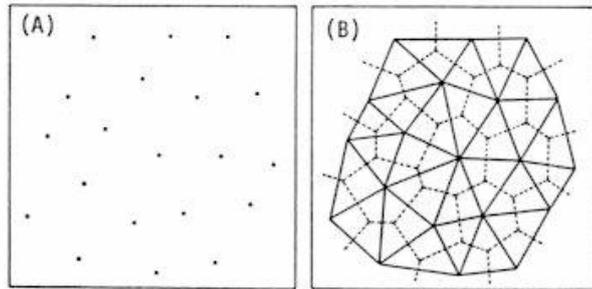


Fig. 35 : Construction d'une cellule de Voronoi (extrait de [28])

(A) répartition aléatoire d'un ensemble de points dans un plan

(B) construction de Voronoi et triangulation correspondante

2.2 Effet de souffle

2.2.1 Détonation d'une charge explosive

La détonation d'une charge explosive entraîne différents types d'effets :

- une onde de choc aérienne liée à une discontinuité de pression
- une source de chaleur liée à la boule de feu
- une expansion des produits de détonation
- des générations et projections d'éclats éventuels

2.2.2 Onde de souffle

Une onde de souffle apparaît quand une onde de détonation interagit avec son milieu de propagation, sans obstacle ou presque, ce qui est le cas pour la détonation d'une charge explosive en champ libre. Sa célérité et son amplitude diminuent en fonction de la distance parcourue. La figure 36 montre le profil classique d'une onde de souffle dit de Friedlander avec une phase de surpression positive suivie d'une phase négative [52].

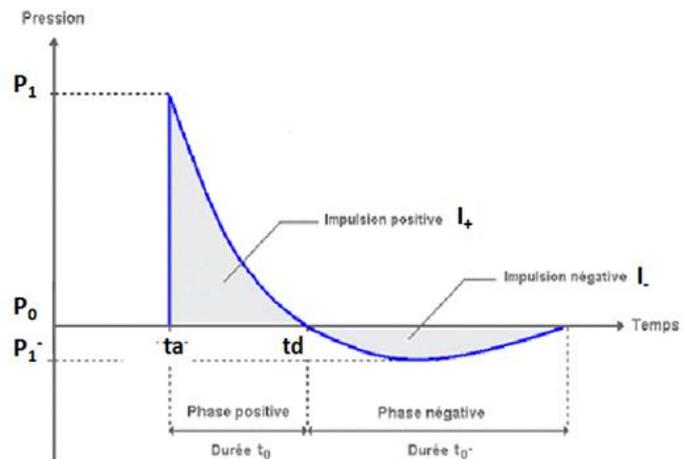


Fig. 36 : Profil de pression d'une onde de souffle (extrait de [53])

L'onde de souffle se caractérise par :

- t_a : temps d'arrivée de l'onde de souffle (s)
- $t_{0+} + t_{0-}$: durée totale du souffle, appelée souvent temps d'application
- I_+ : impulsion positive (Pa.s) définie par :

$$I_+ = \int_{t_a}^{t_d} P(t) dt \quad (18)$$

- M : nombre de Mach déterminé par le rapport entre la célérité de l'onde dans le milieu où elle se propage (V) et la célérité du son de ce milieu (c) :

$$M = \frac{V}{c} \quad (19)$$

- P_1 : amplitude du pic de pression de l'onde, souvent définie par rapport à la pression ambiante P_0 selon une des relations de Rankine Hugoniot donnée par :

$$\frac{P_1}{P_0} = \frac{2\gamma}{1 + \gamma}(M^2 - 1) \quad (20)$$

avec :

P_0 : pression ambiante (1bar)

γ : rapport des capacités calorifiques du fluide (1.4 dans l'air).

Il est classique de trouver la notion de surpression (ΔP) telle que :

$$\Delta P = P_1 - P_0 \quad (21)$$

2.2.3 Grandeurs réduites et lois de similitude

En s'appuyant sur les travaux de Hopkinson qui utilisa le théorème de Buckingham, il est possible d'estimer les caractéristiques d'une onde de souffle réelle à partir des mesures effectuées à échelle réduite [54]. Si les conditions atmosphériques sont supposées les mêmes aux deux échelles, on parle de lois de similitude d'Hopkinson [55]. Il est alors possible d'exprimer la pression en fonction de la distance réduite Z exprimée en $m/kg^{1/3}$, définie par la relation :

$$Z = \frac{r}{W^{1/3}} \quad (22)$$

avec :

r : distance par rapport au centre de la charge (m)

W : masse de l'explosif (kg)

Afin de pouvoir comparer les caractéristiques du choc généré par différents explosifs, un facteur d'équivalence en pression et en impulsion (k_{TNT}) est défini par rapport au TNT (trinitrotolène) tel que:

$$W_{eq\ TNT} = m_k \cdot k_{TNT} \quad (23)$$

avec:

m_k : masse de l'explosif considéré (kg)

$W_{eq\ TNT}$: masse de l'explosif considéré en équivalence TNT (kg)

Le tableau 3 donne le facteur d'équivalence en TNT pour la composition C4. La composition C4 est composée de 91% de RDX (cyclotriméthylènetrinitramine), de 6% de TNT et de 3% de liants (DOA- adipate de dioctyle et d'un plastifiant, l'adiapate). D'autres grandeurs réduites peuvent être ainsi définies, par exemple :

- l'impulsion réduite (I_{eq}) exprimée en $\text{Pa}\cdot\text{s}/\text{kg}^{1/3}$ telle que :

$$I_{eq} = \frac{I}{W^{1/3}} \quad (24)$$

- le temps d'arrivée de l'onde réduit ($\text{s}/\text{kg}^{-1/3}$)
- la durée de la phase positive réduite ($\text{s}/\text{kg}^{-1/3}$)

	Facteur d'équivalence	
	en pression	en impulsion
TNT	1	1
C4	1.37	1.19
RDX	1.19	1.16

Tab. 3 : Valeurs des facteurs d'équivalence en TNT pour la composition C4 et du RDX (extrait de [56])

2.2.4 Détermination de la surpression d'une onde de souffle dans l'air

Différentes lois empiriques permettent d'exprimer la surpression dans l'air en fonction de la distance réduite à la charge Z , souvent pour des cas où la charge d'explosif est posée au sol par exemple [52,53,54,55,56,57,58,59]. Une relation empirique donnée par Kinney est rappelée ici [52]:

$$\frac{P_1}{P_0} = \frac{808(1 + (\frac{Z}{4.5})^2)}{\sqrt{(1 + (\frac{Z}{0.048})^2)(1 + (\frac{Z}{0.32})^2)(1 + (\frac{Z}{1.35})^2)}} \quad (25)$$

Expérimentalement, la pression est classiquement mesurée de deux façons :

- parallèlement à l'écoulement (pression de défilement) : on parle alors de pression statique.
- perpendiculairement à l'écoulement à un point où la vitesse locale du fluide est nulle (point de stagnation) : on parle alors de pression totale ou pression d'arrêt. La pression totale est la somme de la pression statique et dynamique.

En écoulement incompressible, la pression totale (P_t) et la pression statique (P_s) sont reliées par la relation établie par le théorème de Bernoulli :

$$\frac{1}{2}\rho V^2 + P_s = 0 + P_t \quad (26)$$

En écoulement compressible, la relation devient :

$$\frac{P_t}{P_s} = \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2\right)^{\frac{\gamma - 1}{2}} \quad (27)$$

Souvent écrêtée par les capteurs, la valeur de la pression maximale atteinte au cours du passage d'une onde de choc est déterminée par la méthode de Kinney [52]. La valeur de crête est déterminée par une interpolation linéaire de la décroissance en pression tracée en échelle logarithmique, comme le montre la figure 37. Cette technique a été utilisée pour déterminer l'ensemble des pressions de crête de cette étude pour les résultats dans l'air.

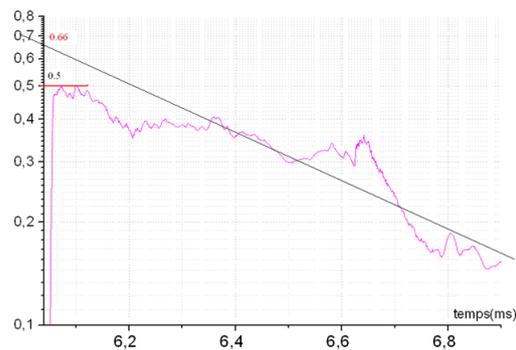


Fig. 37 : Détermination du pic de pression par interpolation d'un profil de pression expérimental [52]

2.2.5 Détermination de l'impulsion

De manière générale, l'impulsion transférée par des efforts de pression est définie par la relation 17. L'impulsion est une grandeur représentative de l'effet d'une explosion sur une cible malgré la perte de notion de temps d'application et d'intensité de pression.

Différentes lois empiriques permettent d'exprimer l'impulsion dans l'air (I) en fonction de la distance réduite à la charge (Z), dans le cas où la charge d'explosif est posée au sol [52,56,57,58]. La relation donnée par Kinney [52] est la suivante :

$$I = \frac{0.067 \sqrt{1 + \left(\frac{Z}{0.23}\right)^2}}{Z^2 \sqrt[3]{1 + \left(\frac{Z}{1.55}\right)^3}} \quad (28)$$

L'impulsion peut être obtenue par :

- intégration des signaux de pression
- calcul à l'aide d'un système mécanique tel qu'un pendule balistique ou un toit mobile convertissant l'impulsion transférée en trajectoire mesurable.

2.3 Principes d'atténuation d'une onde de choc par une mousse aqueuse

D'après les différents résultats présentés dans la littérature ouverte, certains mécanismes d'atténuation d'une onde de choc par une mousse aqueuse prédominent en fonction de la distance à la source du choc. L'annexe 8.9 propose une aide au dimensionnement du confinement d'un choc par mousse aqueuse à l'aide des résultats expérimentaux disponibles dans la littérature.

Les matériaux solides en tant que solution d'atténuation des effets d'un engin explosif sont couramment mis en œuvre par les services de déminage. Le sable est principalement utilisé pour limiter le volume de propagation de potentiels fragments métalliques générés, par exemple par la neutralisation de bombes d'avion historiques retrouvées sur des chantiers. Si le sable constitue un bon candidat en tant que matériau d'absorption, étant largement disponible en masse, il présente cependant l'inconvénient de transférer une quantité de mouvement significative au voisinage de la charge à traiter. L'utilisation de mousse aqueuse permettrait de réduire les dommages collatéraux grâce à sa faible densité et sa distance de projection réduite mais nécessite l'utilisation d'un système de génération spécifique. L'annexe 8.10 fournit une comparaison entre différents matériaux d'atténuation du souffle en termes d'efficacité et de conditions d'utilisation.

2.3.1 Critères d'atténuation

Une onde de souffle est dite atténuée par un matériau si l'une au moins des caractéristiques du choc (surpression maximale, temps d'application de la surpression, impulsion ou vitesse de propagation) a été diminuée par rapport à sa propagation en champ libre. Un matériau absorbant est d'autant plus efficace qu'il parvient à diminuer significativement l'ensemble des caractéristiques du souffle.

2.3.2 Mécanismes gouvernant l'atténuation du souffle

Différents matériaux diphasiques détaillés dans l'annexe 8.10 (mousse solide, sable, sol poreux, neige, nuage de gouttelettes liquides (sprinklers) [60] ou rideaux de bulles [61]) permettent aussi l'atténuation du souffle.

Intuitivement, il semble qu'un milieu est d'autant plus efficace pour atténuer une onde de choc, que sa célérité du son est basse, que sa compressibilité ou sa masse volumique sont élevées.

De par sa structure composée d'une phase liquide et d'une phase gazeuse, la mousse aqueuse semble adaptée à l'atténuation de la propagation d'une onde de choc. En effet, elle présente les caractéristiques suivantes :

- haute compressibilité de la phase gazeuse
- haute capacité calorifique de la phase liquide
- basse célérité du son relativement à celle de l'air et de l'eau
- comportement viscoélasticité

Lors de l'interaction choc mousse, plusieurs phénomènes physiques peuvent expliquer une atténuation des caractéristiques du choc:

- la dissipation :
 - la dissipation thermique [35,62,63,65] due aux transferts de chaleur entre les phases.
 - la dissipation visqueuse [65,64] par friction due au mouvement des bulles dans le liquide qui ont une vitesse plus importante que le fluide et produisent des effets dissipatifs ou convectifs. Ce mouvement est initié par le gradient de pression agissant sur les bulles.
 - la dissipation acoustique [66,67] due à la pulsation ou l'oscillation des bulles.
- la dispersion due à la réflexion de l'onde sur les bulles [62,68,69,71,72]
- l'épaississement du choc [68,73,74,75]
- la transmission partielle de l'onde à l'interface mousse/air [62,71,76,77]
- l'évaporation du film liquide [78,79,80,90]
- la viscoélasticité de la mousse [81,82,83]
- l'effet du drainage qui augmente la non-homogénéité de la mousse dans le sens perpendiculaire à l'écoulement pouvant causer des effets transverses et augmenter l'obliquité du choc [71].
- la fragmentation de la mousse en petites gouttelettes entraînant un phénomène de relaxation [5,84,85,86]
- ...

Bien que la quantification des effets de ces phénomènes demande encore à être éclaircie, plusieurs auteurs les ont classés en fonction de la distance réduite à la charge Z [38,78,81,88] ou l'épaisseur adimensionnée X définie par Raspert [87]. Deux configurations sont présentées dans le tableau 4. L'épaisseur adimensionnée X est définie par Raspert telle que [87]:

$$X = d \left(\frac{\rho_m}{m_{ch}} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (29)$$

avec :

ρ_m : masse volumique de la mousse (kg/m^3)

m_{ch} : masse de l'explosif en équivalent TNT (kg)

l, w, h : longueur, largeur, hauteur de l'enceinte de mousse (m)

d : longueur moyenne de l'enceinte de mousse $d = \frac{(l.w.h)^{\frac{1}{3}}}{2}$ (m)

	Près de la charge $Z < 0.15 \text{ m/kg}^{1/3}$ ($X < 2.5$)	Loin de la charge $Z > 0.3 \text{ m/kg}^{1/3}$ ($X > 2.5$)
Etat final de la mousse	détruite	peut résister
Mécanismes physiques prépondérants	<ul style="list-style-type: none"> • Equilibre thermique et cinématique rapidement atteint • Echanges d'énergie et de chaleur du gaz vers le liquide rapides et irréversibles (effet de la température à l'interface boule de feu/mousse [90]) • Evaporation de la phase liquide [78,79,80] • Multiples réflexions à l'interface mousse/air [88] 	<ul style="list-style-type: none"> • Equilibre thermique et cinématique lent (relaxation) [5,84,85,86] • Conduction thermique (transfert de chaleur) si $0.35 > Z > 0.15$ [78] • Fragmentation des films en gouttelettes [5,84,85,86] • Dispersion du choc [64] • Dissipation visqueuse aux interfaces liquide-gaz (friction) [64,65] • Pulsation des bulles dominante pour une mousse sèche [64]
Modèles utilisés	<ul style="list-style-type: none"> • Propagation d'un choc dans un milieu homogène équivalent à la mousse : <ul style="list-style-type: none"> - modèle EGF simple - modèle EGF + évaporation • Propagation d'un choc dans une mousse détruite et fragmentée en gouttelettes : modèle GDF complexe 	<ul style="list-style-type: none"> • Propagation d'un choc dans une mousse fragmentée en gouttelettes : <ul style="list-style-type: none"> - modèle GDF simple - modèle à l'échelle des bulles • Propagation d'un choc dans un milieu homogène équivalent à la mousse : modèle EGF + relaxation
Paramètres prépondérants	Masse volumique de la mousse [87]	Structure de la mousse [87]: <ul style="list-style-type: none"> • rigidité du film • viscoélasticité de la mousse • taille des bulles
Conséquences	pour $Z < 0.3 \text{ m/kg}^{1/3}$: pas de mesure expérimentale, conclusions à partir des modèles: → Pression initiale plus forte que dans l'air [89]	→ Formation d'une onde à double front [85] → Atténuation du choc plus lente et plus importante que le cas près de la charge → choc émergent dans l'air plus fort qu'un choc dans l'air [70,71]

Tab. 4 : Classification des mécanismes d'atténuation en fonction de la distance à la charge

Le modèle EGF (Effective Gas Flow) disponible dans la littérature considère que l'équilibre cinématique entre les deux phases est atteint instantanément, on parle aussi de modèle "single velocity" [67]. La mousse est considérée comme un gaz homogène ayant des propriétés pondérées par rapport à sa phase liquide et gazeuse. Le coefficient adiabatique classique nécessaire pour écrire les équations de propagation d'un choc est remplacé par un coefficient effectif relatif à la mousse. Trois modèles EGF sont disponibles et détaillés dans l'annexe 8.11 :

- modèle simple de Rudinger [67,84,85,91,99]. Les deux phases sont aussi en équilibre thermique. Ce modèle prédit correctement le comportement du choc réfléchi par l'interface air/mousse.
- modèle prenant en compte l'évaporation des gouttelettes liquides par ajout d'un terme de transfert thermique aux équations de conservation d'énergie pour la phase liquide [78,83,93,94]. L'écoulement est toujours diphasique mais considéré à trois fluides [38]. Ce terme dépend de la viscosité du liquide moussant et de la taille des gouttelettes. Proche de la charge, la pression dans la mousse ainsi calculée est bien plus grande que celle dans l'air, ceci peut être expliqué par la différence d'impédance entre l'air et la mousse. Des récentes études ont néanmoins continué à améliorer le modèle à trois fluides (air, vapeur et eau) [95].
- modèle prenant en considération la relaxation thermique. Le coefficient adiabatique effectif est modifié pour rendre en compte la relaxation thermique [82,89,92,96]

Pour modéliser l'atténuation du souffle loin de la charge, deux modèles multiphasiques décrivant le déséquilibre cinématique entre les deux phases viennent compléter le modèle EGF prenant en compte la relaxation thermique, détaillés en annexe 8.12 :

- modèle GDF (Gas-Droplet- Flow) [75,97,98] dans lequel l'échauffement et l'accélération des gouttelettes sont considérés. Une force de traînée est ajoutée aux équations de conservation décrite en lagrangien pour chaque gouttelette. Un terme source de quantité de mouvement et d'énergie est ajouté aux équations de conservation pour la phase gazeuse. Britan compare ce modèle avec le modèle EGF [101].
- modèle DGD (Dusty-Gas-Droplet) développé par Igra afin de tenir compte des variations temporelles de concentration en gouttelettes [100]. La mousse détruite après le passage est considérée comme un spray de liquide. Ce modèle prend en compte les effets hors équilibre tels que l'accélération des gouttes, le transfert de chaleur, l'évaporation et la condensation de la vapeur d'eau [103,104,105,106,107,108]. Britan [38] propose d'utiliser ce modèle et de le comparer aux expériences de Vakhenko [89] et de SANDIA [102] pour une charge explosive.

2.3.3 Formation d'un précurseur et d'une compression

Borisov a distingué deux cas en comparant la célérité de l'onde transmise dans la mousse (D) à la célérité du son dans le gaz des bulles (a) [85]:

- $D > a$, l'onde transmise dans la mousse a un seul front. Par exemple l'onde se propage à 400m/s à travers une mousse gonflée à l'azote. Cette onde de choc est sans précurseur.
- pour des ondes de choc de plus faible amplitude ($D < a$), l'onde de choc réfractée dans une mousse se divise en deux ondes de compression successives :
 - un précurseur responsable de la rupture des films en gouttelettes
 - une compression principale (en amplitude) qui accélère progressivement les gouttelettes pour atteindre un état final défini par une pression stationnaire. Elle se propage plus lentement que le précurseur.

Il est possible de faire une analogie avec les mousses solides qui ont été classées comme matériau rétrograde, c'est-à-dire dans lequel la propagation d'un choc se transforme en un faisceau d'ondes compressives isentropique [109].

L'interaction d'une onde de choc avec une mousse aqueuse est souvent décrite comme une onde à double front [70,72,85,110]. Lors du passage d'un choc avec rupture du film, les bulles d'une mousse sèche subissent tout d'abord trois étapes successives, détaillées et observées en tube à choc par Britan [38,86] :

- 1) elles pivotent et s'étirent jusqu'à une longueur maximale de l'ordre de grandeur de l'épaisseur du bord de Plateau
- 2) elles se rompent en de plus petites bulles de l'ordre du micron et de densité locale de 10^5 (au bout de $50\mu\text{s}$) [111]. C'est l'atomisation primaire [60].
- 3) elles sont finalement accélérées par l'écoulement d'air (au bout de $10\mu\text{s}$)

Ces trois premières étapes se terminent au bout de $60\mu\text{s}$ (pour un nombre de Mach de l'ordre de 1.2-1.3 et une mousse de masse volumique de 4kg/m^3) après l'arrivée de l'onde de choc et sont responsables de l'équilibre cinématique [38]. La destruction de la mousse entraîne la formation d'une suspension de gouttelettes de gaz. La fragmentation en gouttelettes de la mousse offre une plus grande surface d'échange entre les deux phases. Les échanges sont effectués plus rapidement et irréversiblement. Chauvin détaille les différents modes de fragmentation d'une goutte composée d'un fluide newtonien lors de son étude de l'atténuation d'une onde de choc par un nuage de gouttelettes [60].

Les petites gouttelettes ainsi formées subissent ensuite :

- 4) une évaporation entraînant une diminution de la concentration volumique d'eau
- 5) une rupture de leurs bords de Plateau
- 6) une possible atomisation secondaire, formation de plus grosses gouttelettes qui s'accélèrent et s'évaporent [60]

Ces deux dernières étapes durent plus de 500 μ s après l'arrivée de l'onde de choc et sont responsables de la partie transitoire des profils de pression [86]. Les mécanismes de rupture sont liés aux instabilités de Rayleigh-Taylor et de Kelvin-Helmholtz. Des surfaces interphasiques sont développées quand les bulles se déforiment [110]. Le nombre de Weber donne une bonne indication la limite de stabilité entre les forces d'inertie et les forces de tension superficielle.

L'ensemble de ces mécanismes physiques est responsable de l'altération du profil de pression de l'onde de choc incidente. La figure 38 présente deux profils de pression observés au cours du passage d'un choc à travers une mousse aqueuse ainsi qu'une visualisation de la mousse en tube à choc. Le précurseur correspondant aux premières étapes de 1 à 3 fait monter la pression de sa valeur initiale à la pression P_p . Une zone de compression en forme de cloche [112] plus lente permet alors d'atteindre une pression d'équilibre P_{eq} [38], ce qui correspond aux étapes 4 à 5. Ces deux essais en tube à choc ont permis de voir l'influence de la masse volumique sur les profils de pression et la déstructuration de la mousse. La taille des bulles n'est a priori pas la même dans les deux cas, l'échelle n'est pas fournie pour le cas b), figure 38.

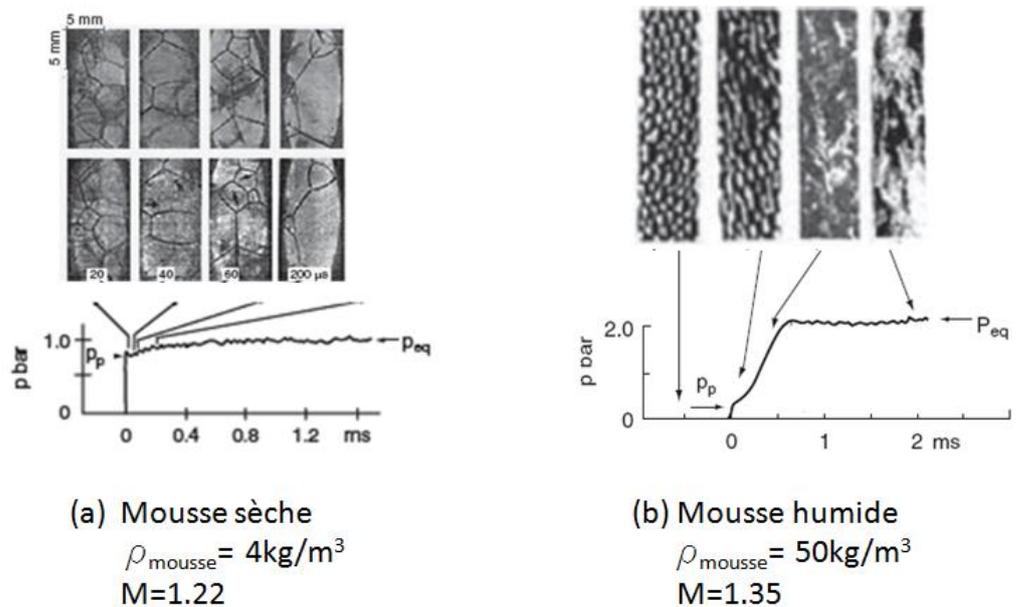


Fig. 38 : Comparaison des profils de pression des phénomènes de destruction d'une mousse sèche et humide, essais réalisés en tube à choc (extrait de [38,86])

Précurseur

Il semble cependant que la position du front du précurseur soit difficile à relever ce qui induit une dispersion dans les mesures. La distribution de la célérité du précurseur le long de la section d'un tube à choc reflète la variation locale de densité de la mousse [38]. Britan conclut que la célérité du précurseur dépend surtout de la masse volumique de la mousse et que l'amplitude du choc et la viscosité de la solution ont peu d'influence sur les paramètres du précurseur [112]. Une surpression critique de l'ordre du bar peut causer la destruction d'une mousse de densité comprise entre 4 et 30kg/m³ [87]. Pour la mousse tridimensionnelle polydispense étudiée chez Del Prete, cette pression a été identifiée à 0,17 bar, quel que soit le foisonnement [113]. Dans les études sur une mousse bidimensionnelle monodisperse, c'est-à-dire une mousse comprise entre deux plaques où une seule épaisseur de bulles est considérée, l'ordre de grandeur de la pression liée la rupture du film est de l'ordre 100 à 1000Pa et est constante à travers l'épaisseur de mousse traversée [114]. Le critère de rupture dépend du foisonnement de la mousse, du mode de génération de la mousse et de la taille des bulles. Par ailleurs des études ont montré que la contrainte de destruction de la mousse est deux fois plus petite que celle d'une bulle isolée, ceci est dû aux forces de cohésion [115,116].

Dans le cas où la mousse est sèche (cas a) de la figure 38), la pression du précurseur est légèrement différente de la pression d'équilibre due à la compression principale. En effet le rapport d'impédance entre air/mousse est proche de l'unité et la pression réfléchiée est faible (pour un choc d'un nombre de Mach de 1.22). Si le choc est plus fort ($M=1.32$), la mousse est détruite et un brouillard en résulte (la visualisation est obtenue par une mesure de la transparence spectrale [111])

Dans le cas d'une mousse plus humide (cas b) de la figure 38), la différence de pression entre le précurseur et le front principal est plus visible puisque la rapport d'impédance est plus grande que 1. Des fragments de liquide sont observés en fin de relaxation sur les hublots.

Des études récentes en tube à choc pour un nombre de Mach de 1.08 ont permis de constater par visualisation directe [5,113]:

- la destruction des films liquides d'une mousse sèche ($\rho_{\text{mousse}} \approx 33\text{kg/m}^3$) au bout de 200 μs
- la mise en vitesse des bords de Plateau au bout de 600 μs après le passage du choc

Relaxation

La relaxation dans la mousse peut être vue comme une érosion progressive de l'onde [84]. La relaxation est due au comportement non-newtonien de la mousse. Le temps de relaxation est bien plus grand que le temps de montée en pression pour le front du choc entraînant la déformation et la rupture des bulles. Cette relaxation est associée aux interactions interphasiques dans lesquelles une part de l'énergie qui détermine la pression du mélange est transformée en une énergie interne de la phase condensée [89]. Cet effet d'atténuation de l'onde de choc est décrit par l'équation d'état suivante liée à un paramètre dépendant du temps (Γ) :

$$E = \frac{p}{\rho(\Gamma - 1)} \quad (30)$$

avec:

p : pression du mélange (Pa)

ρ : masse volumique du milieu équivalent (kg/m^3)

Γ : coefficient adiabatique effectif

Cette conversion d'énergie se produit dans une zone tampon derrière l'onde progressive [64]. La longueur de la région de la relaxation dépend [84] :

- du temps de rupture des « partitions » entre les cellules de la mousse pour former les gouttelettes
- de l'accélération et du réchauffement des particules qui font tendre leur vitesse et leur température vers celles du gaz. L'accélération des gouttelettes est plus longue que le temps de rupture en partitions, et c'est l'inertie des gouttes qui donne la durée de la relaxation. Il semble que plus les gouttelettes sont petites, plus la relaxation est longue.

Le temps de relaxation est plus important dans une mousse humide que dans une mousse sèche [38]. Plus l'intensité du choc est importante, moins le temps de relaxation semble grand. Plus l'intensité du choc est importante, plus la pression d'équilibre atteinte en fin de relaxation semble être similaire à la pression réfléchiée par la mousse [89]. En revanche il semble que la pression d'équilibre mécanique entre les phases reste invariante avec la taille de gouttes. Elle dépend surtout du foisonnement de la mousse [5,38].

Pour un choc incident de 2.2bar généré en tube à choc, la mousse derrière le choc a besoin de 550 μs pour atteindre la célérité de 30m/s [64]. Britan [38], en s'appuyant sur le modèle EGF avec un coefficient adiabatique effectif prenant en compte la relaxation, a montré que pour des diamètres entre 20 et 30 μm , le temps caractéristique de relaxation est de l'ordre de 130 à 300 μs ce qui est cohérent avec les estimations de Kudinov. Ce dernier observe que la zone de relaxation en tube à choc est 100 fois plus grande que celle observée pour un souffle dans la mousse [81]. Ce temps est estimé autour de la centaine de microsecondes pour une distance réduite de 0.5m/kg^{1/3} dans le cas des expériences avec des charges explosives de quelques kilogrammes avec une énergie transférée au point d'explosion de 2.7MJ ($p=10\text{bar}$) et une mousse de masse volumique de 10kg/m³ [83].

2.3.4 Epaissement du choc dans les mousses sèches

Schreiber et Igra ont montré qu'un choc (au sens d'une discontinuité en pression) est bien observé dans les liquides à bulles alors qu'il ne l'est pas dans la mousse sous les mêmes conditions [73]. Dans ce modèle, la mousse est considérée comme une structure périodique de cellules sphériques. L'équation de Burger est utilisée pour décrire la propagation de l'onde de pression dans la mousse. Cette équation est classiquement utilisée dans les liquides à bulles. Une expression de la largeur du choc est donnée, qui est :

- inversement proportionnelle à la célérité du son dans la mousse choquée, qui dépend d'un paramètre de non-linéarité lié à la fraction volumique de liquide
- proportionnelle à la viscosité apparente de la mousse dépendant de la perméabilité de la mousse déterminée par l'équation de Carman-Kozeny

Une onde de choc résulte de la compétition entre la non-linéarité liée à l'inertie et la dissipation et/ou la dispersion [64]. Le paramètre de non linéarité est 40 fois plus grand dans un liquide à bulles que dans une mousse alors que la viscosité apparente d'une mousse est 1000 fois plus grande que dans un liquide à bulles [73]. Ces considérations nous prouvent bien l'élargissement du choc dans les mousses alors que dans le cas des liquides à bulles, l'onde de choc se raidit. L'épaisseur du choc dans des mousses très humides est de l'ordre de quelques diamètres des bulles [74,64]. Sur 42 tests, 37 ont permis d'observer un élargissement du front d'onde et seulement 5 tests ont montré un raidissement de l'onde [117].

Ce phénomène de choc épais est observé lors de l'entrée d'engin spatial dans l'atmosphère [119] où l'épaisseur du choc est de l'ordre du mètre. L'épaisseur du choc, résultante de la compétition entre l'inertie qui raidit le choc et la viscosité qui l'étend, ne peut plus être ni négligée ni discontinuée à l'échelle de la matière. Il semble que la réfraction du front de l'onde par les bulles soit à l'origine de l'élargissement du front du choc est dans les mousses sèches, ce qui donne lieu à une atténuation du choc. Avec l'approche statistique développée par Taylor [119], pour la propagation du souffle au sol dans une atmosphère turbulente, il a été possible de mettre en évidence ce phénomène, Krasinski a proposé d'autres explications à ce phénomène [68] :

- le nombre de Reynold permettant d'estimer l'épaisseur du choc dans la mousse n'est plus basé sur le libre parcours moyen des molécules comme dans un gaz mais sur le rayon des bulles puisque les mousses se comportent comme un fluide non-newtonien. A la suite du modèle de Crespo [120], Miura a étudié les ondes de choc faibles dans les liquides à bulles et a établi une expression pour l'épaisseur du choc en se basant sur un nombre de Reynold basé sur le rayon des bulles et donc sur la viscosité du liquide moussant, équation (30) [75]

- l'équation d'état du gaz parfait doit être corrigée pour prendre en compte les forces de cohésion (correspondant aux forces de la tension superficielle) induisant une diminution en pression. Il faut donc introduire la notion du co-volume dans l'équation d'état. Si $\left(\frac{\partial^2 P}{\partial V^2}\right)$ passe de positif à négatif, l'onde de compression s'élargit [121].

Britan a estimé expérimentalement l'épaisseur du front du choc pour un nombre de Mach de l'onde incidente de 1.3 et 1.5 pour des expériences réalisées en tube à choc [122]. Il met en avant qu'il faut prendre en compte les dimensions du capteur de pression lorsque l'épaisseur du choc est calculée à l'aide des temps de montée de l'onde transmise dans la mousse. L'évolution de cette épaisseur en fonction de la fraction de liquide est tracée sur la figure 39. Les conclusions de Krasinski [68] sont confirmées par cette expérience : le front du choc s'épaissit, plus la mousse devient sèche et plus le choc est faible. Il se peut que cela s'explique par le fait que la montée en pression est d'autant plus lente que la mousse est d'autant plus sèche.

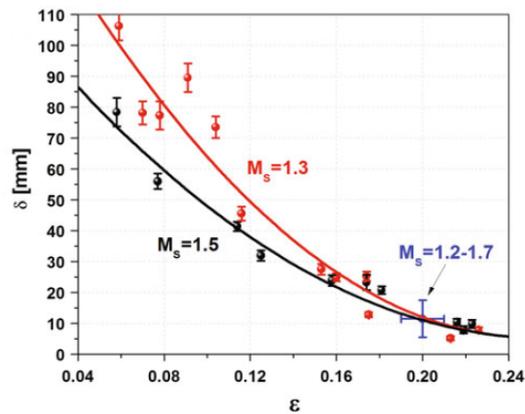


Fig. 39 : Evolution de l'épaisseur du choc en fonction de la fraction volumique de liquide dans une mousse et pour des essais réalisés en tube à choc (extrait de [122])

2.3.5 Importance de la viscosité

La viscosité du fluide joue un rôle important dans le mécanisme de dissipation visqueuse liée à la friction et au mouvement des bulles lors de leur oscillation [68,123]. Loin de la charge, il semble que la viscosité a un rôle à jouer dans l'atténuation. En effet, lorsque la mousse est soumise à un choc d'intensité suffisamment faible et en adoptant un point de vue quasi-statique, le film résiste et permet ainsi d'augmenter le taux de dissipation d'énergie mécanique lié à la viscosité effective de la mousse [21].

Mallock donne l'expression de la fréquence d'une oscillation d'une bulle en fonction de la viscosité cinématique ν du liquide moussant [36,64] (équation (31)). Cette fréquence correspond au rapport du travail dissipé par vibration sur l'énergie totale du gaz et du liquide. Il conclut que plus la mousse est sèche, plus la viscosité est importante et plus les bulles sont petites donc plus la dissipation d'énergie est importante [64].

$$f = \frac{v}{r^2} (\alpha + \sqrt{\alpha} + 1) \quad (31)$$

avec :

r : rayon de la bulle (m)

α : défini par :

$$\alpha = \frac{V_{gaz}}{V_{gaz} + V_{liquide}}$$

Miura donne une expression pour un liquide à bulles permettant d'estimer l'épaisseur du choc connaissant la taille des bulles, la masse volumique de la mousse et la viscosité du liquide moussant [75]:

$$\delta = \frac{4}{\varepsilon^2} a \cdot X_s \left(\frac{\gamma - 1}{B} + \frac{X_s(1 - X_s)}{\eta} \right) \quad (32)$$

avec :

X_s : fraction volumique de gaz

- a : rayon de la bulle (m) dans l'état initial défini par :
- $a = \left(\frac{3m}{4\pi\rho_1} \right)^{\frac{1}{3}}$
- ρ_1 : masse volumique du gaz (kg/m³)
- m : masse d'une bulle (kg)
- $B = 3(\gamma - 1) \frac{\sigma_0 T_0}{U.a.p_0}$ défini par:
- T_0 : température initiale (K)
- p_0 : pression initiale (Pa)
- σ_0 : conductivité thermique du liquide (W·m⁻¹·K⁻¹)

$\varepsilon = \frac{U}{c}$ défini par :

- U : vitesse du fluide dans la région en équilibre derrière le choc
- (m/s)
- $c = \sqrt{\frac{h p_0}{\rho_0}}$: célérité du son dans le fluide en état stationnaire
- (m/s)
- ρ_0 : masse volumique du liquide (kg/m³)
- $h = \frac{1}{X_s(1 - X_s)}$

$\eta = \frac{9\nu_0}{2U.a}$ défini par:

- ν_0 : viscosité cinématique du liquide (m²/s)

2.3.6 Modèle « single bubble » à l'échelle de la bulle

Dans le cas où l'intensité du choc est suffisamment faible c'est-à-dire un cas suffisamment loin de la charge, $Z > 0.3 \text{ m/kg}^{1/3}$, la structure de la mousse est importante, et en particulier la taille des bulles. Batchelor a souligné que le mouvement des bulles dans le fluide est dû au gradient de pression agissant sur chaque bulle [65,68]. Les bulles bougeant à une vitesse supérieure au fluide produisent des effets dissipatifs tels que la friction.

Wijngaarden et al. proposent un modèle (appelé « single bubble » par Britan [101]) s'appuyant sur la propagation quasi-stationnaire et unidimensionnelle d'un choc et où les déformations et les interactions bulle/bulle sont prises en compte [124,125,126]. Ce modèle part de l'équation modifiée de Rayleigh-Plesset, principalement utilisée pour les liquides à bulles. Il est supposé qu'il y a destruction des bulles et que la transformation est isotherme Seul un des mécanismes d'atténuation est considéré : la dissipation visqueuse. L'écoulement est considéré diphasique et homogène, la masse volumique de ce mélange est donc donnée par la relation suivante :

$$\rho = \rho_l(1 - \beta) \quad (33)$$

avec :

$\beta = \frac{4}{3}\pi R^3 n$: fraction locale de vide derrière le choc

R : rayon moyen du nuage de bulles (m)

n : densité par unité de volume du liquide à bulles (m^{-3})

L'équation de Rayleigh-Plesset gouverne la dynamique d'une bulle sphérique dans un liquide infini. Elle relie les dérivées temporelles de R à la pression dans la bulle et à la pression à l'extérieur de la bulle infiniment loin de la bulle. Le lien entre l'équation de Rayleigh-Plesset et les relations de choc de Rankine-Hugoniot est fait par l'intermédiaire de la masse volumique liée à la fraction locale de vide. La solution du système des équations dépend de la fraction initiale de vide, du saut de pression, du nombre de Weber et du nombre de Reynold. Ces deux nombres dépendent de la viscosité de la mousse. Krasinski avait déjà souligné que la viscosité est le paramètre principal responsable de la dynamique des bulles [68]. Il donne la valeur de $0.008 \text{ m}^2/\text{s}$ pour une masse volumique de mousse de 100 kg/m^3 . Britan déduit que pour une bonne cohérence entre la durée de montée en pression simulée avec le modèle SB et expérimentale avec une mousse de 200 kg/m^3 , la viscosité doit être choisie à $0.007 \text{ m}^2/\text{s}$ pour un rayon initial de $500 \mu\text{m}$ [101].

Lors de l'étude de l'interaction d'un choc avec une mousse loin de la charge, l'influence de la paroi des bulles n'est pas à négliger, il est alors intéressant de se placer à l'échelle d'une bulle pour en comprendre la phénoménologie [62,135]. La figure 40 montre les différents états d'une bulle soumise à un choc.

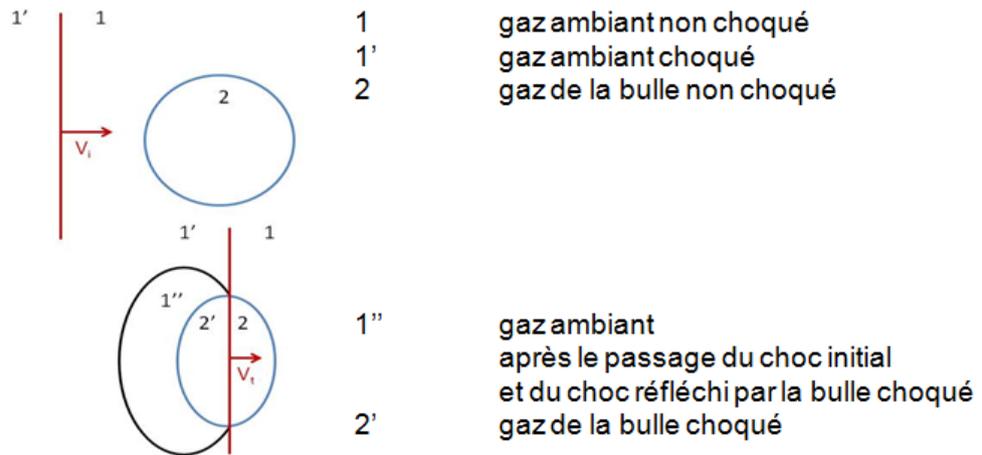


Fig. 40 : Schéma de l'état de la bulle avant le choc et une fois le choc transmis dans la bulle [62]

Entre l'état 2 et 2'', les équations de conservations peuvent s'écrire dans le cas de la propagation d'un choc normal à travers une interface de gaz plane. La réflexion, la réfraction et la diffraction de l'onde incidente par la bulle sont régies par des effets acoustiques non linéaires. La bulle modifie la forme de l'onde de choc à cause de la courbure de l'interface et de la différence d'impédance aux interfaces. En négligeant dans un premier temps la courbure de la bulle, le passage de l'onde de choc peut être analysé par une approche monodimensionnelle. Dans le cas où l'impédance du deuxième milieu est plus élevée que celle du premier, la célérité du choc transmis est plus faible que celle du choc incident et pour maintenir l'équilibre thermodynamique à l'interface, le gaz doit se comprimer, l'onde réfléchie est une onde de choc. Inversement si l'impédance du deuxième milieu est plus faible que le premier, la célérité du choc transmis est plus forte que celle du choc incident. Pour maintenir l'équilibre thermodynamique à l'interface, le gaz doit se détendre, l'onde réfléchie est une onde de raréfaction. Dans tous les cas, l'onde transmise est une onde de choc.

En tenant compte de la courbure de la bulle, en considérant que l'onde réfléchie par la bulle est un choc et qu'une onde de raréfaction se propage dans la bulle, le choc transmis dans la bulle a une forme concave et suit l'onde incidente. A la deuxième interface air/liquide, une portion de l'onde transmise dans la bulle a tendance à s'accrocher en périphérie de la bulle, et se réfracte, comme le montre la figure 41. Les différentes réfractions du choc mènent à un point de focalisation du choc au pôle opposé de la bulle. La collision de l'onde réfractée et la focalisation de l'onde transmise, produit un saut intense de pression et initie la génération d'un vortex. Un second choc est généré par le choc focalisé. Cet effet peut être comparé au phénomène de re-choc observé dans les écoulements de Richtmyer-Meshkov.

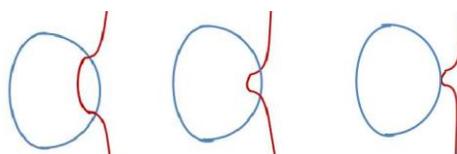


Fig. 41 : Formation de la focalisation du choc à la sortie de la bulle [62]

Mori a visualisé la propagation d'un choc dans une succession de films liquides circulaires dans un tube à choc [72]. Il en conclut que l'atténuation du choc précurseur est due à la réflexion sur les films liquides. Une fois que les films de liquides se sont fragmentés, la fraction de vide augmente et la vitesse de propagation diminue. Cette différence de vitesse entraîne la séparation de l'onde de choc initiale en deux parties. En effet l'ensemble des fragments liquides n'atteint sa vitesse maximale qu'au bout d'un certain temps de relaxation [82,85]. Le phénomène de relaxation entraîne des effets dispersants mais aussi d'inertie. Ces effets dépendent essentiellement de la densité du milieu diphasique et de la taille des bulles.

2.4 Ralentissement des projectiles par les mousses aqueuses

Seules trois études ont été trouvées dans la littérature ouverte et retenues car elles sont intéressantes pour l'étude de l'interaction d'un fragment avec une mousse aqueuse.

Le Goff a étudié la décélération d'une sphère subsonique dans une mousse aqueuse de type mousse à raser et cherche à évaluer les figures d'impact d'une bille de polypropylène de 5mm de diamètre [31]. La trajectoire de la sphère a été relevée par chronophotographie. La figure 42 présente l'évolution de la vitesse de cette bille lancée à 34m/s dans une mousse. Quelques dizaines de millisecondes sont nécessaires pour arrêter la bille de 5mm.

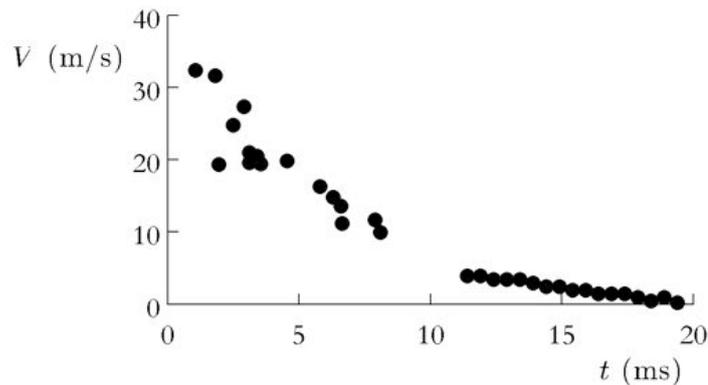


Fig. 42 : Décroissance de la vitesse d'une bille de polypropylène de 5mm de diamètre dans une mousse de type mousse à raser (77kg/m^3 , diamètre de l'ordre de $20\mu\text{m}$) (extrait de [31])

Krasinski a étudié la réduction de vitesse d'un projectile de petit calibre (diamètre 4.34mm, masse 0.3g) projeté à l'aide un canon par 0.26 et 0.45m de mousse à raser Gillette de masse volumique de 66kg/m^3 et dont sa célérité du son est de 50m/s [64]. La vitesse est mesurée en entrée et en sortie du conteneur de mousse par deux paires de lasers alignés perpendiculaire à l'axe de tir. La vitesse en entrée du conteneur de mousse est de 150m/s et en sortie elle a été mesurée au minimum à 30m/s.

Afin de réduire les surpressions du souffle et le bruit issu du canon de 5''/54 (calibre 127mm), une étude américaine propose d'équiper la bouche du canon d'un système de confinement par mousse aqueuse, de type silencieux [127]. Ce système mesure 1.2m de long. Une réduction comprise entre 10 et 15dB a été constatée grâce à la mousse. La décélération du projectile a été étudiée dans la mousse afin de savoir si la mousse n'induisait pas une trop grande perte de vitesse, comme le montre la figure 43. La vitesse du projectile en sortie du canon équipé ou non du système de mousse a été mesurée par un effet Doppler, ainsi la vitesse est connue à +/- 0.5m/s. Il semble que plus la mousse est dense, plus la vitesse du projectile est diminuée. Avec 1.2m de mousse à 34kg/m³, le projectile de 20kg est ralenti de 20m/s.

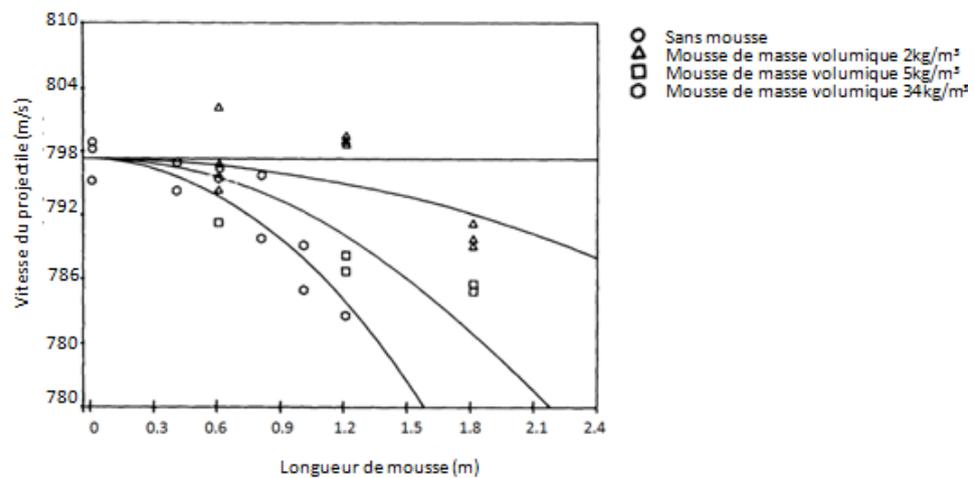


Fig. 43 : Vitesse du projectile mesurée dans l'air et avec trois mousses de masse volumique différentes en fonction de la longueur de mousse (extrait de [127])

Les essais d'Adams [128] ont été effectués avec des projectiles plus légers et plus petits (de l'ordre de 5mm) que Miller [127] décélérés dans une mousse solide de polyuréthane. Le système de mesure de la vitesse du projectile est basé sur la loi d'induction de Faraday. Le tableau 5 résume les caractéristiques des mousses et des projectiles étudiés et lancés avec une vitesse initiale entre 800 et 1200m/s ainsi que les conclusions obtenues.

	Série d'essais 1	Série d'essais 2	Série d'essais 3
Projectile	<ul style="list-style-type: none"> • Forme : cube • Epaisseur : 3mm • Côté : 3, 4 et 5mm • Matière : Tantale 	<ul style="list-style-type: none"> • Forme : disque • Epaisseur : 3mm • Diamètre 4.5mm • Matière : Tantale 	<ul style="list-style-type: none"> • Forme : type M855 NATO • Masse de 4g
Coefficient de traînée (C_d) pour une masse volumique de mousse étudiée ρ (kg/m^3)	<ul style="list-style-type: none"> • $\rho = 80\text{kg/m}^3$ $C_d = 1.1$ • $\rho = 160\text{kg/m}^3$ $C_d = 1.2$ • $\rho = 320\text{kg/m}^3$ $C_d = 1.7$ 	<ul style="list-style-type: none"> • $\rho = 160\text{kg/m}^3$ $C_d = 0.6$ • $\rho = 1.2\text{kg/m}^3$ (air) $C_d = 1.15$ 	<ul style="list-style-type: none"> • $\rho = 160\text{kg/m}^3$ $C_d = 0.3$ • $\rho = 320\text{kg/m}^3$ $C_d = 0.6$
Conclusions	Plus la mousse est dense, plus le coefficient de traînée est faible	La force de traînée dans ce type de mousse est moindre que dans les fluides pour des configurations équivalentes	

Tab. 5 : Caractéristiques du projectile et de la mousse étudiés dans les essais de [129]

3 Caractérisation préliminaire

3.1 Menace EEI et charge de référence ISL

Une menace de type charge à fragmentation artisanale (EEI) a été normalisée à l'ISL en 2014 sous la forme d'une charge explosive de 1.35kg d'équivalent TNT entourée d'une centaine de sphères en acier pesant en moyenne 1g. La détonation de la charge explosive entraîne certaines billes jusqu'à une vitesse initiale de l'ordre de 1600m/s.

Une proportion de l'énergie de l'explosif est utilisée pour projeter ces sphères. Les formules de Gurney valables pour des confinements cylindriques en acier plein ne sont pas applicables dans cette configuration. Une étude précédente montre que l'énergie du souffle (souffle résiduel) est diminuée de moitié par rapport à la charge explosive nue [129].

En fonction de la distance à la charge, deux cas se présentent. Proche de la charge, le souffle est en amont des fragments. Plus loin de la charge, les sphères dépassent le souffle. La probabilité de létalité à 90% est de l'ordre de 55m pour un fragment métallique de quelques grammes [37] et de l'ordre du mètre pour le souffle [139]. L'effet prépondérant à confiner est donc l'impact des fragments supersoniques lors de la détonation de l'engin explosif.

3.2 Mousses utilisées

3.2.1 Cahier des charges de la mousse

La compréhension des mécanismes d'atténuation des effets d'une explosion par un matériau poreux diphasique passe d'abord par une caractérisation précise du matériau en question. Afin d'étudier l'interaction choc/souffle/fragment avec une mousse, nous avons choisi de générer une mousse :

- issue d'un émulseur disponible sur le marché

D'après l'étude bibliographique, il semble que plus la mousse est dense plus elle atténue le souffle et intuitivement plus elle ralentit la vitesse du fragment. Nous avons donc choisi de générer une mousse dense :

- de masse volumique supérieure à 20kg/m³

Afin de comparer les différents essais de mousse entre eux, il faut que cette mousse soit :

- suffisamment reproductible pour que ses caractéristiques ne diffèrent pas de plus de 20% entre chaque production de mousse. Pour cela il est important de contrôler le débit d'air et de liquide lors de la génération.
- suffisamment monodisperse pour que la distribution de la taille des bulles suive une loi normale centrée et que le coefficient de polydispersité soit inférieur à 0.5
- suffisamment stable pour que sa masse volumique ne diminue pas de plus de 10% de sa valeur initiale après 30minutes

Une récente étude sur les mousses sèches a été réalisée [5,64] mais peu de publications sont disponibles sur l'interaction du souffle avec une mousse humide [112] dans la littérature ouverte. Cela peut s'expliquer par les problèmes de

portabilité qu'elle engendre. En effet il est plus facile de manipuler le confinement d'une mousse sèche qui comporte moins d'eau et contraint donc moins les parois du système de confinement. Néanmoins, plusieurs auteurs s'accordent pour conclure qu'une mousse humide est plus efficace qu'une mousse sèche pour atténuer les ondes de choc faibles [38,81,87]. Un autre avantage des mousses humides est leur stabilité puisque d'un point de vue microscopique, plus la fraction de liquide est importante, plus la résistance hydrodynamique des films augmente [14]. Il semble aussi raisonnable de penser qu'une mousse humide soit plus efficace pour réduire la vitesse des projectiles d'une charge explosive à fragmentation.

3.2.2 Mesure de la masse volumique

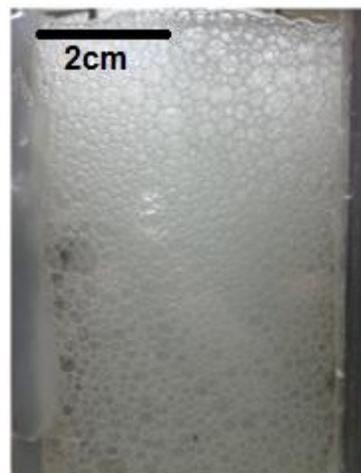
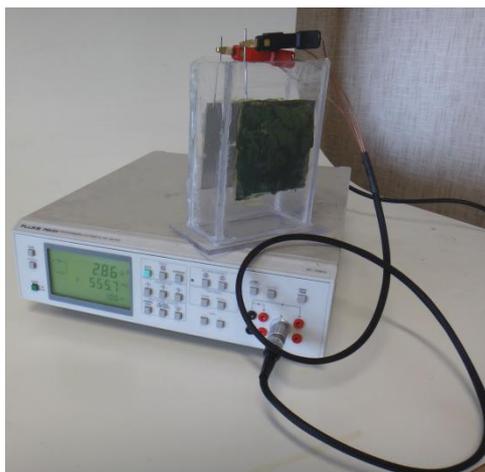
3.2.2.1 Détermination par pesée

La balance utilisée est une Kern EMB 5.2K1, dotée d'une précision au gramme près. Le volume pour l'échantillon de mousse est 9.5L, ainsi l'incertitude sur la valeur donnée par la balance est de 0.1%, ce qui est négligeable au vu des autres sources d'incertitudes lors de la génération de la mousse. D'une manière générale dans cette étude, toutes les mesures de masse volumique peuvent donc être estimées avec une incertitude maximale de 20%.

Le drainage est évalué par pesées successives d'un conteneur percé permettant à la phase liquide de s'échapper du volume de mesure.

3.2.2.2 Détermination par conductimétrie

La méthode par conductimétrie s'appuie sur différentes publications détaillées dans la partie §2.1.5.5. Un pont RLC Fluke PM6304 d'une précision de 0.1% est branché aux bornes d'une cellule de conductimétrie. Ce pont est en série avec à ses bornes une source de tension de 1V et de fréquence 1kHz. Cette cellule est composée de deux plaques carrées d'aluminium de 8cm de côté, espacées entre elles de 4.5cm; comme le montre la figure 44 (a). Ces plaques sont soudées à deux électrodes de 3mm de diamètre et collées à un support en plexiglas transparent afin d'observer aussi la structure de la mousse, figure 44 (b). Grâce à ces plaques carrées, une valeur moyenne de la masse volumique est estimée et non plus une valeur ponctuelle obtenue avec un fil-électrode placé à ras de la mousse, méthode généralement utilisée dans la littérature pour mesurer le drainage. Le pont RLC mesure la résistance de la mousse avec une incertitude de 0.1%. Avec la formule 5, il est alors possible d'estimer la masse volumique de la mousse à 2% près.



(a) Pont RLC PM6304 relié à la cellule de conductimétrie

(b) Face de la cellule de conductimétrie

Fig. 44 : Installation pour la mesure de la masse volumique par conductimétrie

La dispersion des masses volumiques mesurées avec cette méthode est plus grande qu'avec la méthode par pesée. En effet la résistance de la mousse diminue très vite au cours du temps du fait du drainage. On enregistre une diminution continue de l'ordre de $1\Omega/s$. Cette méthode est bien adaptée pour mesurer le drainage en temps réel mais dans nos expériences, la mesure de la conductance de la mousse était réalisée quelques minutes après la génération de la mousse et le tir n'était effectué que quelques minutes après le relevé de cette valeur. La masse volumique calculée à l'aide de cette méthode n'est pas suffisamment représentative de la masse volumique réelle. Une différence de 1Ω entre deux valeurs de conductance entraîne une différence de 1% sur la masse volumique. Dans la suite des études, il est conseillé d'intégrer cette méthode à l'installation expérimentale afin de mesurer en direct juste avant le tir la masse volumique de la mousse. Cette méthode est plus précise que la mesure de masse mais nécessite des améliorations concernant la procédure expérimentale.

3.2.3 Choix d'un liquide moussant

3.2.3.1 Analyse de la stabilité de la mousse à partir de plusieurs émulseurs

Huit émulseurs utilisés par les services d'incendie et présentés dans le tableau 6 et l'annexe 8.13) ont été préalablement sélectionnés au cours d'une étude ISL afin d'en évaluer les caractéristiques physiques et la stabilité dans le temps.

	Expandol	Ecopol	Biofoam 5	Orchidex A
Industriel	Eau et feu	Bio-ex	Bio-ex	Orchidee
Apparence	liquide ambre	gel vert	liquide jaune	-
Propriétés physico-chimiques				
Masse volumique (kg/m ³)	1030	1060± 20	1020±20	1030±20
Viscosité (20°C)	7mPa.s	1300mPa.s (60tr/min)	7mPa.s	<10mPa.s
pH (20°)	7	7,0 ± 1,0	7,0±1,0	8 ±1
Tension superficielle	25mN/m (à 3%)	25± 2mN/m (à 3%)	26±2mN/m (à 2%)	-
Tension interfaciale	2mN/m (à 3%)	-	-	-
Propriétés de stabilité et de moussabilité de l'émulseur dilué				
Décantation BF à 6%	9,5min (à 3%)	9min	14min	-
Décantation BF à 25%	8min (à 3%)	30min	11min	-
MF à 6%	130	130	190	
HF à 6%	590	-	900	
Biodégradabilité	-	76.1% à 23 jours	-	90% en 28 jours

	A107-A4	Uniseral AF22*	Uniseral A106	SFPM 6/6
Industriel	Vanrullen Uniser	Vanrullen Uniser	Vanrullen Uniser	Eau et feu
Apparence	-	Gel jaune	Jaune	-
Propriétés physico-chimiques				
Masse volumique (kg/m ³)	-	1050± 10	1050	1040
Viscosité (20°C)	-	-	1000 ± 100mPa	-
pH (20°)	-	7,0 ± 0,5	7,0 ± 0,5	7,5
Tension superficielle	-	-	18 ± 1,5 mN/m	18mN/m
Tension interfaciale	-	-	3,5 ± 1mNm	5mN/m
Propriétés de stabilité et de moussabilité de l'émulseur dilué				
Décantation BF à 6%	-	9min	-	8.5min
Décantation BF à 25%	-	15 min	-	14min
MF à 6%	-	70	-	120
HF à 6%	-	400	-	550
Biodégradabilité	-	-	-	-

Tab. 6 : Caractéristiques des émulseurs sélectionnés

Afin d'obtenir une mousse humide même après 20 minutes, nous avons choisi d'augmenter fortement la concentration en émulseur par rapport aux concentrations classiques de 3 ou 6%, préconisées pour neutraliser les feux d'hydrocarbures. Ainsi différentes concentrations en émulseur ont été testées : de 20 à 70% afin de trouver la proportion idéale pour générer une mousse humide et stable à l'aide du test de Bikerman, présenté dans la partie §2.1.5.2. La masse de l'échantillon est mesurée par pesée à différents instants et après avoir éliminé le liquide drainé.

Les évolutions temporelles de la masse volumique des mousses issues des huit émulseurs sont présentées dans l'annexe 8.14. L'Orchidex A, le Biofoam et l'Expandol ne permettent pas d'obtenir une stabilité de mousse suffisante : la masse volumique des mousses diminue de plus de 80% par rapport à sa valeur initiale au bout de 20min et atteint une valeur finale d'environ 10kg/m³. Les trois produits de Vanrullen Uniser permettent de générer une mousse beaucoup plus stable.

La masse volumique reste supérieure à 50 kg/m³ au bout de 20min avec un mélange à 40% d'émulseur. L'Ecopol de Bio-ex et le SFPM 6/6 d'Eau et Feu semblent produire une mousse beaucoup plus stable que la mousse produite avec les produits de Vanrullen Uniser même avec une concentration en émulseur inférieure à 40%.

L'évolution de la masse volumique en fonction du temps est tracée sur la figure 45 pour différentes concentrations en Ecopol. La masse volumique de la mousse produite avec 40% de ces émulseurs reste autour de 90kg/m³ pendant plus de 20min. Elle est plus élevée que celle générée avec 50% d'émulseur. Dans la suite des expériences, le liquide moussant constitué de 40% d'Ecopol de Bio-ex et de 60% d'eau a été retenu pour :

- sa capacité à produire une mousse stable et dense (> à 50kg/m³)
- pour sa biodégradabilité
- pour la disponibilité et la réactivité de l'industriel.

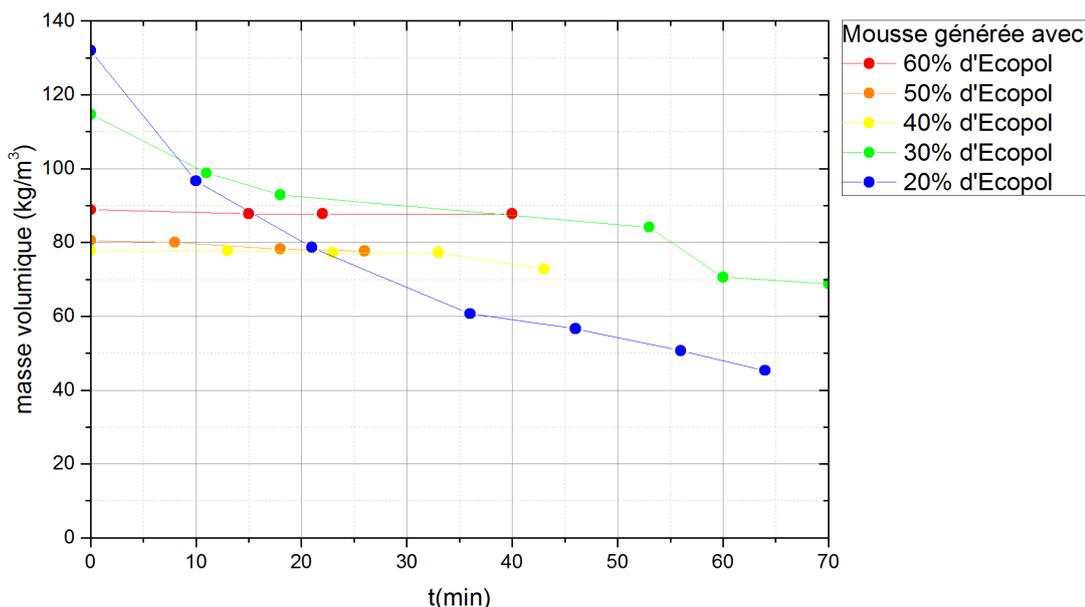


Fig. 45 : Evolution de la masse volumique de la mousse générée avec différentes concentrations de l'émulseur Ecopol en fonction du temps

3.2.3.2 Mesure de la viscosité du liquide moussant de l'Ecopol

La mesure de la viscosité du liquide moussant donne une indication sur la stabilité de la mousse : plus la viscosité du liquide est grande, plus la mousse est stable [14]. La viscosité est aussi une donnée importante pour l'étude de l'interaction choc/mousse.

L'industriel Bio-ex estime la valeur de la viscosité de l'Ecopol pur à 1300mPa.s à 20°C et pour une vitesse de rotation de 60tr/min. Cette valeur est obtenue directement à l'aide d'un viscosimètre de Brookfield, équipé d'une aiguille de 3mm de diamètre et d'un béccher de 8.25cm. Ce viscosimètre mesure le couple exercé par le fluide sur l'aiguille ainsi que la vitesse de rotation de l'aiguille et fournit une valeur de la viscosité en s'appuyant la théorie d'un fluide newtonien, expliquée en partie §2.1.5.4. Ce viscosimètre peut mesurer la viscosité d'un fluide non-newtonien mais il faut utiliser un adaptateur en spirale de Brookfield pour afficher directement la bonne valeur de viscosité apparente, ce que n'a pas fait l'industriel. La viscosité apparente de l'émulseur pur a donc été examinée en détail au LBMS et des mesures ont été effectuées à l'Institut de Physique de Rennes (IPR) dans le

cadre d'une collaboration scientifique. L'influence de la concentration en émulseur sur la viscosité du liquide moussant a aussi été étudiée.

Le viscosimètre utilisé au LBMS est un Lamy Rhéomat RM100. Il est équipé d'un système de mesure MS-DIN 11 (mobile) et d'un corps de mesure MK-DIN 2. Avec ce système, la viscosité d'un fluide newtonien est donnée entre 0.006 et 154 Pa.s. La plage de couple de 0 à 10mN.m est annoncée avec une précision de +/- 1 et la plage de vitesses de 0.5 à 1500 rpm est fournie avec une précision de +/- 0.5%. Afin de garder une température constante, le système de mesure est plongé dans un bain-marie (RTE-101 Bath Circulator de Neslab), permettant de mesurer le couple à une température constante de -12°C à +130°C à +/- 0.2°C. La viscosité apparente pour une vitesse de rotation donnée s'écrit de la façon suivante : $\mu_{nm} = k \dot{\gamma}^{n-1}$, détails dans la parité §2.1.5.4. Les valeurs des coefficients k et n et de la viscosité apparente pour 50tr/min sont résumées dans le tableau 7. L'influence de la température et de l'ajout d'eau déminéralisée ont aussi été étudiés dans le cas du mélange avec une concentration de 40%, cas le plus intéressant selon l'étude de la stabilité de la mousse. La loi en puissance semble encore valable pour un mélange avec 30% d'émulseur ; le liquide moussant est non-newtonien pour cette concentration. Le coefficient n semble être constant pour les concentrations de 100 à 40%, soit une valeur de 0.30. Seul le coefficient k varie avec la concentration d'émulseur. Il diminue avec la concentration, presque de moitié pour une concentration à 50%.

Proportions d'émulseur	100%	90%	70%	50%	40%	40% demin	40% demin	40% demin	30%
T (°C)	20	20	20	20	20	20	30	40	20
n	0,32	0,29	0,32	0,28	0,29	0,36	0,35	0,32	0,41
k	7,37	7,22	5,41	4,09	3,25	1,59	1,57	1,93	0,90
μ (mPa.s) à 50tr/min	400	310	280	180	130	100	90	90	70

Tab. 7 : Valeurs des coefficients n et k et de la viscosité apparente μ pour différentes concentrations en Ecopol

Les figures 46 à 48 présentent l'évolution de la vitesse de rotation ω en fonction du couple C pour différentes proportions d'émulseur : 100% et 40%. La vitesse de rotation est le paramètre contrôlable dans le viscosimètre et le couple est la valeur de sortie mesurée. Il existe une différence significative entre les valeurs du couple mesurées lorsque la vitesse de rotation croît (bleu) ou décroît (rouge) sur ces figures. Ceci peut peut-être s'expliquer par le fait que le mélange passe d'un état désorganisé à organisé (bleu) ou inversement (rouge). Les mesures effectuées avec un mélange de 40% d'Ecopol et de 60% d'eau déminéralisée ne semblent plus dépendre de la croissance ou décroissance de la vitesse de rotation. Le mélange se réalise aussi plus facilement avec une eau déminéralisée, on choisira donc de travailler avec l'eau déminéralisée autant que possible afin d'obtenir un mélange bien homogène et une mousse plus stable.

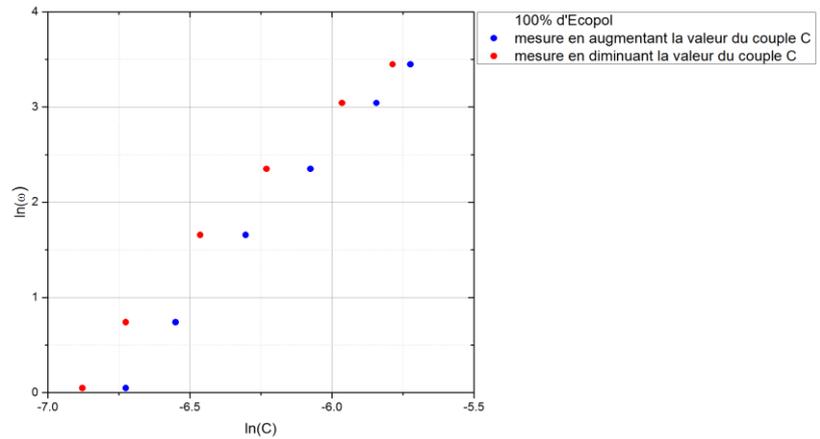


Fig. 46 : Evolution de la vitesse de rotation en fonction du couple pour l'Ecopol pur

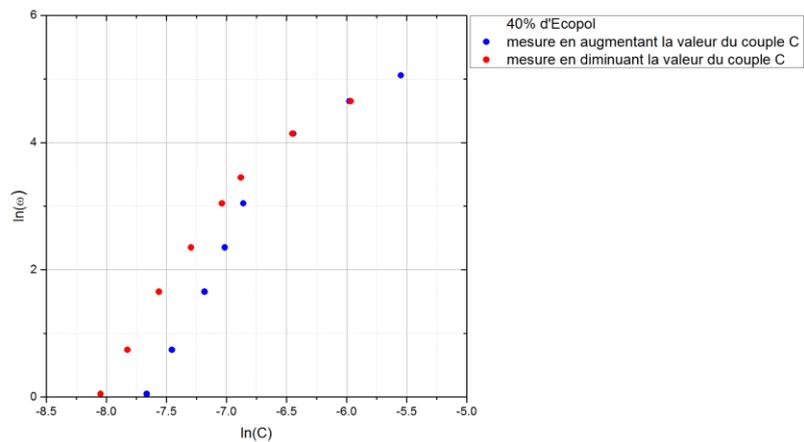


Fig. 47 : Evolution de la vitesse de rotation en fonction du couple pour un mélange à 40% d'Ecopol et 60% d'eau du robinet

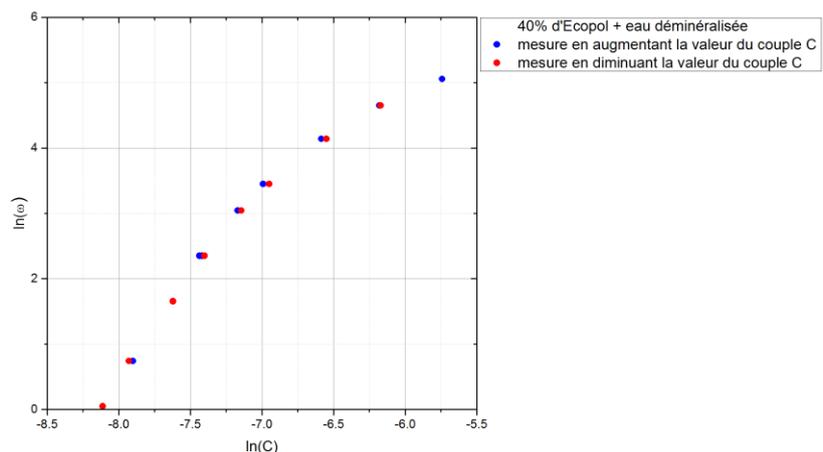


Fig. 48 : Evolution de la vitesse de rotation en fonction du couple pour un mélange à 40% d'Ecopol et 60% d'eau déminéralisée

Une étude en parallèle à l'Institut Physique de Rennes a été menée avec un tensiomètre de Teclis. Pour une solution aqueuse contenant 40%, 20% et 10% d'Ecopol, la tension de surface est équilibrée instantanément à 24 ± 2 mN/m. Cette valeur est faible par rapport à 35 mN/m, valeur classique pour des solutions

simples de tensioactifs. Deux courbes ont été réalisées avec un rhéomètre MCR301 de Anton Paar pour une solution concentrée à 100, 40, 20 et 10% d'Ecopol en mode oscillatoire pour tracer la contrainte exercée sur le liquide moussant en fonction de l'amplitude (figure 49) et en mode continu pour mesurer la viscosité en fonction du taux de cisaillement (figure 50). Sur la figure 49, la flèche indique la fin d'un régime linéaire associée à la contrainte-seuil, au-delà de laquelle le fluide se met en écoulement, notion définie dans la partie §2.1.6. Cette contrainte-seuil dépend fortement de la concentration. Elle vaut quelques pascals pour des solutions pures ou peu diluées, et devient très faible ($\sim 0.1-0.2\text{Pa}$) pour la dilution la plus faible. Une contrainte-seuil de quelques pascals est effectivement pertinente pour ralentir, voire bloquer, le drainage d'une mousse. De plus, la viscosité est faible à un fort taux de cisaillement, ceci est observé sur la figure 50. En plus d'avoir un seuil, ces solutions s'avèrent fortement rhéofluidifiantes, ce qui est favorable pour la moussabilité [21].

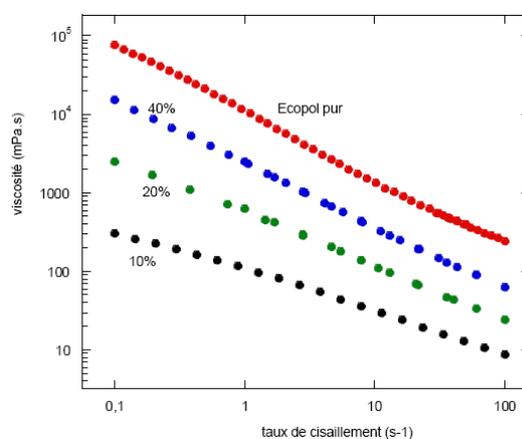


Fig. 49 : Evolution de la viscosité en fonction du taux de cisaillement pour une solution de 100, 40, 20 et 10% d'Ecopol mélangé avec de l'eau

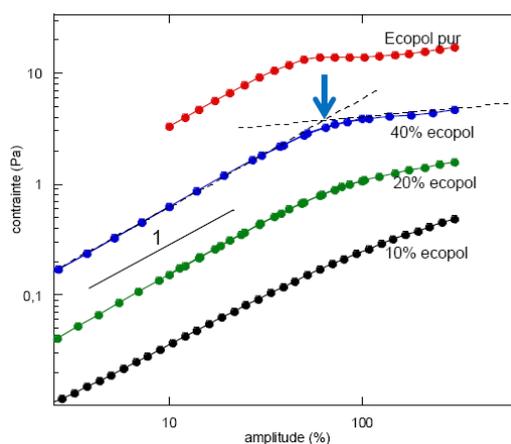


Fig. 50 : Evolution de la contrainte en fonction de l'amplitude de l'excitation pour une solution de 100, 40, 20 et 10% d'Ecopol mélangé avec de l'eau

3.2.4 Moyens de génération sélectionnés pour l'étude

D'après l'étude bibliographique présentée dans la partie §2.1.3 sur les systèmes de génération de mousse, trois méthodes répondant aux critères précédents ont été retenues :

- la diffusion d'air à travers un matériau poreux plongé dans le liquide moussant permet de générer des petites bulles d'un rayon moyen de 0.5mm. Cette méthode s'inspire du système permettant l'arrivée de bulles d'air dans les aquariums. Ce matériau poreux utilisé est appelé dans ce cas un diffuseur, présenté en figure 51 (a). Il est généralement en quartz et sa porosité est évaluée à près de 30%, la taille de ses pores est estimée à 100 μ m. La diffusion de l'air à travers le diffuseur est réalisée par une pompe Newair 33 (190L/h, 3.5W). Le débit d'air est contrôlé avec un débitmètre à flotteur EM Technik 4N couvrant la plage de 20 à 300L/h avec une précision de 2%. Cette méthode a été utilisée dans le cadre des tests de stabilité dits de Bikermann présentés au § 3.2.3.1.

Un autre diffuseur utilisé classiquement pour les bassins d'extérieur possède des pores beaucoup plus gros, de l'ordre de quelques millimètres, présenté en figure 51 (b). Il permet ainsi de générer des bulles d'un rayon moyen de 5mm. La pompe utilisée avec ce diffuseur est une Aqua-Oxy 4800 Oase (4.8m³/h, 60W, 0.35bar). Le débit d'air est contrôlé avec un débitmètre à flotteur Key Instruments série MR3000 couvrant la plage de 10 à 100L/min avec une précision de 2%. Cette version de la méthode par diffusion d'air est utilisée dans le cadre des expériences phénoménologiques en tube à choc à l'ISL.

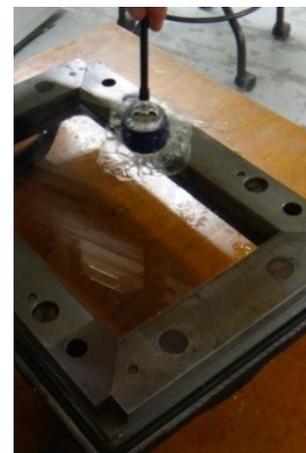
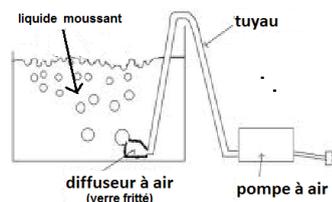


Fig. 51 : Système de génération par diffusion d'air: (a) à l'aide d'un diffuseur avec des pores de 100 μ m (b) à l'aide d'un diffuseur avec des pores de 1mm.

- la focalisation de flux : le mélange eau/émulseur et l'air sont amenés de part et d'autre d'un connecteur en T par des pompes présentés en figure 52. Ce mélange liquide/air traverse alors soit une constriction soit un réseau de billes et ainsi se forme la mousse à sa sortie [49]. Ces deux systèmes permettent de contrôler finement la taille des bulles mais ne permettent pas à l'heure actuelle de générer un volume supérieur à 50L suffisamment

rapidement pour les expériences à grande échelle. La pompe à liquide utilisée avec une constriction est une pompe Reich 12V (12L/min, 0.5bar) associée à une pompe à air l'Aqua-Oxy 4800 Oase. Le rayon moyen des bulles ainsi formées est de 1.4mm. Le débit de liquide moussant est contrôlé par un débitmètre Krohne DK800PV possédant une plage de mesure entre 2.5 et 25L/h et une précision de 2%. Ce débitmètre a été calibré pour le liquide moussant. Le débit fourni par ce débitmètre doit être divisé par 10 pour obtenir le débit réel du liquide moussant.

La méthode utilisant un connecteur à bille a été décrite et utilisée par Del Prete dans sa thèse [5]. Le connecteur est rempli de petites billes de 2mm de diamètre et ainsi les bulles ont un rayon moyen de 0.2mm. Une pompe doseuse Prominent Béta 5 et un débitmètre électronique Brooks 0151 permettent de réguler le débit du liquide et l'air du réseau figé à 2bar par un détendeur. Cette dernière méthode a été développée par Sylvain Faure du Laboratoire des Procédés Avancés de Décontamination du CEA-Marcoule.

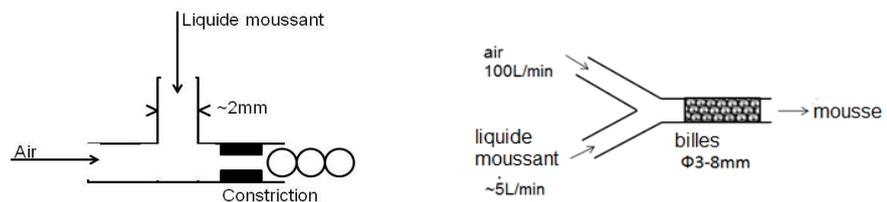


Fig. 52 : Présentation du système de génération par focalisation de flux à l'aide d'un schéma et des photos du système réel utilisé

Un système conçu à l'ISL pour des essais à grande échelle a été testé dans l'objectif de remplir un volume de $3m^3$ en moins d'une minute. Il s'appuie sur cette méthode mais avec un connecteur de 45mm de diamètre. Il nécessite une pompe péristaltique entraînant le liquide moussant ($10m^3/h$, 16bar, 2 galets) en conséquence et un compresseur à air ($5m^3/min$, 8bar) associé à une cuve d'air comprimé ($1m^3$). Cependant ce système a tendance à produire une mousse par des à-coups relativement brutaux, la pompe de liquide n'ayant pas un débit suffisamment constant. Il faudrait s'orienter vers une pompe péristaltique ayant plus que deux galets.

- la génération par effet Venturi : une certaine proportion d'émulseur est amenée à une buse par entraînement mécanique de l'eau, circulant dans des tuyaux de pompier branchés sur une borne incendie. De la même façon, l'air est entraîné par le liquide moussant au travers d'une buse percée d'orifices d'injection. Une lance-buse et un mélangeur (tuyau bleu sur la figure 53 (a)) sont nécessaires pour générer une mousse par ce principe. Le Propak (figure 53 (b)) est une unité de production mobile équipée d'un réservoir d'émulseur et d'un mélangeur intégré. Cette méthode est adaptée pour générer de plus gros volumes mais ne permet de contrôler ni le débit d'air ni le débit de liquide moussant utilisé.

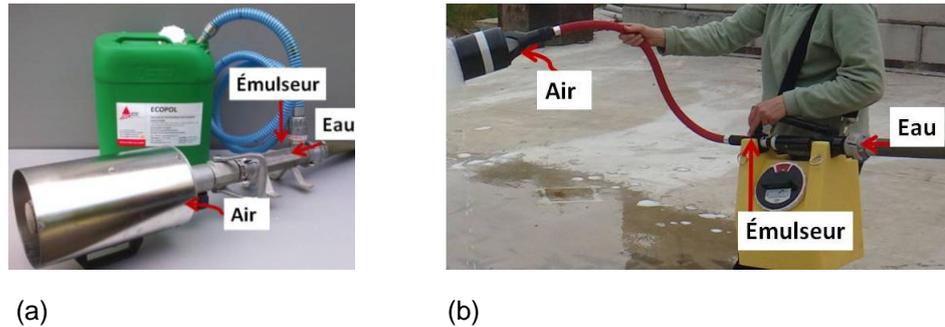


Fig. 53 : Présentation du système de génération par Venturi à l'aide d'un schéma et des photos du système réel utilisé

3.2.5 Détermination de la distribution de la taille des bulles

Une photographie de la mousse est prise en déposant une couche de bulles sur une lame de microscope éclairée par un rétroprojecteur sur lequel est posée une feuille de calque, montage en figure 54. La prise de vue directe d'une mousse peut être analysée par le logiciel de traitement d'images, ImageJ, afin de déterminer la distribution des tailles des sous-structures [32]. Comme pour un microscope, la photographie de la couche de bulles est prise par transmission de lumière. L'appareil photographique nécessite d'avoir un objectif disposant d'un mode macrophotographie pour obtenir une image précise des bulles. Si le volume analysé comporte plus d'une bulle d'épaisseur, les bulles du dessus sont délicatement déplacées ou détruites avec une lamelle de microscope. L'image prise peut être traitée avec le logiciel dont la procédure est décrite en annexe 8.16. Une fois les diamètres des bulles déterminés, le coefficient de polydispersité est déterminé avec la formule 6.

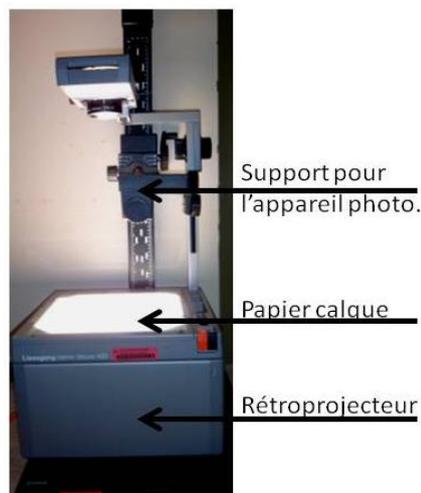


Fig. 54 : Montage optique de photographie d'une couche de bulles

Le tableau 8 présente les clichés des échantillons issus des trois méthodes de génération de mousse et traités par le logiciel ImageJ. La coloration en bleu représente les bulles traitées. Les cellules ont des formes polyédriques, le logiciel calcule l'aire de chaque bulle détournée. Des bulles hors-plan d'analyse sont visibles sur les photographies mais ne sont pas prises en compte par le logiciel. En considérant que cette aire peut être assimilée à un disque, la distribution du diamètre des bulles dans l'échantillon de mousse considéré est tracée sur les

figures de la colonne de droite dans le tableau 8. Une centaine de bulles a été traitée par échantillon de mousse. Cette distribution est comparée à une loi normale (ou répartition gaussienne) définie par la relation suivante :

$$P(X) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma} e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{X-\mu}{\sigma}\right)^2} \quad (34)$$

avec :

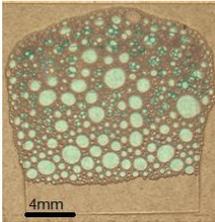
σ : écart-type de la série

μ : moyenne de la série

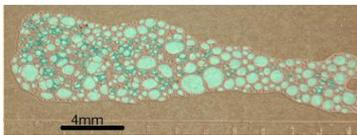
Les tests de normalité (test de Shapiro) ont montré que la variable de la taille de bulle ne suit pas une loi normale.

Génération par Venturi

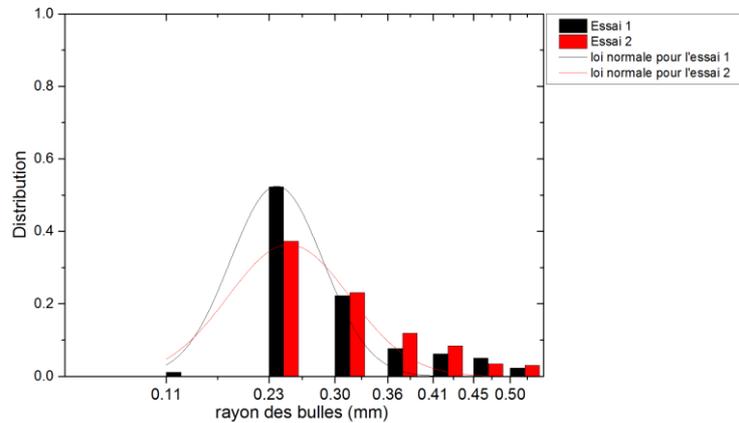
Mousse générée avec une lance et un injecteur
utilisée pour l'étude de l'interaction choc hémisphérique/mousse (§4)
et de l'interaction projectile/mousse (§6)



Echantillon 1

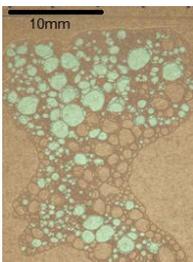


Echantillon 2

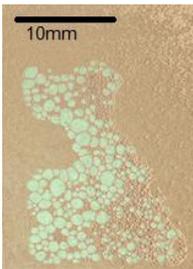


Mousse générée avec le propak

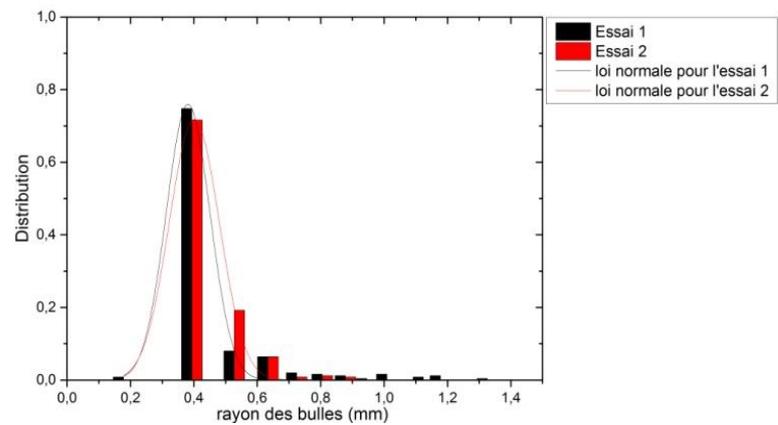
utilisée pour l'étude de l'interaction projectile/mousse (§6)

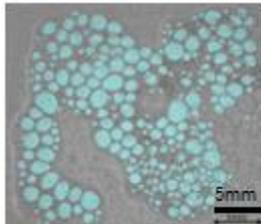
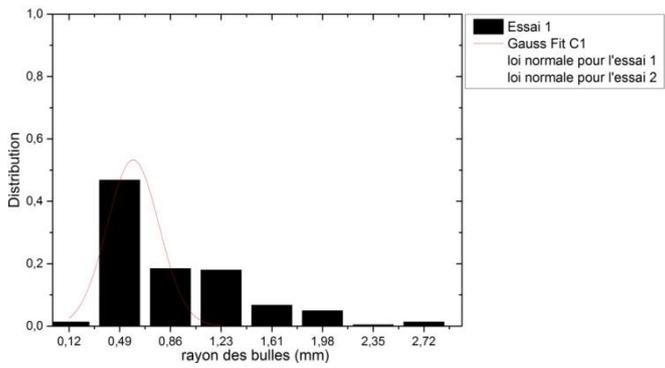
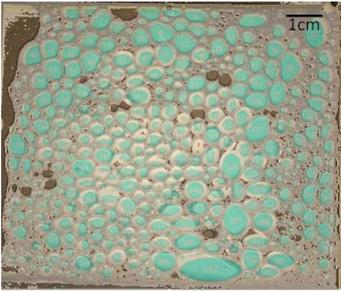
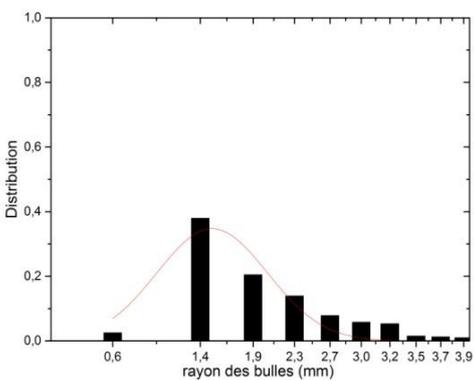
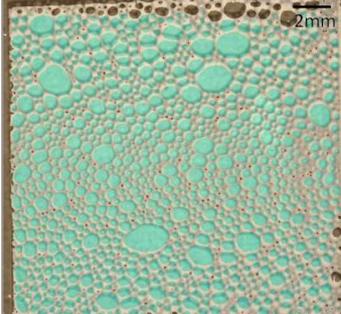
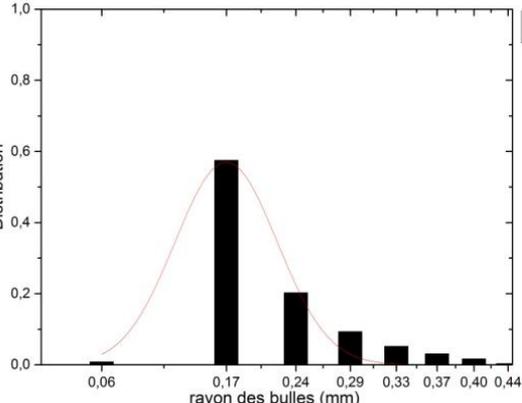


Echantillon 1



Echantillon 2



Méthode par diffusion d'air	
Mousse utilisée pour l'étude de l'interaction choc/mousse au LBMS (§5.2)	
	
Méthode par focalisation de flux	
Mousse utilisée pour l'étude de l'interaction choc/mousse au LBMS (§5.2)	
 <p>Echantillon de mousse générée avec une constriction</p>	
 <p>Echantillon de mousse générée avec un connecteur à bille</p>	

Tab. 8 : Distribution du rayon des bulles en fonction du système de génération et photographie d'un échantillon de mousse traitée par ImageJ

3.2.5.1 Détermination de la structure 3D des mousses

La structure de la mousse est modifiée par le montage photographique entre deux lames transparentes et ne correspond donc pas à la structure tridimensionnelle non contrainte. La tomographie X d'une mousse avec 6% et 40% d'Ecopol est prévue d'ici fin 2015 avec le CHU de Haguenau.

3.2.6 Résumé des caractéristiques des mousses sélectionnées pour notre étude

L'ensemble des caractéristiques des trois méthodes utilisées et des paramètres de la mousse générée sont résumés dans le tableau 9 (ou annexe 8.15). Le temps moyen de vieillissement est le temps pour que la mousse perde 10% de sa valeur initiale de masse volumique. Les valeurs données résultent d'une moyenne effectuée sur l'ensemble des mesures réalisées au cours des essais. Ces mousses sont toutes considérées comme stables et humides mais ont des tailles de bulles différentes et sont produites à des vitesses de production de mousse très différentes selon le système utilisé.

Système de génération	Diffusion d'air	Focalisation de flux		Venturi	
	Diffuseur 100µm + pompe Newair	Constriction	Connecteur à billes	Lance + proportionneur	Propak
Rapport eau/émulseur	60/40 + eau deminéralisée	60/40 +eau deminéralisée	60/40 + eau deminéralisée	94/6	94/6
Débit de mousse sortant (L/min)	10	1	10	500	500
Masse volumique par pesée (kg/m ³)	47	60	42	47	25
Taux de variation de la masse volumique par pesée	17%	4%	3%	13%	17%
Masse volumique par conductimétrie (kg/m ³)	43	37	37	36	30
Taux de variation de la masse volumique par conductimétrie	21%	61%	52%	43%	13%
Temps moyen de vieillissement (min)	40	45	30	30	30
Rayon moyen (mm)	0.5	1.4	0.2	0.2	0.4
Coefficient de polydispersité	0.2	0.2	0.3	0.3	0.2

Tab. 9 : Caractéristiques des mousses générées avec les quatre systèmes utilisés dans cette étude

3.3 Conclusions

A partir des informations issues de la littérature et des services de lutte contre l'incendie, une campagne de sélection d'un émulseur a été menée afin de déterminer le ou les mousses candidates adaptées aux essais d'atténuation. Parmi les huit émulseurs présélectionnés, l'Ecopol de Bio-ex nous est apparu comme le meilleur compromis. Mélangé à 60% d'eau, l'Ecopol possède une bonne moussabilité et permet de générer des mousses stables en raison de sa viscosité ($1000\text{mPa}\cdot\text{s}$ pour un taux de déformation de 10s^{-1}) et de sa tension superficielle ($24\pm 2\text{mN/m}$). Une métrologie spécifique a été développée afin de caractériser la masse volumique des mousses (par pesée directe ou conductimétrie) ainsi que sa variation temporelle due au drainage et la distribution de tailles de bulles (par traitement d'image numérique d'échantillon de mousse). Les trois moyens de génération de référence utilisés pour cette série d'essais consistaient en un bulleur, un focaliseur de flux et un Propak pompier (Venturi). Les mousses obtenues sont constituées de bulles d'un rayon moyen de 0.2 ou de 1.4mm et leur masse volumique est comprise entre 15 et 60kg/m^3 . Elles drainent suffisamment peu pour pouvoir être mises en œuvre en moins de 30mn, durée compatible avec les essais d'atténuation de souffle ou de fragment métallique.

4 Etude de l'interaction choc hémisphérique/mousse

L'étude des effets combinés de souffle et de projection de fragments métalliques issus de la détonation d'une charge de type EEI dans une mousse implique la connaissance préalable des conditions de propagation d'une onde de choc dans un volume de cette mousse et de son état en résultant. Cette étude préliminaire s'appuie sur une configuration expérimentale de propagation tridimensionnelle d'une onde de choc générée par explosif. Des capteurs de pression installés directement dans la mousse à différentes distances de la charge explosive nous ont permis de déterminer les caractéristiques de la propagation d'ondes de souffle dans un volume d'essai.

4.1 Dispositif expérimental

La charge à fragmentation d'étude standard de l'ISL décrite dans la partie §3.1 contient 1.35kg en équivalent TNT. Théoriquement, environ 50% de l'énergie issue de la détonation de cette charge est transférée aux fragments métalliques sous forme d'énergie cinétique, le reste étant dissipé sous forme d'onde de souffle résiduel [129]. Deux charges de référence avec un explosif plastique militaire de C4 (masse volumique de 1590kg/m^3 et équivalent TNT de 1.37 en pression, forme cylindrique) ont été choisies dans cette partie de l'étude :

- 700g, soit 960g d'équivalent TNT en pression
- ($\approx 70\%$ de la charge ISL)
- 300g, soit 411g d'équivalent TNT en pression
- ($\approx 30\%$ de la charge ISL)

L'explosif plastique C4 a été choisi pour sa facilité de mise en œuvre par moulage, même s'il ne constitue pas une charge idéalement reproductible par rapport à une sphère de TNT coulé par exemple.

Chaque charge explosive a été placée au sol, au centre d'une enceinte métallique dont les dimensions sont reportées sur les figures 55 et 57. Ce cadre de plus d'une tonne résiste à plus de 5kg de TNT grâce à des parois renforcées. Son volume intérieur peut contenir jusqu'à 6m^3 de mousse de confinement.

Les capteurs de pression ont été placés à 0.8, 1.1 et 1.4m du centre de la charge, comme le présente la figure 55, ce qui correspond à des distances réduites comprises entre 0.8 et $1.9\text{m/kg}^{1/3}$, distances pour lesquelles des calculs préliminaires avec BLAST_ISL (cf annexe 8.17) ont été menés. Les capteurs de pression installés à ces positions sont de type sonde effilée 137A22 de la marque PCB Piezotronics dont la gamme est adaptée pour mesurer les surpressions dans cette configuration. Leurs supports sont disposés hors du cadre afin de ne pas générer de réflexions additionnelles (figure 57). La pression maximale mesurée par les capteurs choisis est de 69bar et avec une résolution de 69Pa et un temps de montée de $6\mu\text{s}$, ce qui est suffisant pour enregistrer l'ensemble de la discontinuité en pression du choc. Ces capteurs sont munis d'un quartz mesurant 0.8mm de diamètre : pour une célérité de choc de l'ordre de 900m/s, leur temps de balayage est de $0.9\mu\text{s}$. Les capteurs de pression sont connectés à un conditionneur de signal par un long câble coaxial. La chaîne de mesure est détaillée par la figure 56.

Le déclenchement de l'acquisition des mesures est fourni par le boîtier de tir. L'enregistrement des signaux de pression a été effectué à une fréquence d'acquisition de 2MHz.

Une plaque carrée en inox de 3.95kg et de 50cm de côté a été placée au niveau de l'ouverture du conteneur, sur deux tasseaux en bois reposant sur les parois latérales. Une caméra rapide Phantom V311 placée à 100m du conteneur enregistre la trajectoire de la plaque afin de quantifier l'impulsion transmise par le souffle, méthode expliquée dans la partie §2.2.5.

Les sources d'incertitudes relatives à la mesure des niveaux de pression et des temps d'arrivée de l'onde de souffle sont les suivantes, par ordre croissant d'importance:

- la chaîne de mesure (électronique en général, conditionneur et enregistreur), soit une incertitude de 1%
- les caractéristiques physiques de la charge moulée à la main pour chaque essai, soit une incertitude de 2%
- l'orientation et la distance entre le centre de la charge explosive et les capteurs pouvant varier jusqu'à 50mm, soit une incertitude de 2%
- la capacité des capteurs à reproduire la structure de l'onde de souffle incidente (temps de montée, taille du capteur...), soit une incertitude de 5%
- le remplissage du bac par la mousse et la caractérisation de la mousse (volume de la mousse, hétérogénéité de la mousse, masse volumique, taille des bulles...), soit une incertitude de 10%

Les niveaux de surpression et les temps d'arrivée ont donc été mesurés à +/- 20%.

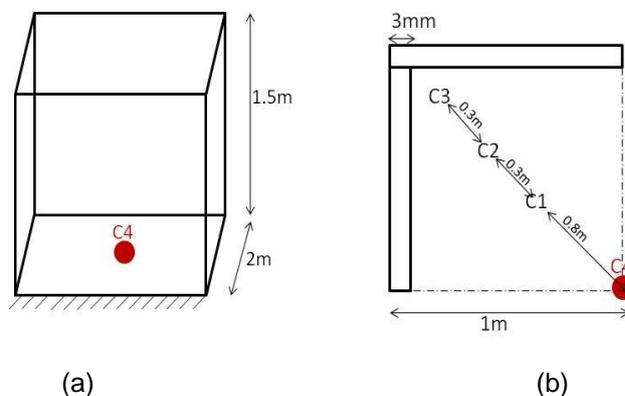


Fig. 55 : Dimensions du conteneur et positions des capteurs C1, C2 et C3
 (a) vue isométrique
 (b) vue du dessus, seulement un quart du conteneur

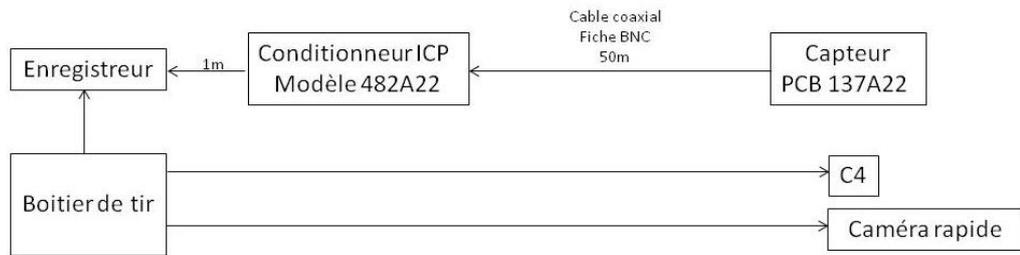


Fig. 56 : Schématisation de la chaîne de mesure



Fig. 57 : Installation expérimentale (présentation du conteneur et emplacement des supports de capteurs et de la charge au centre du conteneur et positionnement de la plaque en inox)

4.2 Etude numérique sous Autodyn pour une charge nue de 300g de C4

La détonation de la charge placée au sol et au centre du conteneur métallique ainsi que la propagation du souffle ont été simulées à l'aide du logiciel Autodyn. Les parois du conteneur sont modélisées par le solveur Lagrange et l'air par Euler. Du fait de la géométrie cubique de la configuration, il est possible de ne simuler qu'un quart du conteneur. La taille des mailles choisie est de 10mm. La convergence de la solution a été vérifiée pour des mailles de 5mm et de 20mm. Les trois capteurs sont placés respectivement à 0.8m, 1.1m et 1.4m du centre de la charge, comme le montre la figure 55. La figure 58 représente le champ de surpression dans le plan contenant les trois capteurs, 1.7ms après la détonation de la charge de 300g de C4. Le croisement de l'onde réfléchiée par la paroi et de l'onde de choc secondaire au niveau du premier capteur à 0.8m de la charge est visible. Cette onde secondaire provient de l'interaction entre l'onde de détonation et la surface de la charge explosive : lors de sa transmission vers l'air, une onde de raréfaction se forme et se propage par implosion vers le centre des produits de détonation. A la fin de ce processus, une nouvelle onde de choc dite secondaire se forme. Des ondes additionnelles tertiaires, quaternaires, etc... (non visibles ici) peuvent aussi se former à l'interface produits de détonation/air mais sont surtout visibles pour des explosions aériennes massives [130]. L'onde de choc secondaire est visible sur le profil de pression P1 présenté en figure 59. La phase négative n'est plus visible pour le troisième capteur car l'onde secondaire la rattrape rapidement. Dans le cadre de cette étude, on se limitera à l'analyse des signaux jusqu'à l'arrivée de l'onde secondaire au capteur C1 placé à 0.8m de la charge.

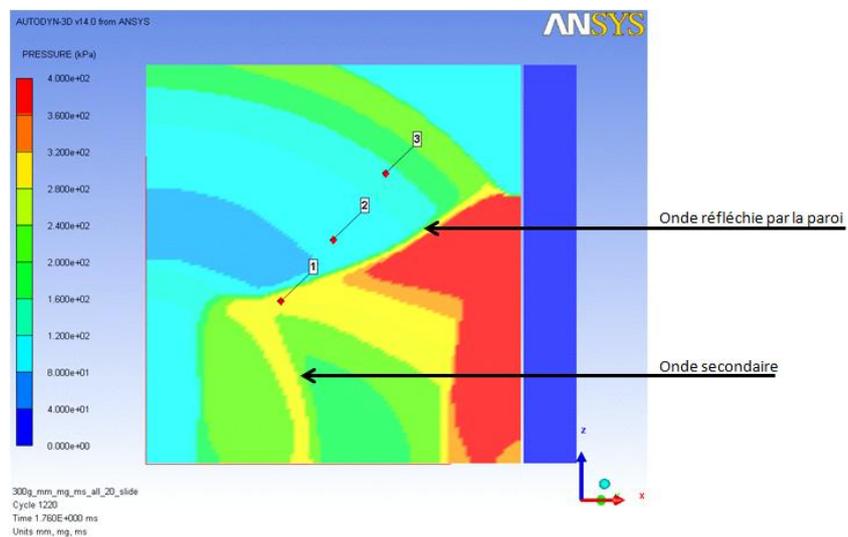


Fig. 58 : Champ de la pression dans le plan des capteurs à $t=1.7\text{ms}$ avec une charge cylindrique au sol de 300g de C4

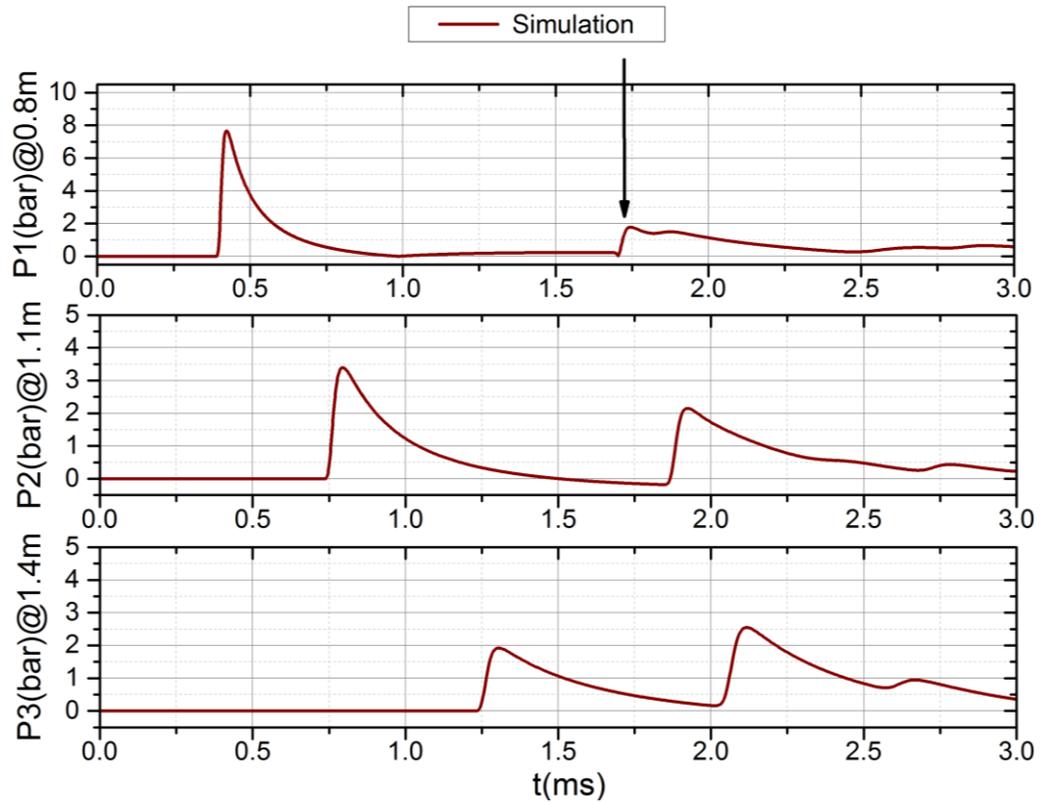


Fig. 59 : Profils des surpressions obtenus par la simulation avec une charge au sol de 300g de C4 et indication par une flèche du croisement de l'onde secondaire et de l'onde réfléchie par la paroi

Une simulation a aussi été conduite avec une charge surélevée de 10cm par rapport au sol. Cette configuration est plus conforme à la réalité des essais réalisés où une rehausse en matériau léger a été placée sous chaque charge afin de protéger la dalle d'essai. Lorsqu'une onde de choc sphérique impacte une surface plane comme le sol par exemple, une onde de choc réfléchie sphérique se forme et se propage en aval de l'onde incidente (figure 60).

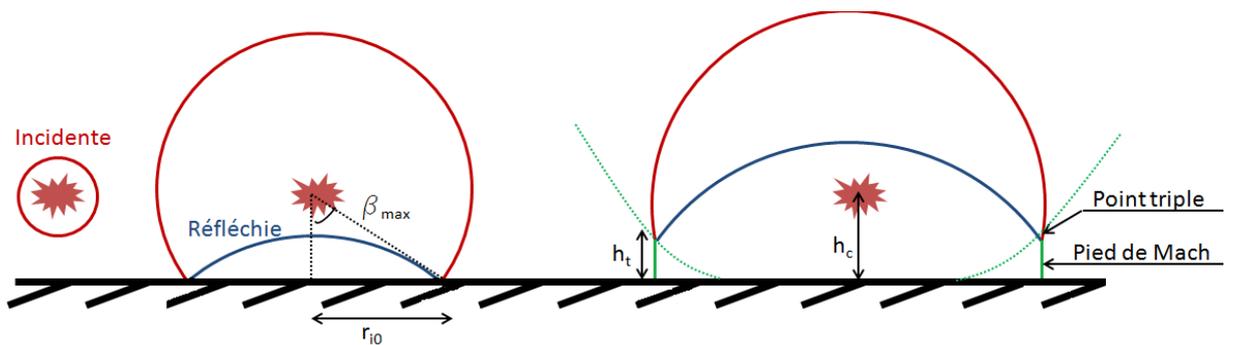


Fig. 60 : Formation du pied de Mach et paramètres caractéristiques pour déterminer la distance nécessaire à sa formation

Au-delà d'une certaine incidence, l'onde de choc incidente ne peut être redressée par une réflexion unique sur le sol. Une zone de compression à trois chocs se forme alors (figure 61) : proche de la surface du sol se propage une onde unique appelée pied de Mach (célérité u_4 parallèle à la surface) tandis qu'à une certaine distance, le milieu I passe par deux ondes de choc successives pour atteindre

l'état III. La célérité u_3 étant différente de u_4 de par sa valeur et son orientation (u_3 est légèrement orientée vers le sol), une zone de glissement apparaît et se développe avec l'écartement progressif du point triple du sol. Lorsque le point triple atteint le sommet de l'onde incidente, une onde unique hémisphérique est formée, similaire à celle qui aurait été générée par la détonation d'une charge deux fois plus puissante placée au sol.

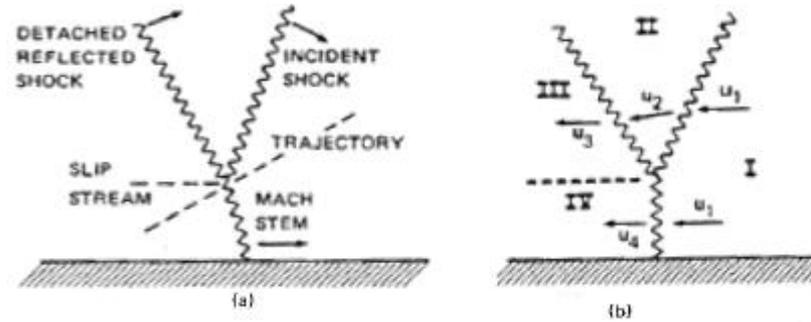


Fig. 61 : Propagation du pied de Mach et zone de glissement (extrait de [52])

Dans le cas, où l'angle d'incidence de l'onde incidente est supérieur à un angle d'incidence maximal noté β_{max} , la réflexion est dite de Mach. Cet angle est défini par la relation empirique suivante [52,59]:

$$\beta_{max} = \frac{1.75}{M_i - 1} + 39 \quad (35)$$

avec :

M_i : nombre de Mach de l'onde incidente

A 0.8m de la charge étudiée l'angle β_{max} vaut 40° . Le nombre de Mach du pied de Mach M_m est défini par les relations classiques de réflexion oblique :

$$M_m = M_i \sin(\beta) \quad (36)$$

La distance nécessaire pour observer la formation du pied de Mach, r_{i0} , est définie par la relation géométrique :

$$r_{i0} = h_c \tan(\beta_{max}) \quad (37)$$

avec :

h_c : distance entre la charge et le sol (m)

Dans le cas étudié, $r_{i0} = 8cm$.

Empiriquement, une relation est donnée entre la hauteur du point triple et la distance entre la charge et le sol en fonction du rapport distance au sol r_i et distance r_{i0} :

$$h_t = 0.07h_c \left(\frac{r_i}{r_{i0}} - 1 \right)^2 \quad (38)$$

avec :

h_c : distance entre la charge et le sol(m)

Ces formules empiriques nous permettent de donner un ordre de grandeur de la hauteur du point triple, bien qu'elles aient été données pour une charge sphérique. Au niveau du premier capteur, soit pour $r_i = 0.5\text{m}$, le point triple se situe à 0.2m de haut, soit en dessous du premier capteur situé à une hauteur de 0.65m . Le capteur enregistre donc le passage de l'onde incidente et de l'onde réfléchie, dissociées à cette hauteur.

La figure 62 présente à l'instant $t=0.52\text{ms}$, l'apparition de l'onde réfléchie par le sol sur le premier capteur et l'arrivée de cette onde ont été pointées sur les profils de pressions de la figure 63.

Les résultats obtenus par simulation numérique sont cohérents avec les calculs de Blast_ISL : l'écart relatif des surpressions calculées par Autodyn et la théorie de Kinney [52] est de l'ordre de 15% et des temps d'arrivée de l'ordre de 10%.

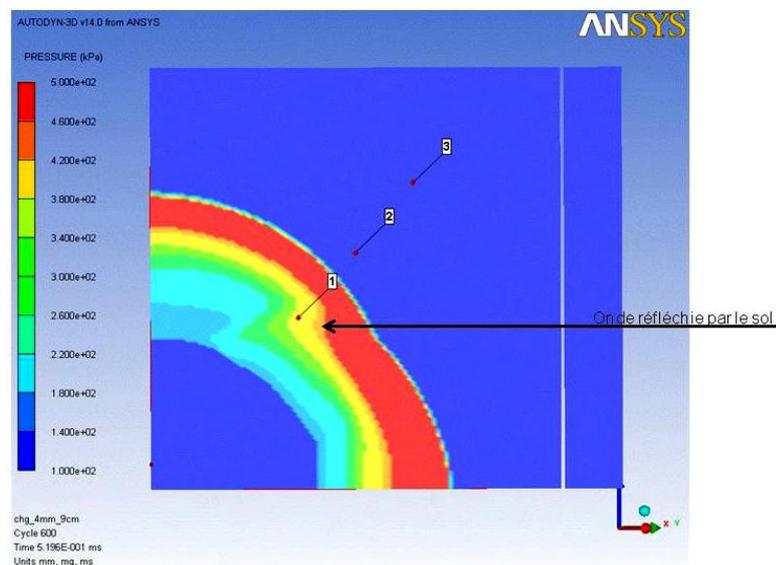


Fig. 62 : Champ de la pression dans le plan des capteurs avec une charge de 300g de C4 à 10cm du sol à $t=0.52\text{ms}$

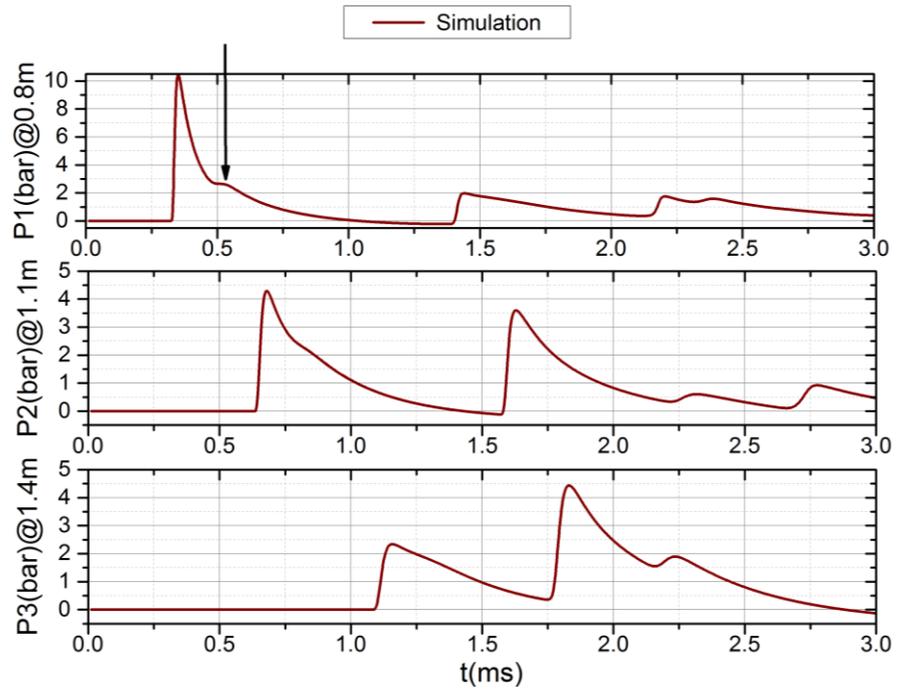


Fig. 63 : Profils des surpressions obtenus par la simulation avec une charge de 300g de C4 à 10cm du sol et indication de la surpression maximale réfléchie par le sol par une flèche

4.3 Etude expérimentale

Deux séries de mesures ont été réalisées avec les deux charges de C4 : pour les essais 4.1 à 4.4, le conteneur était vide, pour les essais 4.5 à 4.6, le volume entier du conteneur était rempli de mousse. La mousse étudiée pour les essais présente les caractéristiques suivantes, déjà détaillées dans la partie §3.2 :

- génération par le système commercial utilisé par les pompiers, la lance et le proportionneur
- proportion de 6% d'Ecopol (Bio-ex) et 94% d'eau dans le liquide moussant
- bulles d'un rayon moyen de 0.2mm
- masse volumique moyenne de 50kg/m^3 (mesure par pesée à +/- 20%) soit un foisonnement de 20
- stabilité d'environ 20min

Les paramètres des essais sont résumés dans le tableau 10.

n°	Masse de C4 (g)	Masse volumique de mousse (kg/m^3)	Temps entre le début du remplissage et le tir
4.1	300	Sans mousse	Sans mousse
4.2	300	Sans mousse	Sans mousse
4.3	300	Sans mousse	Sans mousse
4.4	700	Sans mousse	Sans mousse
4.5	300	42	10
4.6	700	60	15

Tab. 10 : Nomenclature et paramètres des essais

4.3.1 Essais de référence (sans mousse)

Les trois essais 4.1, 4.2 et 4.3 avec une charge nue de 300g de C4 ont été réalisés afin de s'assurer de la bonne reproductibilité des signaux de pression. Un seul essai (4.4) avec 700g de C4 a été réalisé. Les profils des surpressions enregistrés par les capteurs sont représentés sur la figure 64, chaque couleur correspondant à un des trois essais avec 300g de C4. L'arrivée de l'onde réfléchi sur le sol est clairement visible. A partir de 1.55ms, l'onde de compression comprenant le choc réfléchi sur la paroi et l'onde secondaire est enregistrée par le capteur 1. Pour chacun des profils, le relevé de la surpression maximale a été effectué selon la méthode décrite par Kinney [52], dans la partie §2.2.4. Le coefficient de variation sur les maxima de surpression étant inférieur à l'incertitude de 20%, les profils de surpression mesurés peuvent être considérés comme reproductibles. Sur la figure 65 sont représentés les profils de pression enregistrés par les trois capteurs pour l'essai avec 700g de C4. Il se peut que le premier capteur à 0.8m a saturé, la surpression enregistrée est bien inférieure à celle supposée en théorie.

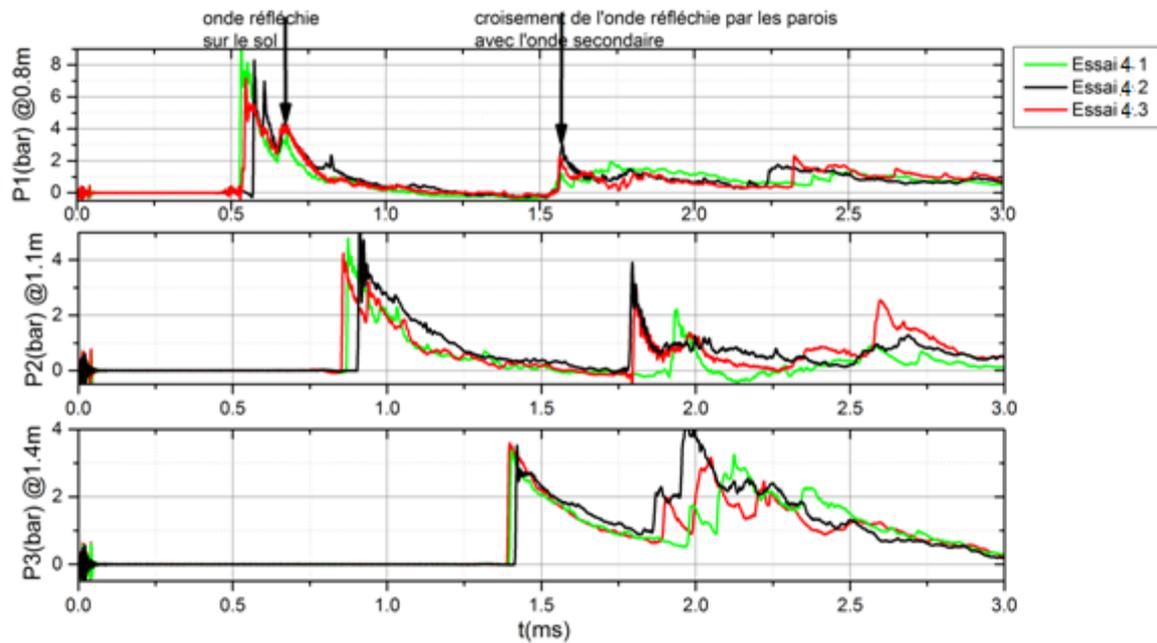


Fig. 64 : Trois profils des surpressions à différentes distances de la charge pour trois essais représentés par des couleurs différentes avec 300g de C4

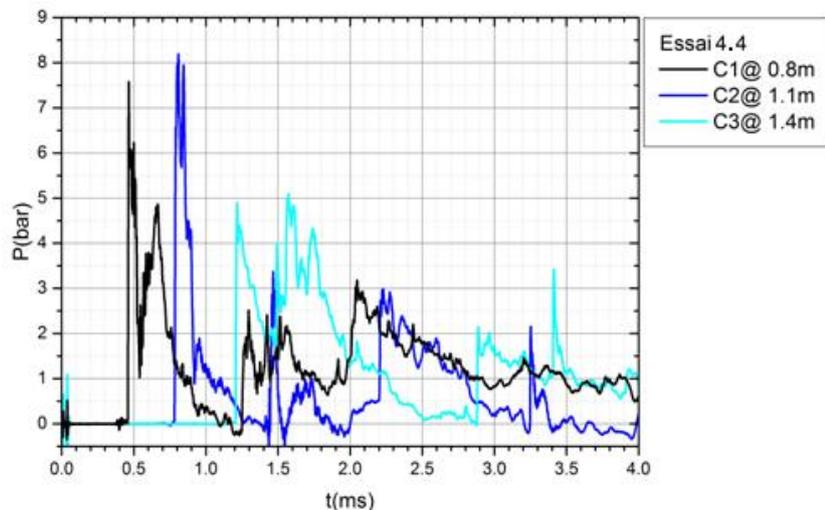


Fig. 65 : Trois profils des surpressions à différentes distances de la charge de 700g de C4 représentés par des couleurs différentes (essai 4.4)

Les évolutions expérimentales et numériques pour 300g de C4 sont comparées sur la figure 66. Il y a un bon accord entre les temps d'arrivée ainsi et les niveaux de surpression de l'onde incidente, de l'onde secondaire et de l'onde réfléchie par les parois obtenues par la simulation et les valeurs empiriques. Il serait sûrement possible d'améliorer les résultats numériques pour le capteur à 1.4m de la charge en raffinant le maillage.

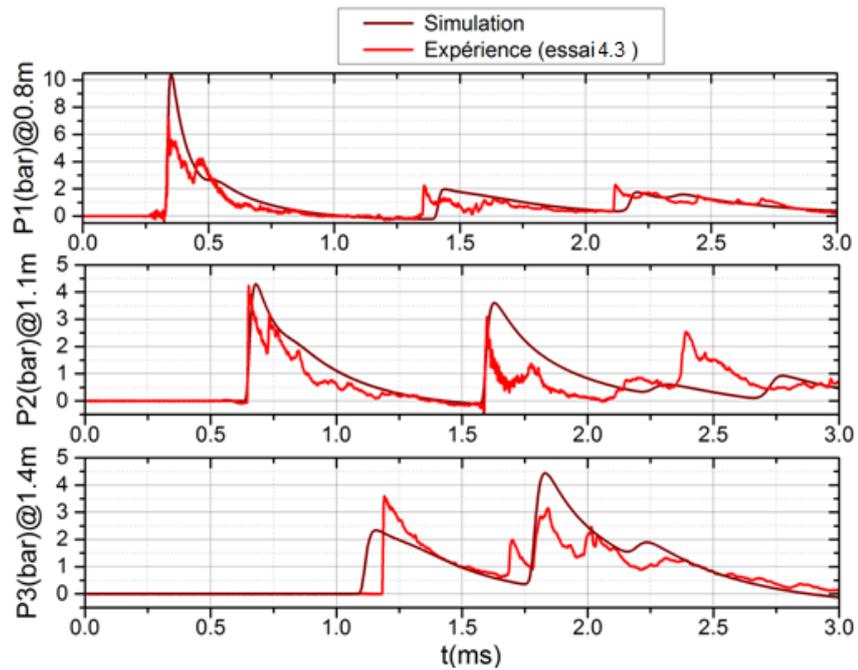


Fig. 66 : Trois profils des surpressions à différentes distances de la charge pour l'essai 4.3 avec 300g de C4 et la simulation avec Autodyn pour une charge à 10cm de haut

La figure 67 présente l'évolution de la surpression maximale pour les trois essais à 300g de C4 et pour l'essai à 700g de C4 (points rouges) en fonction de la distance réduite. Les points issus de la simulation Autodyn (points marron), les points issus de la loi empirique de Kinney [52] (ligne continue noire et points noirs) et les points expérimentaux donnés par BLAST_ISL (points roses) ont été ajoutés aux données expérimentales obtenues. Les écarts observés entre valeurs expérimentales et empiriques sont limités (entre 5 et 20%), en excluant la distance réduite correspondant au premier capteur pour l'essai avec 700g. Ce type d'écart n'est pas rare dans le cas du champ proche d'une explosion aérienne.

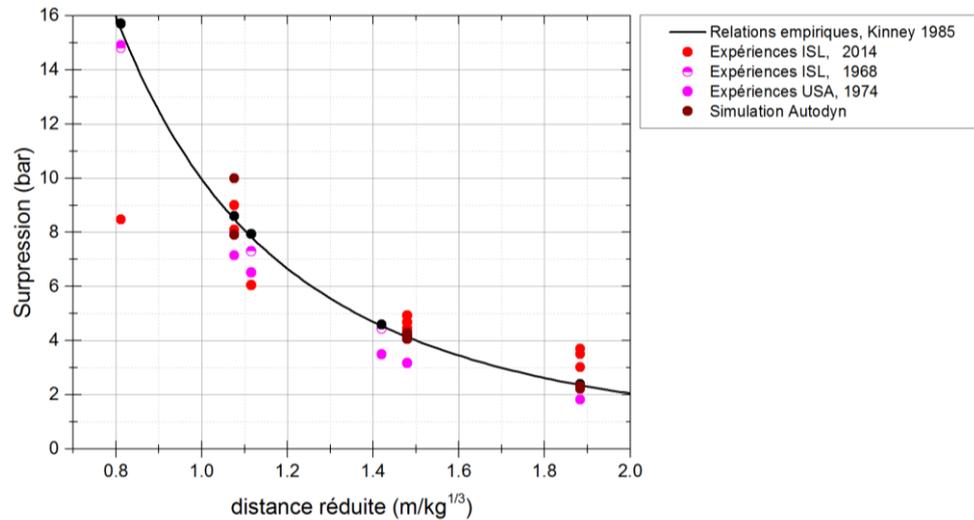


Fig. 67 : Variation de la surpression maximale en fonction de la distance réduite pour des résultats expérimentaux ISL 1968 [131], USA [132] et selon les relations empiriques de Kinney [52]

4.3.2 Essais avec mousse

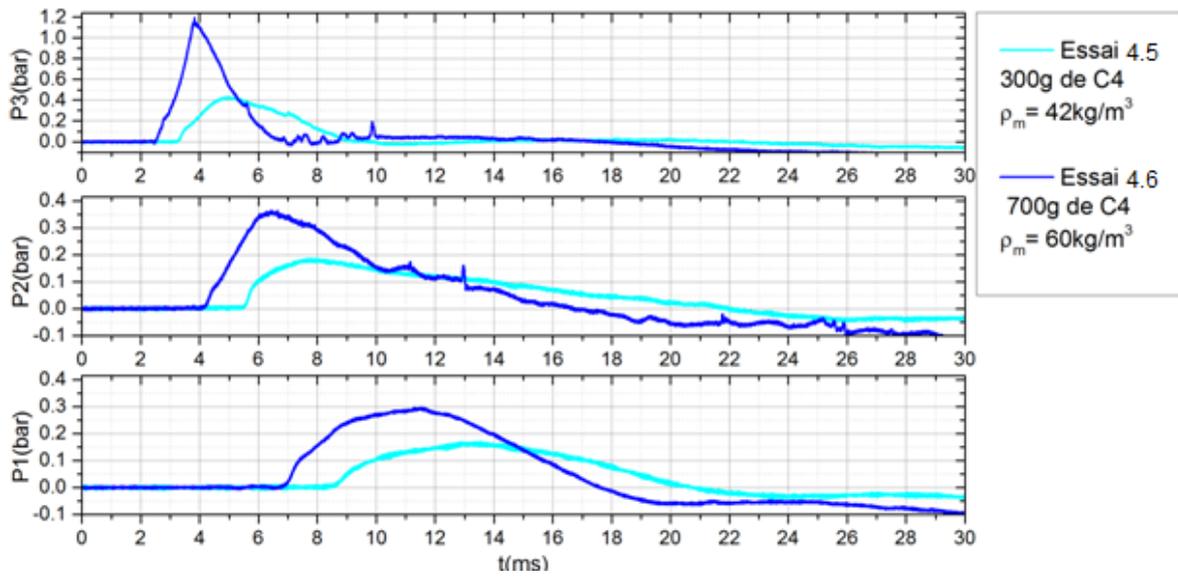
Deux essais avec mousse ont pu être réalisés avec respectivement 300g (essai numéro 4.5) et 700g de C4 (essai 4.6). Nous avons choisi d'étudier deux densités différentes de mousse et deux charges différentes afin de valider nos deux résultats à ceux de la littérature. Les différentes étapes successives d'un essai sont présentées sur la figure 68. Il faut compter environ 10 à 15min entre le début du remplissage du conteneur et le déclenchement du détonateur. Les détonateurs haute tension RP83 classiquement utilisés à l'ISL n'étant pas adaptés aux milieux conducteurs comme la mousse, l'amorçage des charges de C4 a été assuré par un détonateur non-électrique NONEL. L'unique inconvénient de ce type de détonateur réside dans la dispersion importante de son délai de fonctionnement (de l'ordre de +/-20ms). Un moyen additionnel de synchronisation comme une fibre optique n'ayant été disponible pour ces essais, les trajectoires empiriques du choc dans la mousse issues de la littérature ont permis de déterminer l'instant de détonation de chaque tir [102].



Fig. 68 : Du remplissage du conteneur par la mousse jusqu'à son état final après détonation de la charge explosive

La figure 69 (a) présente l'évolution des pressions d'un essai avec 300g de C4 et 700g de C4 enregistrées par les capteurs placés dans le conteneur rempli de mousse. La figure 69 (b) présente la comparaison des profils de pression d'un essai avec 700g de C4 avec mousse et sans mousse, charge nue. La forme du profil de pression de l'onde transmise dans la mousse est complètement différente que celle dans l'air, on parle de profil en cloche [97].

(a)



(b)

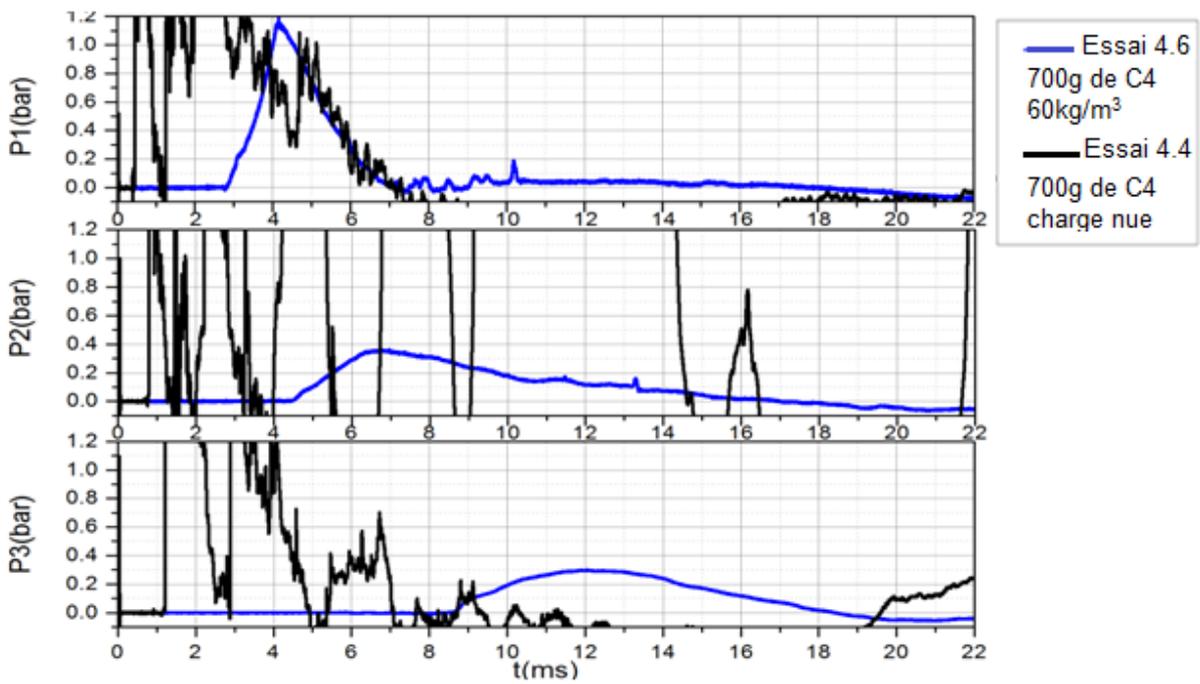


Fig. 69 : (a) Profils des surpressions des trois capteurs pour une charge de 300g ou 700g de C4 confinée avec une mousse de $50\text{kg/m}^3 \pm 20\%$

(b) Profils des surpressions des trois capteurs pour une charge de 700g de C4 confinée avec une mousse de $50\text{kg/m}^3 \pm 20\%$ (essais 4.6) et pour une charge nue non confinée (essai 4.4)

La figure 70 illustre un profil classique de propagation dans la mousse et la détermination des différentes grandeurs caractéristiques :

- temps d'arrivée de l'onde incidente dans la mousse t_a
- temps d'arrivée du précurseur t_p associé à une pression P_p
- temps de fin de la zone de compression t_c associée à la pression P_c

Les profils de pression obtenus sont similaires à ceux observés dans la littérature [5,102]. En effet la réfraction d'une onde de choc dans une épaisseur de mousse génère une onde de compression en deux étapes principales successives :

- un précurseur responsable de la rupture des films en gouttelettes
- une compression principale (en amplitude) qui accélère progressivement les gouttelettes pour atteindre un état final défini par une pression stationnaire.

La durée de ce précurseur, $t_p - t_a$, caractérise le temps nécessaire à la fragmentation de la mousse [5]. Après la fragmentation de la mousse, les gouttelettes de liquide mettent un certain temps à atteindre leur vitesse et pression d'équilibre. Sur les profils de pression, apparait alors une zone de transition caractérisée par une surpression maximale P_c atteinte à l'instant t_c . La compression progressive traduit la relaxation des vitesses après la destruction de structure de la mousse, notion expliquée dans la partie bibliographique (§2.3.3).

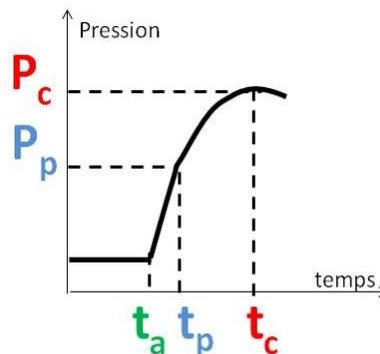


Fig. 70 : Schématisation d'un profil de pression dans la mousse avec les temps et pressions caractéristiques

4.3.2.1 Diagrammes x-t et les trois temps caractéristiques

En relevant les temps d'arrivée du choc, t_a , de la fin du précurseur t_p et de la fin de la compression t_c , sur les trois capteurs, un diagramme x-t a été tracé pour les deux essais 4.5 et 4.6 sur les figures 71 et 72. Dans le rapport de SANDIA [102], une formule empirique propose une évaluation de la valeur de t_a en fonction de la masse volumique et de la distance réduite, exposée dans l'annexe 8.9.1 (équation 77). Cette loi vaut non seulement pour la détonation d'une charge dans une mousse mais aussi dans l'air. Grâce à ces lois empiriques, les trajectoires du précurseur ont été recalées afin qu'elles passent par l'origine $t=0$ ms.

Les temps d'arrivée de l'onde incidente, t_a , t_p et t_c dans la mousse sont bien plus longs que celui de l'onde incidente dans l'air. L'onde transmise dans la mousse est fortement ralentie en présence de mousse.

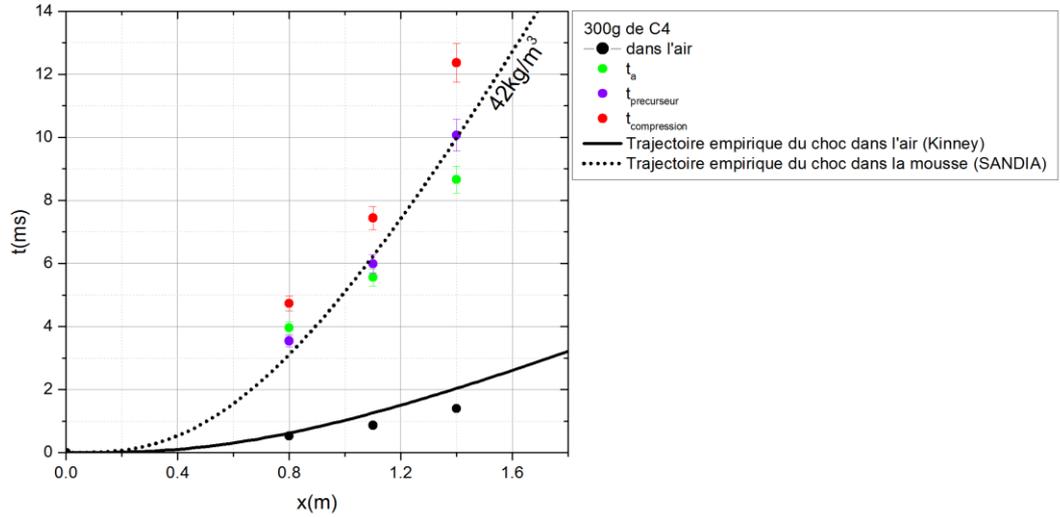


Fig. 71 : Evolution des temps d'arrivée en fonction de la distance à la charge pour 300g (essai 4.5)

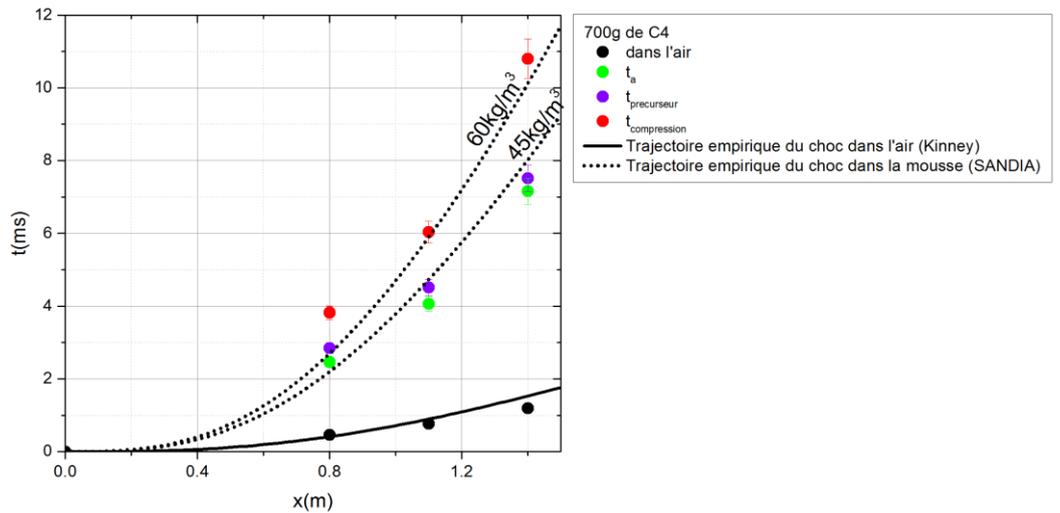


Fig. 72 : Evolution des temps d'arrivée en fonction de la distance à la charge pour 700g de C4 (essai 4.6)

4.3.2.2 Détermination de la célérité du son dans la mousse

En s'appuyant sur la théorie de Pierre et Dollet [41] qui prend en compte la taille des bulles pour estimer la célérité du son dans une mousse, nous avons pu déterminer cette célérité dans les deux types de mousses étudiées. La méthode a été expliquée dans la partie §2.1.5.7. Il est supposé que l'inverse du temps de montée du précurseur, soit $t_a - t_p$, dans la mousse joue le rôle de la fréquence (f) dans les formules de Pierre et Dollet [41]. Le tableau 11 résume les valeurs utilisées pour ce calcul et donne les valeurs de la célérité du son pour chacune des mousses. L'incertitude sur le temps de montée dans la mousse est estimée à 10%, la célérité du son peut donc être estimée à 10% près.

	Essai 4.5	Essai 4.6
Rayon moyen des bulles (mm)	0.2	0.2
Masse volumique (kg/m ³)	42	60
Temps de montée t _a -t _p (ms)	0.3 +/-10%	0.5 +/-10%
$f \cdot \left(\frac{R}{R_0}\right)^{1.5}$ avec R ₀ =40 μm	37.3	11
$k \cdot \left(\frac{R}{R_0}\right)^{1.5}$ déduit des courbes [41]	6.7	2.69
Célérité du son (m/s) $c = \frac{2\pi f}{k}$	35 +/-10%	36 +/-10%

Tab. 11 : Valeurs caractéristiques pour la détermination de la célérité du son dans la mousse

4.3.2.3 Onde précurseur

A partir des temps d'arrivée t_a, deux célérités moyennes du précurseur ont été calculées entre les capteurs C1 et C2 et entre C2 et C3 dans la mousse. Nous avons comparé cette célérité à l'expression fournie dans la littérature qui relie la célérité dans un milieu diphasique D_{mousse} à une célérité dans un gaz, ici l'air, D_{air} à une même distance donnée et pour une explosion interne [58]. En considérant que la température des bulles est constante, l'expression simplifiée s'écrit :

$$\frac{D_{mousse}}{D_{air}} = (1 + \eta)^{-0.5} \quad (39)$$

avec :

$$\eta = \frac{\rho_{mousse}}{\rho_{air}}$$

Le tableau 12 donne les paramètres utilisés pour calculer la célérité D_{mousse} et sa valeur expérimentale déterminée à l'aide des temps d'arrivée pour les deux cas 300 et 700g de C4. Proche de la charge l'écart relatif par rapport à la célérité expérimentale est de l'ordre de 60% en revanche plus loin de la charge à 1.25m, l'écart est moins important (proche de 10%), ce qui est acceptable compte tenu des incertitudes de mesures sur la célérité dans la mousse. Cette expression permet donc d'estimer facilement la célérité du précurseur dans la mousse pour une charge de 300 et 700g de C4 à une distance supérieure à 1m de la charge.

Distance par rapport à la charge (m)	D_{air} calculée par BLAST_ISL AMP 1974 (m/s)	ρ_{mousse} (kg/m^3)	D_{mousse} calculée par la relation 37 (m/s)	Célérité moyenne expérimentale du précurseur (m/s)
700g de C4				
0.4	2372	60	332	202
0.95	1028	60	144	187
1.25	757	60	106	97
300g de C4				
0.4	1928	42	270	153
0.95	752	42	105	136
1.25	588	42	82	94

Tab. 12 : Valeurs expérimentales et calculées de la célérité de l'onde dans la mousse pour différentes distances

La figure 73 présente l'évolution de la célérité de propagation de l'onde transmise dans la mousse déterminée expérimentalement et avec la formule de Gelfand (39) [58] (équation 78). Il y a un bon accord entre les valeurs empiriques et celles déterminées par cette formule empirique. La célérité de l'onde précurseur diminue avec la distance réduite et semble tendre vers la célérité théorique du son dans la mousse, estimée à 35m/s. Il semble que les deux séries de points ne suivent pas la même courbe, ceci peut être expliqué par la différence entre les masses volumiques, $42kg/m^3$ pour l'essai 4.5 et $60kg/m^3$ pour l'essai 4.6.

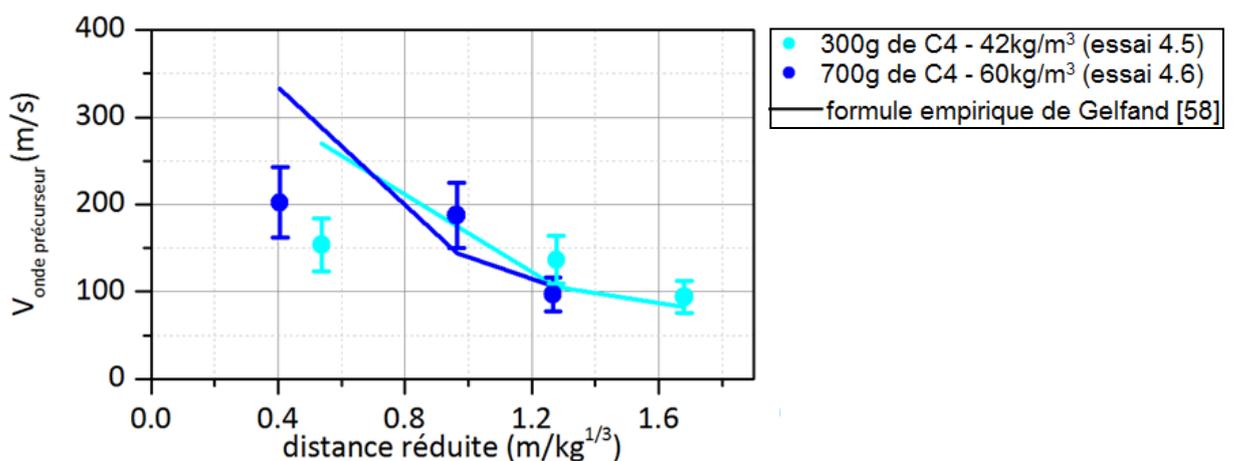


Fig. 73 : Evolution des célérités du précurseur pour 300g et 700g de C4 en fonction de la distance réduite

La durée définie par la différence entre l'instant t_p et t_a caractérise le temps nécessaire à la fragmentation de la mousse. Elle est comparée à des valeurs issues de la littérature [5] sur la figure 74. Cette durée est comprise entre 400 et 1400 μ s. Les essais du CEA ont montré que cette durée reste inférieure à 400 μ s, ce qui est cohérent car ces expériences ont été menées dans une mousse moins dense. Cette durée semble augmenter avec la distance réduite, ce qui peut être expliqué par la diminution de la pression en fin de précurseur, dont l'évolution est tracée sur la figure 75.

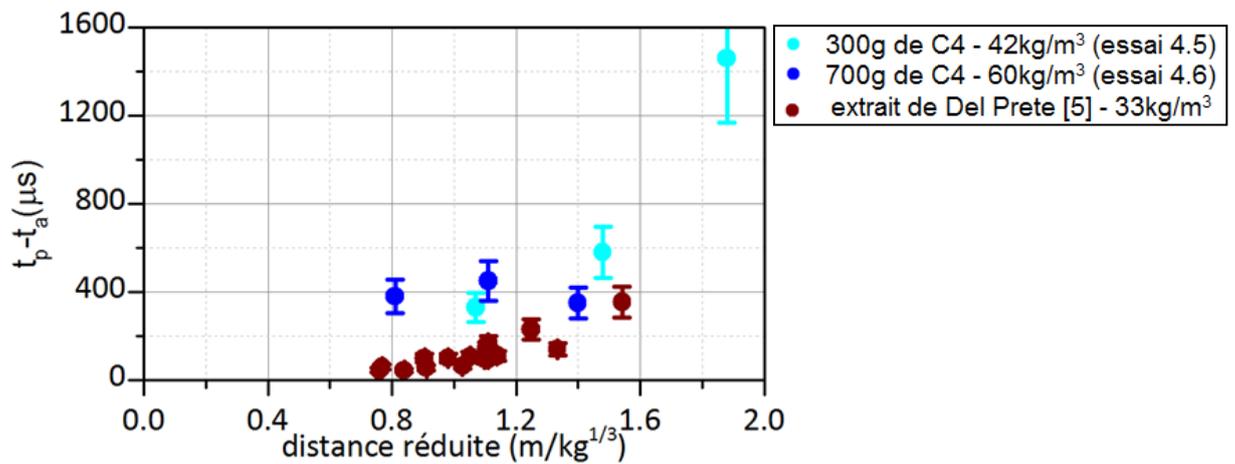


Fig. 74 : Evolution de la durée de fragmentation de la mousse en fonction de la distance réduite pour les deux essais ISL et les essais du CEA [5]

La figure 75 présente l'évolution des surpressions en fin de précurseur P_p en fonction de la distance réduite. Cette pression est la signature de la destruction de la mousse [5]. Ces points sont comparés aux résultats du CEA [5]. Cette surpression est comprise entre 0.1 et 0.3 bar, ces valeurs sont en accord avec celles obtenues dans la littérature. Du fait de la divergence tridimensionnelle de l'onde et des phénomènes d'atténuation liés à la mousse, les niveaux de surpression maximale de l'onde précurseur décroissent rapidement avec la distance. Il est dans ce cas impossible de dire lequel des deux phénomènes prédomine. L'efficacité du précurseur à déstructurer la mousse décroît avec la diminution de l'énergie du choc par unité de surface. Il n'est donc pas anormal de constater une augmentation du temps nécessaire à la fragmentation (figure 74).

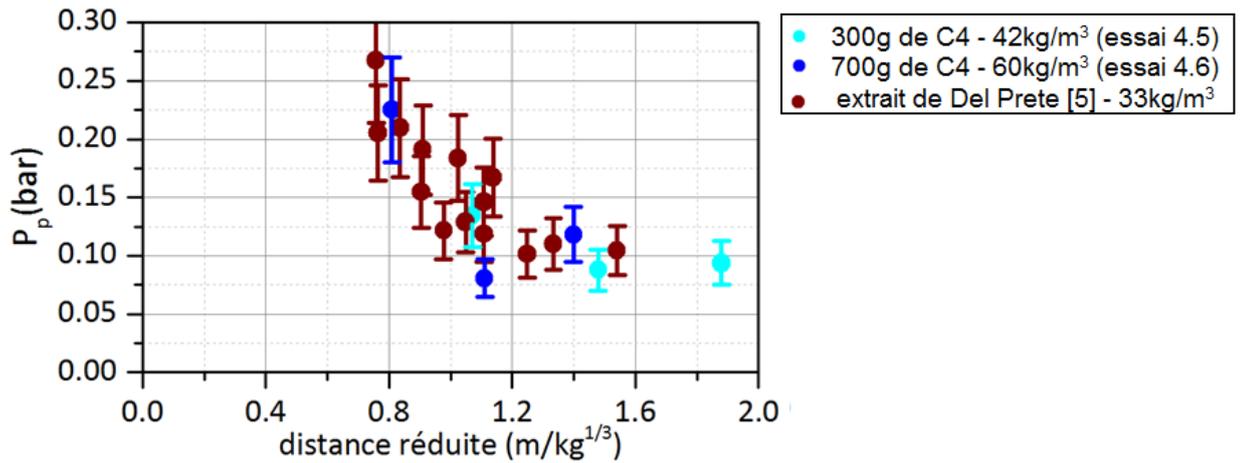


Fig. 75 : Evolution de la surpression en fin de précurseur P_p en fonction de la distance réduite pour les essais ISL et les essais du CEA [5]

4.3.2.4 Relaxation des fragments liquide ou gouttelettes

A partir des temps d'arrivée t_p , des célérités moyennes de la tête de compression entre les capteurs C1 et C2 et entre C2 et C3 dans la mousse sont calculées. La figure 76 présente l'évolution de la célérité de propagation de la compression. Les valeurs de cette célérité sont un peu plus faibles que celles de l'onde incidente transmise dans la mousse de la figure 73. Cette célérité diminuant au fur et à mesure de la progression dans la mousse, la compression a tendance à s'affaiblir et à se propager comme une onde acoustique dans un milieu avec des multiples réflexions aux interfaces gazeuses [68].

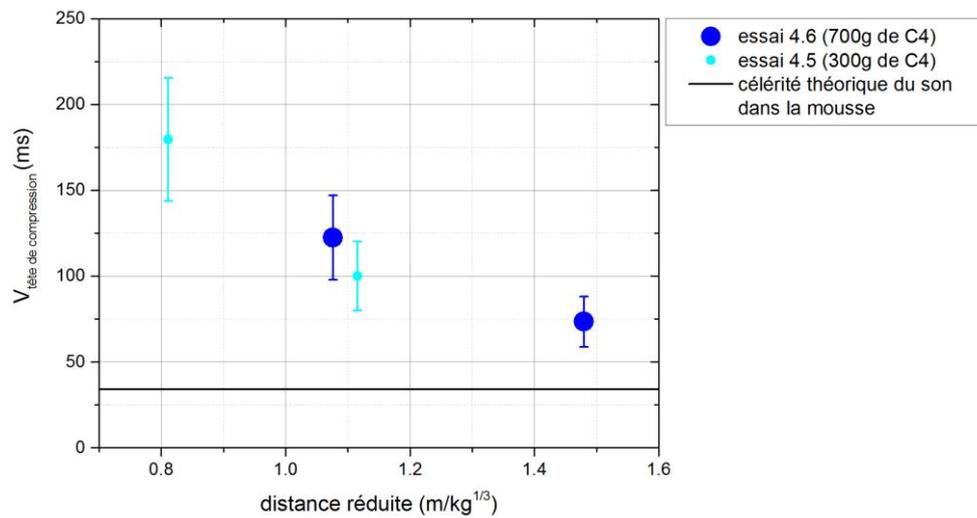


Fig. 76 : Evolution des célérités de la compression pour 300g et 700g de C4 en fonction de la distance réduite

Une fois la mousse fragmentée, des phénomènes de relaxation dus aux forces de traînée et aux transferts thermiques vont ramener les particules de liquide vers un état d'équilibre. La durée de relaxation peut être défini par la différence entre l'instant t_c et t_a . Comme le montre la figure 77, cette durée caractéristique est comprise entre 1 et 3ms. Elle augmente avec la distance réduite et la diminution de la pression en fin de compression, P_c , dont l'évolution est tracée sur la figure 78.

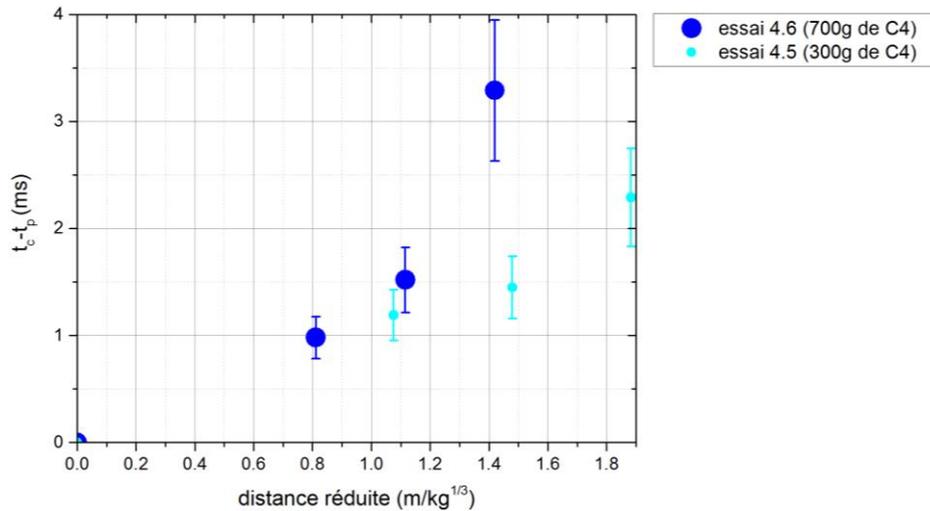


Fig. 77 : Evolution t_c-t_p correspondant au temps de la zone de relaxation dans la mousse en fonction de la distance réduite pour les essais à l'ISL

La figure 78 présente l'évolution de la surpression d'équilibre en fin de compression P_c en fonction de la distance réduite. Ces valeurs sont comparées avec les résultats du CEA [5]. Les résultats obtenus pour les essais 4.5 et 4.6 sont en bon accord avec les résultats du CEA. La surpression atteinte décroît avec la distance réduite, de façon similaire aux essais CEA. Il n'est pas anormal de constater une augmentation du temps de relaxation (figure 77), du fait de la diminution de l'énergie de l'onde par unité de surface.

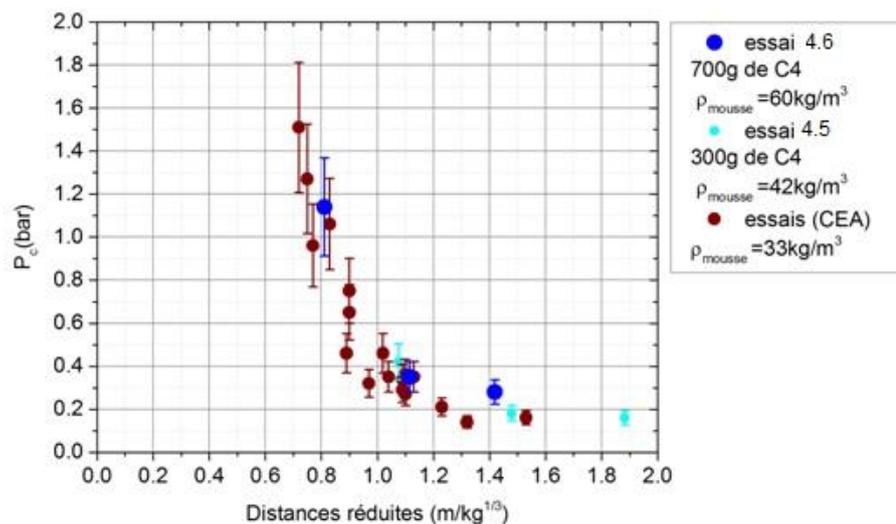


Fig. 78 : Evolution de la surpression en fin de compression P_c en fonction de la distance réduite pour les essais à l'ISL et les essais du CEA [5]

4.3.2.5 Atténuation des surpressions dans la mousse

Les surpressions maximales en fin de compression dans la mousse (P_c) ont été relevées sur chaque profil de surpression et représentées sur une échelle logarithmique par des points bleus sur la figure 79. Ces valeurs sont comparées aux surpressions dans l'air mesurées expérimentalement (points noirs). Sur cette figure sont aussi tracés : l'évolution de la surpression dans l'air par la formule empirique (équation 25) de Kinney [52] (ligne noire), les formules empiriques dans la mousse données par Larsen [79] (équation 74) et Hartman [102] (équation 76) (lignes orange) ainsi que les résultats expérimentaux obtenus dans la mousse par le CEA [5] (points marron). Les équations sont rappelées en annexe 8.9.

Les surpressions sont atténuées de plus de 95% par la mousse. Les résultats obtenus sont en accord avec les derniers résultats du CEA [5] pour une mousse de même type et sont cohérents avec la relation empirique évoquée par Hartman [102] qui est donnée pour une masse volumique de 50kg/m^3 .

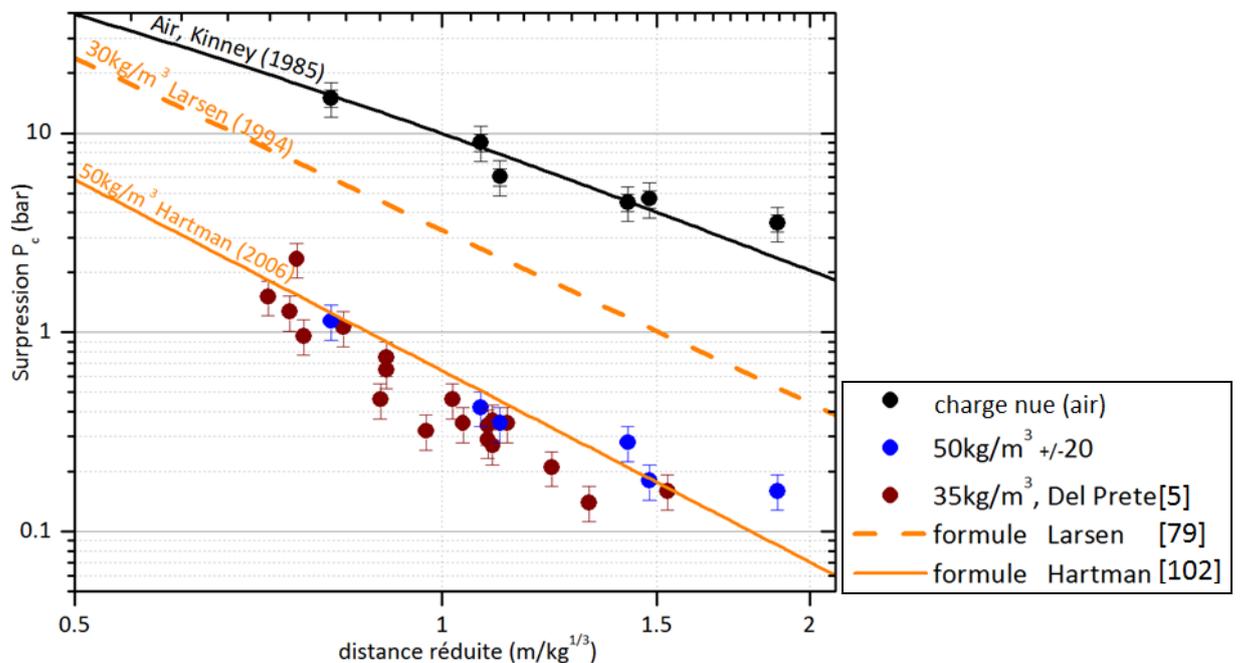


Fig. 79 : Comparaison entre les résultats expérimentaux et les lois de similitude pour les surpressions en fin de compression dans la mousse et dans l'air en fonction de la distance réduite

4.3.2.6 Impulsion transmise dans la mousse

Une caméra rapide nous a permis de déterminer la trajectoire verticale de la plaque métallique et d'en déduire que l'impulsion spécifique transmise était de l'ordre de $2\text{Pa}\cdot\text{s}$ lorsque le conteneur n'est pas rempli de mousse (hauteur de projection de 15m). La figure 80 présente la comparaison entre deux configurations. Dans le cas du conteneur rempli de mousse, les effets de pression n'ont pas été suffisants pour entraîner le soulèvement de la plaque métallique. On peut en conclure que la force exercée sur la plaque par le souffle résiduel après passage au travers de la mousse n'excédait pas 150N.

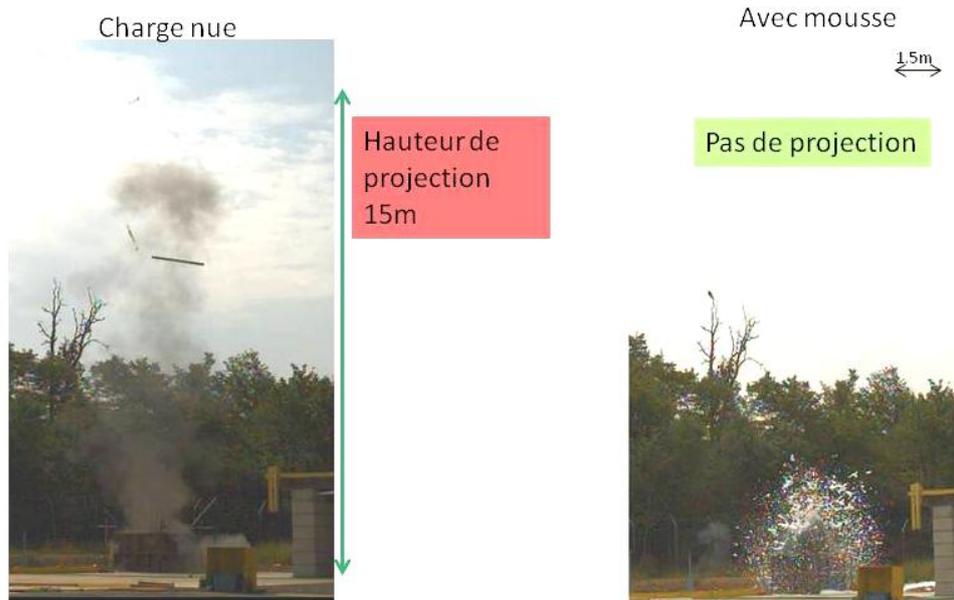


Fig. 80 : Comparaison des effets de pressions sur la plaque métallique posée au dessus du conteneur

Nous avons aussi comparé les impulsions intégrales, définies dans la partie §2.2.5, déterminées à partir des capteurs de pression placés dans le conteneur. Les figures 81 et 82 présentent les variations des impulsions intégrales correspondantes aux variations de pression dans la mousse (ligne bleue), et correspondantes aux variations de pression dans l'air (ligne noire) pour respectivement 300g et 700g de C4. L'impulsion a été atténuée d'au moins 60% par la mousse en comparant les impulsions par rapport à l'air pour 300g de C4 et de 70% pour 700g de C4. La comparaison des impulsions maximales enregistrées seraient cependant plus pertinente avec des capteurs de pressions montés en surface intérieure du confinement en acier afin de mesurer des pressions d'arrêt.

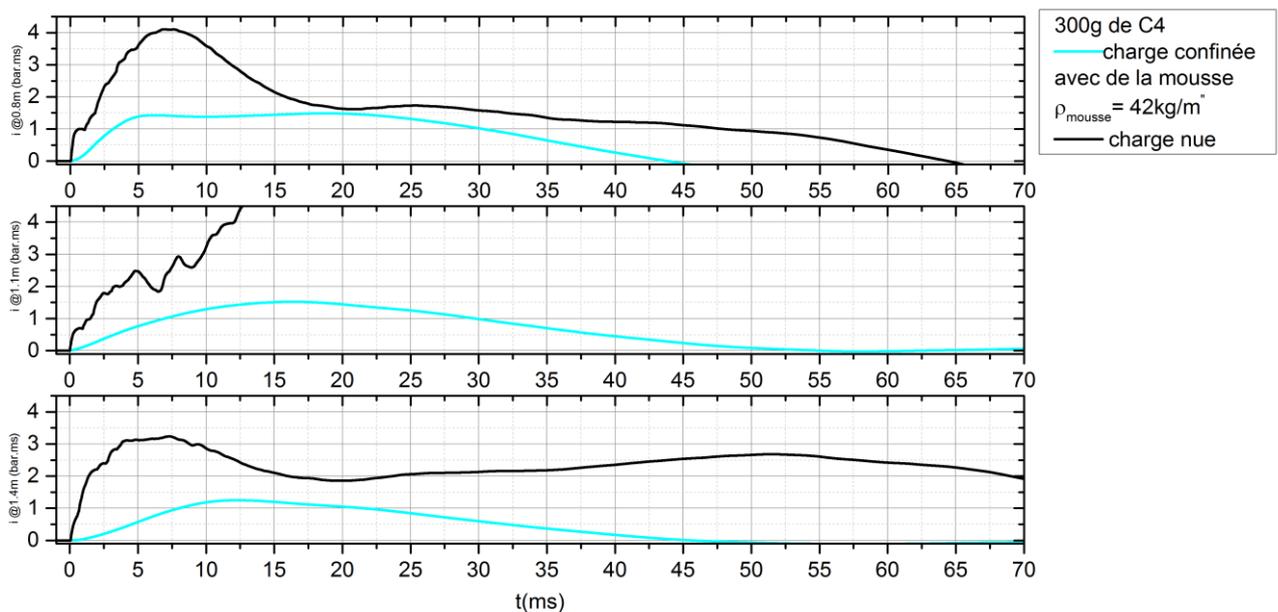


Fig. 81 : Evolution de l'impulsion en fonction du temps pour une charge de 300g de C4 entourée de mousse par rapport à une charge nue

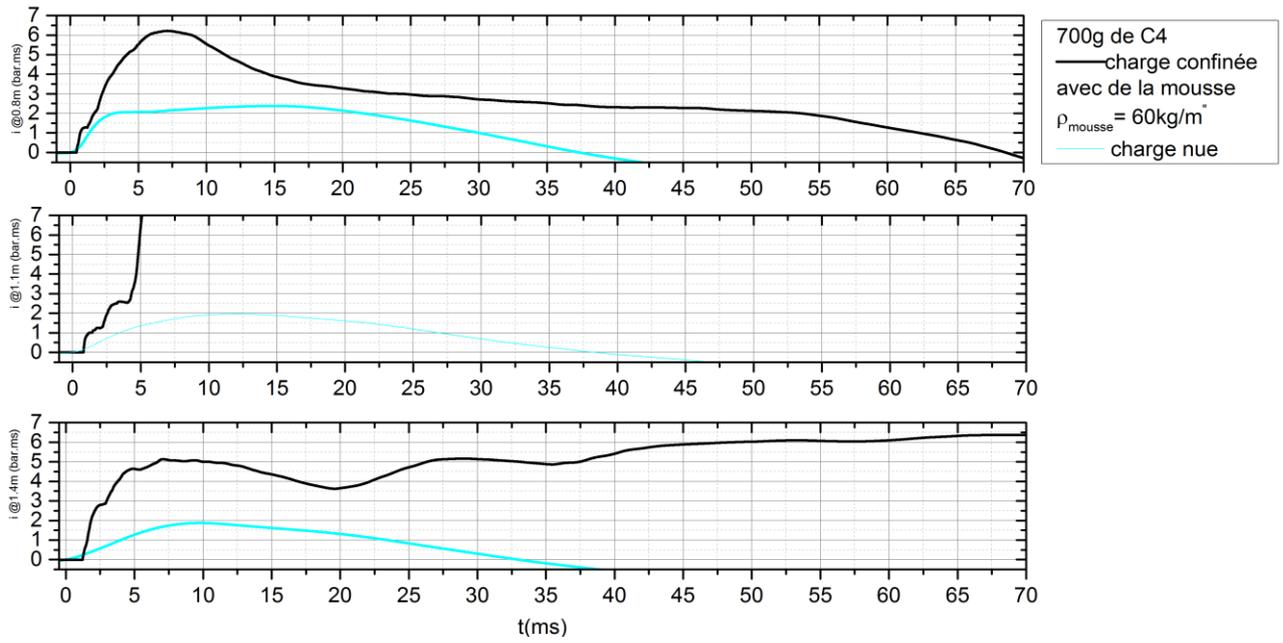


Fig. 82 : Evolution de l'impulsion en fonction du temps pour une charge de 700g de C4 entourée de mousse par rapport à une charge nue

4.4 Conclusions

Le système de protection développé à l'ISL contre les effets d'une charge à fragmentation est basé sur un volume de 6m^3 contenant de la mousse aqueuse. La première configuration simple étudiée consistait en un volume de mousse entourant une charge explosive simulant la partie de souffle seule de la charge ISL de référence. Un conteneur de 6m^3 de mousse équipé de trois sondes de pression à des distances réduites de 0.8 à $1.9\text{kg/m}^{1/3}$ permet d'enregistrer la progression de l'onde de souffle dans le volume de mousse. Des essais de référence dans l'air ont été préalablement effectués avec des charges de 300 et 700g de C4, ainsi que par simulation numérique sous AUTODYN. Les masses de 300 et 700g ont été choisies comme limite haute et basse de l'équivalent TNT résiduel de la charge à fragmentation de référence.

D'un point de vue phénoménologique, la structure complexe, déjà précisée dans la littérature [5,85,86], de l'onde transmise dans la mousse a été confirmée par ces nouveaux résultats sur une épaisseur de mousse de 1.5m, épaisseur caractéristique du système de protection candidat. La réfraction de ce type d'onde de choc dans cette épaisseur de mousse a généré une onde de compression en deux étapes principales successives :

- un précurseur responsable de la rupture des films en gouttelettes dont la surpression caractéristique diminue de 0.25 à 0.1bar avec la distance de propagation
- une compression principale (en amplitude) qui accélère progressivement les gouttelettes pour atteindre un état final défini par une surpression (phase de relaxation). Cette valeur d'équilibre diminue de 1.2 à 0.2bar avec la distance de propagation.

Les temps caractéristiques de fragmentation et de relaxation augmentent aussi avec la distance de propagation, ce qui semble pertinent du fait de la diminution progressive des niveaux de pression observés: la durée du précurseur passe de 400 à $1400\mu\text{s}$, celle de la compression secondaire 1 à 3.5ms sur la plage de mesure de pression.

Les surpressions maximales du souffle ont été atténuées de plus de 95% par rapport à celles mesurées dans le cas de la charge nue. Ces résultats expérimentaux dans la mousse sont cohérents avec les mesures de SANDIA [102] et du CEA [5] qui ont utilisé un autre type de conteneur (forme et matériau différents) et une mousse un peu moins dense (de l'ordre de 30kg/m^3).

D'un point de vue qualitatif, il a bien été constaté que l'impulsion est aussi atténuée par la mousse, en mesurant la hauteur de projection d'une plaque métallique sur le haut du volume de mousse. Les profils de pression étant significativement modifiés par le passage dans la mousse (diminution des niveaux de pression de crête, élargissement de la phase positive), l'efficacité d'un système d'atténuation devrait aussi être évaluée par la diminution d'impulsion. La présence d'un conteneur métallique générant des réflexions multiples nous a cependant empêchés de déterminer des impulsions représentatives comparables entre la propagation dans la mousse et la configuration de référence dans l'air.

5 Etude de l'interaction choc/mousse

L'étude à grande échelle a permis de déterminer les temps d'arrivée du choc incident généré par la détonation d'une charge explosive dans une mousse de 50kg/m^3 . Il est possible de s'affranchir de la boule de feu et des réflexions des parois du conteneur de mousse, en réalisant des études expérimentales en tube à choc (TAC) permettant aussi la visualisation de l'interaction choc mousse. L'annexe 8.19 présente quelques généralités sur les tubes à choc. Contrairement à une configuration tridimensionnelle, l'atténuation d'un profil de pression en tube à choc traversant une mousse n'est due qu'aux phénomènes de transfert d'énergie vers la mousse et n'est plus liée à la divergence géométrique de l'onde de souffle.

5.1 Visualisation de l'interaction choc/mousse ou choc/bulle (tube à choc de l'ISL)

5.1.1 Généralités sur les visualisations qualitatives en tube à choc

Une onde de choc induit des variations de pression et de masse volumique brusques au cours du temps. Selon la loi de Gladstone ci-dessous, une variation locale de la masse volumique induit une variation locale de l'indice de réfraction [134] :

$$n - 1 = K\rho \quad (40)$$

avec :

n : indice de réfraction du milieu

K : $2.25 \cdot 10^{-4} \text{ m}^3/\text{kg}$ pour l'air et pour une longueur d'onde λ de $0.7\mu\text{m}$

ρ : masse volumique du milieu (kg/m^3)

Selon les lois de Descartes, le rayon lumineux traversant un milieu d'indice de réfraction différent est dévié d'un angle ε , appelé déviation. Les méthodes de visualisation, consistant à transformer ces déviations des rayons lumineux en variations d'éclairement enregistrées par une caméra (capteur CCD + objectif) sont :

- l'ombroscopie, sensible à la dérivée seconde de l'indice de réfraction du milieu à étudier
- la strioscopie, sensible à la dérivée première de l'indice de réfraction du milieu à étudier

La variation locale de l'indice de réfraction induit aussi une variation du chemin optique, notée $\delta\Delta$ sur la figure 83. Cette variation induit un déphasage entre les rayons lumineux incident et transmis dans le milieu d'indice n et peut s'exprimer par une différence :

$$\delta\Delta = c(t - t_0) \quad (41)$$

avec :

t : temps mis par la lumière pour parcourir le trajet AB' dans le milieu d'indice n

t_0 : temps mis par la lumière pour parcourir le trajet AB dans le milieu d'indice n_0

c : célérité de la lumière dans le milieu d'indice n (m/s)

La figure 83 présente les différentes notions mises en jeu. L'onde incidente S perpendiculaire à l'axe (Oy) est déformée en S_1 . On suppose que la déviation ε est suffisamment petite pour que l'indice de réfraction n le long du trajet AB' soit voisin de l'indice de réfraction n le long du chemin AB .

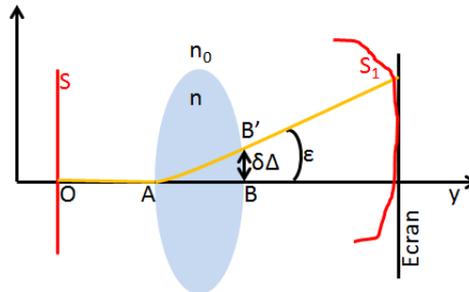


Fig. 83 : Propagation d'une onde lumineuse à travers un milieu d'indice de réfraction n et la déviation des rayons lumineux induite [134]

L'interférométrie différentielle consiste à transformer les variations de phase du chemin optique Δ en interférences puis en variations d'éclairement enregistrées par une caméra (capteur CCD + objectif). Cette méthode nécessite l'utilisation de deux bi-prismes de Wollaston. Un bi-prisme de Wollaston est constitué de deux prismes collés de manière à ce que leurs axes optiques soient croisés et perpendiculaires à la direction de la propagation de la lumière, ce qui entraîne une double réfraction du faisceau lumineux. Ce prisme est basé sur la biréfringence d'un cristal anisotrope, généralement du quartz. Selon la direction de polarisation du rayon lumineux, l'indice du milieu est différent, soit l'indice est ordinaire, n_o , si la direction de polarisation est perpendiculaire à l'axe optique du quartz ou bien l'indice est extraordinaire, n_e si la direction de polarisation est parallèle à l'axe optique du prisme.

Dans un plan perpendiculaire à la direction de la propagation de l'onde (appelé plan d'onde), la lumière blanche en plus d'être polychromatique (possédant plusieurs longueurs d'onde) vibre dans toutes les directions du plan, elle est dite non polarisée, comme le montre le premier cadre à gauche de la figure 84. Un polariseur est conçu pour sélectionner une seule vibration dans le plan de l'onde incidente. En prenant un polariseur à 45° , seule la vibration à 45° sera sélectionnée, ensuite le bi-prisme de Wollaston décompose le faisceau incident en deux rayons lumineux déviés (ce qui est dû à la différence entre n_o et n_e) avec des polarisations différentes, à 90° l'une de l'autre. Une fois qu'ils rencontrent l'écoulement turbulent dû au choc, l'indice de réfraction étant différent à différents endroits de la veine, ces deux rayons seront déphasés. Le déphasage étant invisible à œil nu, un second bi-prisme est nécessaire pour recombiner ces deux rayons. Ces deux rayons ont maintenant la même polarisation après le deuxième polariseur mais possèdent toujours un déphasage, des interférences ont par conséquent lieu.

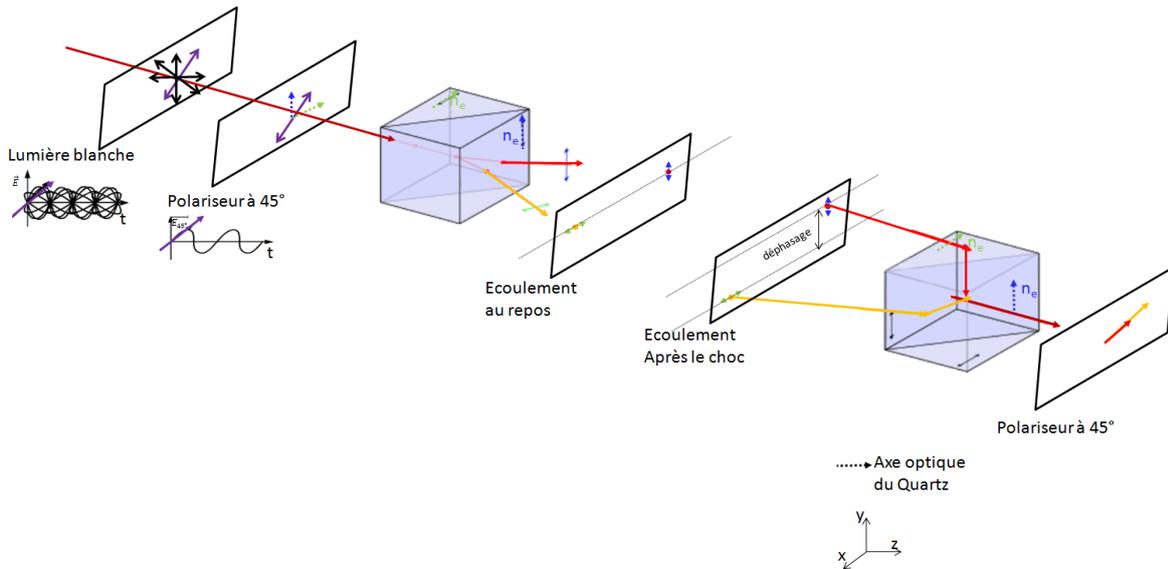


Fig. 84 : Schématisation du trajet du rayon incident dans le montage d'interférométrie différentielle

5.1.2 Dispositif expérimental

5.1.2.1 Montages optiques de l'ISL

Une installation expérimentale a été choisie à l'ISL de telle manière à ce que les trois méthodes de visualisation (ombroscopie, strioscopie et interférométrie différentielles) puissent être montées sur le même banc optique moyennant quelques changements d'éléments optiques ou de mise au point de la caméra sur l'objet. L'idée commune des trois méthodes (ombroscopie, strioscopie et interférométrie différentielle) est d'éclairer la veine du tube à choc de manière à avoir des rayons lumineux parallèles le traversant, comme le montre la figure 90. Si le plan de mise au point de la caméra est en aval du plan de l'objet à observer, alors le montage optique ainsi conçu correspond à une ombroscopie. Si le plan de mise au point de la caméra est confondu avec le plan de l'objet et qu'en F4' un couteau est positionné, ou qu'en F3 et F4' un prisme de Wollaston et polariseur sont placés alors le montage présenté sur la figure 90 correspond respectivement à une strioscopie et à une interférométrie différentielle

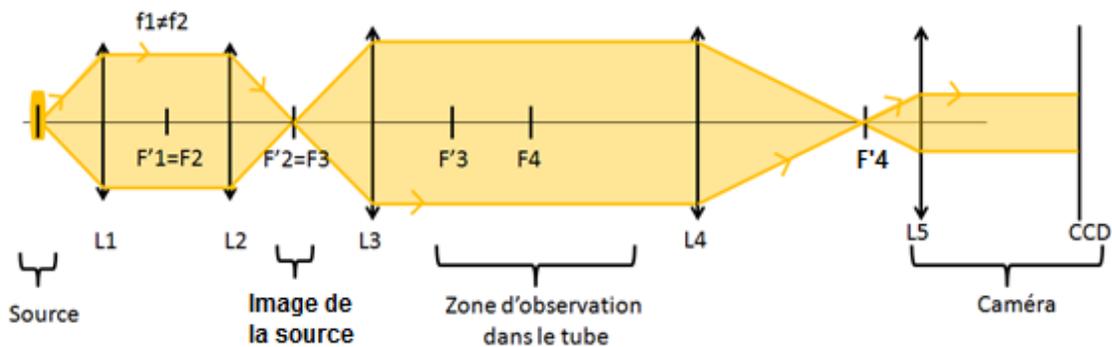


Fig. 85 : Montage expérimental pour les trois méthodes de visualisation et trajet de l'éclairage choisi à l'ISL

Pour ces trois techniques de visualisation, il faut une source ponctuelle. L'ISL a choisi de la réaliser à partir d'une lampe halogène à filament horizontal de puissance 100W et de deux lentilles convergentes L1 et L2 dont le foyer image de L1 est confondu avec le foyer objet de L2. En revanche aucune condition n'est imposée pour la distance focale f_1 et f_2 , elles peuvent être différentes l'une de l'autre.

Pour réaliser ce montage, il convient dans un premier temps de s'assurer que la taille de l'image de l'objet est plus petite que la taille du capteur CCD. Cette démarche déterminera la focale de L4 et l'objectif L5 de la caméra à choisir. La figure 91 montre le trajet des rayons lumineux entre l'objet à visualiser jusqu'au capteur CCD. La caméra utilisée est une Photron SA X, en plein capteur on a 1024x1024 pixels pour 12500i/s.

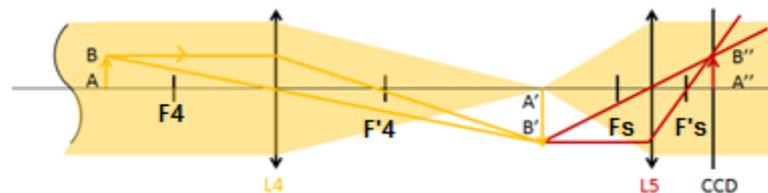


Fig. 86 : Trajet des rayons lumineux depuis le plan de l'objet à visualiser jusqu'au capteur CCD

Pour limiter l'encombrement, il est souvent possible de réaliser un montage en Z. Dans notre cas, nous cherchons à visualiser sur un champ de 300mmx300mm, soit sur toute la hauteur de la veine d'essai et sur une longueur de 300mm. Vu le coût des lentilles ayant un diamètre de 300mm, des miroirs sphériques ou paraboliques sont généralement plutôt choisis pour les montages en Z. Ces types de miroir sont équivalents à l'assemblage d'un miroir plan et d'une lentille. Les lentilles L3 et L4 du montage présenté en figure 90 sont remplacées par deux miroirs paraboliques M3 et M4. On préférera les miroirs paraboliques afin d'éviter les aberrations sphériques. Cette aberration se manifeste par l'étalement de la lumière focalisée par le miroir. Au lieu de tous se croiser au foyer, les rayons incidents sur un miroir sphérique et parallèles à l'axe principal vont croiser l'axe principal à différents points, selon leur hauteur par rapport à l'axe, comme le montre la figure 92. Ce type d'aberration donne donc lieu à des images floues.

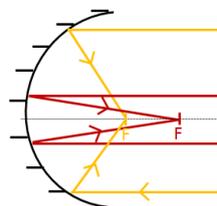


Fig. 87 : Schématisation de l'aberration sphérique pour un miroir sphérique

Deux configurations ont été retenues et choisies en fonction du phénomène à observer :

- un montage pour une visualisation en direct (montage 1), présenté sur la figure 93. Dans ce cas le plan de la mise au point de la caméra est confondu avec le plan objet à observer, ainsi les déviations du rayons lumineux ne sont plus enregistrées mais une image directe de l'objet, ce qui permet d'observer mieux les phénomènes dans les bulles.
- un montage d'interférométrie différentielle en Z (montage 2), présenté en figure 94. Le plan de mise au point de la caméra est toujours confondu avec le plan de l'objet et en F3 et en F4 deux bi-prismes de Wollaston (W1 et W2) associés à des polariseurs linéaires à 45° (P1 et P2) sont installés. Ce montage permet d'observer dans les détails les ondes de choc autour des bulles.

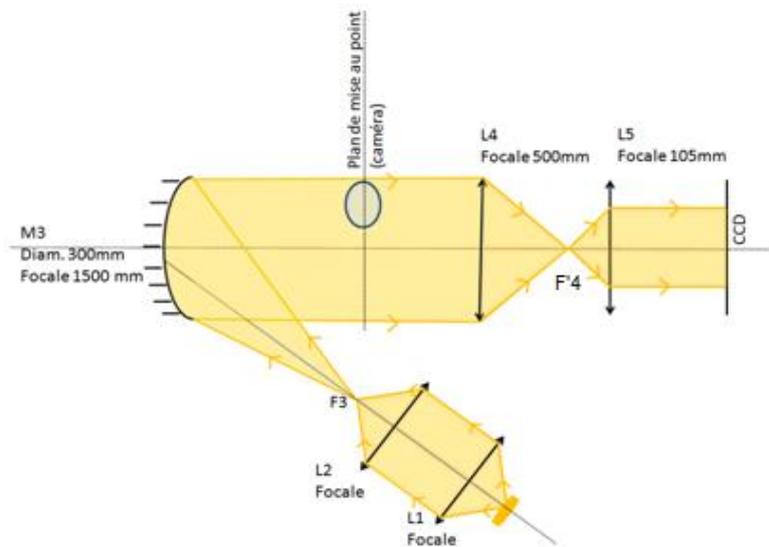


Fig. 88 : Montage pour une visualisation directe (montage 1)

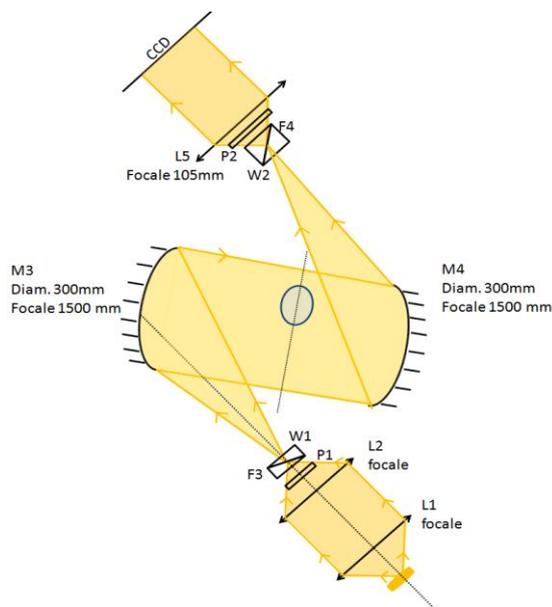


Fig. 89 : Montage en Z pour une visualisation en interférométrie différentielle (montage 2) et photo de l'installation côté source

5.1.2.2 Caractéristiques du tube à choc de l'ISL

L'ISL possède entre autres un tube à choc transsonique STT (Shock Tube Transonic) capable de reproduire un profil de pression de type souffle dit de Friedlander [133]. Cette installation est quasiment unique en France et représente un moyen complémentaire pour étudier l'interaction du souffle avec une mousse aqueuse.

Ce tube à choc est constitué de quatre sections, comme le montre la figure 85:

- un tube moteur à haute pression de diamètre 400 mm et de longueur 500 mm, présenté en figure 86
- un tube d'essai à pression atmosphérique de diamètre 400 mm et de longueur 6970mm
- une section de mesure de section rectangulaire 40x120mm avec des hublots latéraux de 220mm de long permettant une visualisation
- une section pour le prolongement derrière la section de mesure

Deux membranes accolées de Mylar d'épaisseur 350 et 200 μ m séparent le tube moteur à haute pression et le tube d'essai lors du remplissage en pression. La chambre de mesure est raccordée au tube de gaz d'essai grâce a un dispositif permettant de prélever une partie de la surface du choc incident, appelé « cookie-cutter » et positionné à 750mm en amont de la section d'essai, à l'intérieur du tube d'essai circulaire. Le « cookie-cutter » se présente sous la forme d'un tube de section rectangulaire qui vient découper une partie rectangulaire du choc incident de section circulaire. Une dernière partie de section rectangulaire, présentée sur la figure 87, longue de 1120mm, dite de prolongement est accolée à la chambre de mesure afin d'éviter que les réflexions sur le fond de la chambre ne viennent perturber trop tôt les signaux de pression enregistrés dans la chambre de mesure.

Lorsque le niveau de pression souhaité dans le tube de gaz moteur est atteint, la membrane est rompue par le perce-membrane qui est contrôlé par une électrovanne, reliée au réseau d'air comprimé du laboratoire. Le perce-membrane est présenté en figure 88.

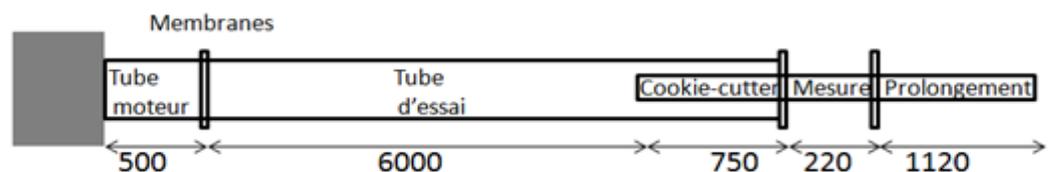


Fig. 90 : Schéma du tube à choc de l'ISL avec les dimensions en mm (vue de dessus)



Fig. 91 : Chambre haute-pression associée à un bloc anti-recul et le système de fermeture de type barre à roue entre la chambre haute et basse pression où les membranes sont placées



Fig. 92 : Chambre de mesure à section rectangulaire et son prolongement



Fig. 93 : Perce-membrane pneumatique

Classiquement, une fois la membrane rompue, une onde incidente (I) est créée en aval du tube et des ondes de détente en amont. Le cas classique est représenté en bleu sur la figure 89. Alors en une position x_1 du tube d'essai, une discontinuité en pression est enregistrée, elle est suivie d'un plateau entre t_i et t_r , visible sur le profil de pression présenté à droite en bleu. Ce plateau est perturbé par la réflexion de l'onde incidente (R) sur le fond du tube d'essai. La réflexion des ondes de détente (R_d) sur le fond du tube moteur entraîne une décroissance progressive de la pression à partir de t_d . Si la longueur de la première section du tube diminue par rapport au cas précédent (configuration 1 en bleu sur la figure 89), il peut y avoir une superposition de l'onde incidente (I) avec les réflexions des ondes de détente (R_d) (configuration 2 en rouge sur figure 89), ainsi le signal de pression résultant à un endroit donné du tube, en x_1 , est similaire à la phase positive d'une onde de

pression générée par la détonation en champ libre d'un explosif conventionnel [133] Des investigations théoriques monodimensionnelles ont été réalisées à l'aide du logiciel KASIMIR à l'ISL et ont permis de dimensionner le tube pour obtenir ce type de signaux. Un dispositif a été ajouté dans le tube de gaz moteur pour pouvoir varier la distance entre le diaphragme et la paroi arrière de ce tube [133].

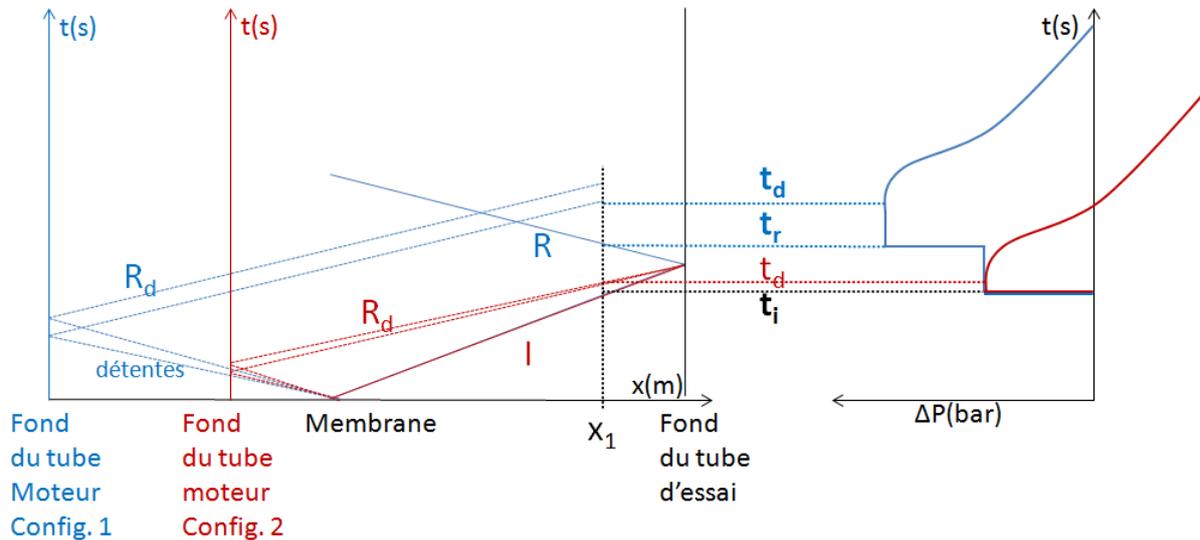


Fig. 94 : Trajectoire des ondes dans le tube à choc (diagramme x-t) en rapport avec les signaux de pression mesurés (diagramme P-t) pour deux longueurs de tube moteur différentes (rouge et bleu)

Les essais présentés dans cette étude ont été réalisés avec les caractéristiques de suivantes :

- une pression dans le tube moteur de 3.5bar
- une pression dans le tube d'essai de 1bar

générant ainsi une onde de choc dont les caractéristiques sont les suivantes :

- un nombre de Mach de 1.3
- une pression incidente de 1.8bar

Ces caractéristiques sont similaires à l'onde de choc générée par la détonation d'une charge de 300g de C4 à 1.8m, configuration étudiée dans l'étude concernant l'interaction choc hémisphérique/mousse du §4. Ces essais ayant été réalisés tardivement, cette configuration très bien maîtrisée par le personnel technique a été retenue. Aucun autre profil de pression n'a pu être testé dans le temps imparti.

5.1.2.3 Instrumentation de la chambre de mesure

La chambre de mesure est équipée de deux capteurs de pression (C1 et C2) de modèle PCB Piezotronics 113A21 en amont et en aval de la mousse, espacés de 165mm.

La figure 95 présente la chambre de mesure avec ses dimensions. Les profils de surpression mesurés lorsque le tube n'est rempli que d'air sont présentés pour deux essais sur la figure 96. La célérité du choc donnée dans le tableau 13 a été mesurée à l'aide des temps d'arrivée mesurés pour C1 et C2. On constate bien la décroissance en pression en aval de l'onde de choc, aucun plateau de pression n'est observable. En raison du peu de mousse placée entre les deux capteurs, le profil de pression n'est quasiment pas altéré par la mousse. Seule l'analyse des images enregistrées pour les différents essais est présentée dans ce document. Des capteurs de pression devront être installés dans la veine d'essai dans la zone couverte par la mousse afin de pouvoir interpréter quantitativement les évolutions de pression.

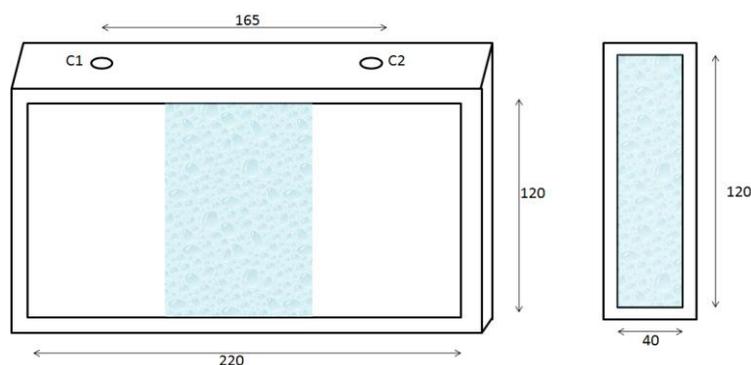


Fig. 95 : Schéma de face et une vue de la tranche de la chambre de la mesure

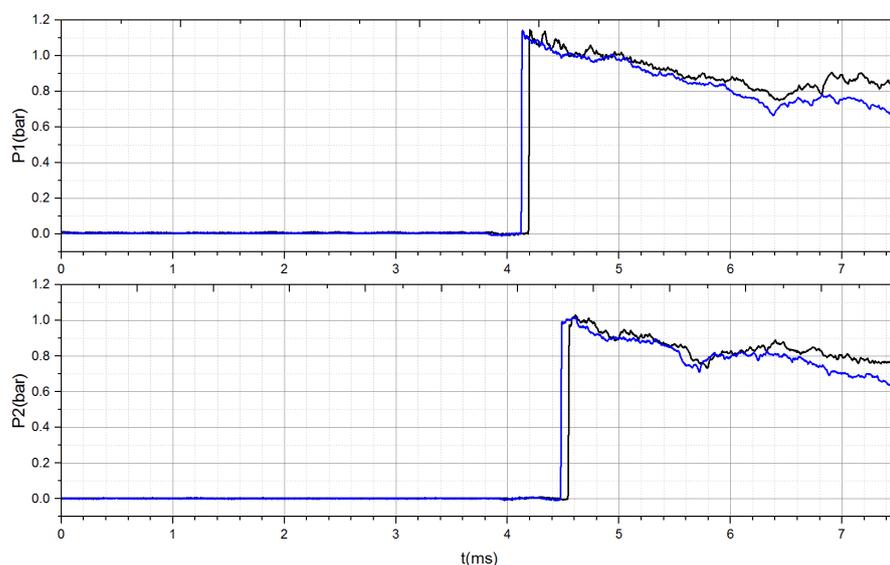


Fig. 96 : Profils de surpression pour les capteurs C1 et C2 enregistrés pour deux essais successifs dans l'air (sans mousse)

5.1.3 Visualisation de l'interaction choc/mousse

La première série d'expérience (essais de 1 à 3), présentée dans le tableau 13, a permis de mettre en évidence les multiples réflexions à l'interface air/mousse et mousse/air ainsi que de visualiser le front de fragmentation de la mousse une fois le choc transmis.

n°	Montage optique	Paramètres caméra	Surface de mousse (cm ²) ou diamètre de bulle (mm)	Célérité du choc mesurée avec capteurs (m/s) à 3% près	Célérité du choc mesurée avec images (m/s) à 5% près
1	2	32000i/s 768x464	12x8 (107cm ²)	452	442
2	2	32000i/s 768x464	12x12 (148cm ²)	423	454
3	1	32000i/s 768x464	12x7 (96cm ²)	439	436

Tab. 13 :Caractéristiques des trois d'essais avec une visualisation directe (montage optique 1) et avec une interférométrie différentielle (montage optique 2)

La surface de la mousse a été estimée par le logiciel ImageJ en prenant le contour de la mousse. La célérité du choc a aussi été mesurée à partir des temps d'arrivée de l'onde de choc sur les capteurs de pression et à l'aide des images de caméra rapide. La source d'incertitude sur la célérité du choc est principalement liée à la dimension du champ couvert par chaque pixel, estimée à 0.28mm. Elle est de l'ordre de 3% sur la mesure de célérité déterminée par méthode optique et moins de 5% sur la mesure des temps d'arrivée de l'onde sur les capteurs de pression (incertitude due à la précision des capteurs de pression en tube à choc).

La mousse a été générée à l'aide d'un diffuseur équipé de pores millimétriques, comme l'a défini la partie §3.2. Ce diffuseur a été préalablement trempé dans le liquide moussant. La mousse ainsi générée est déposée sur un des hublots démonté avant le tir, comme le montre la figure 97. Une fois le hublot remonté, la mousse est emprisonnée dans la chambre de mesure.



Fig. 97 : Dépôt de la mousse et couche de mousse avant tir vu depuis l'aval de la chambre de mesure.

La mousse mise en œuvre présente les caractéristiques suivantes :

- proportion de 40% d'Ecopol (Bio-ex) et 60% d'eau déminéralisée dans le liquide moussant
- masse volumique moyenne de 30kg/m^3 (mesure par pesée à +/- 20%)
- bulles d'un diamètre moyen de 5mm
- durée de l'opération jusqu'au déclenchement du perce-membrane : 5 minutes

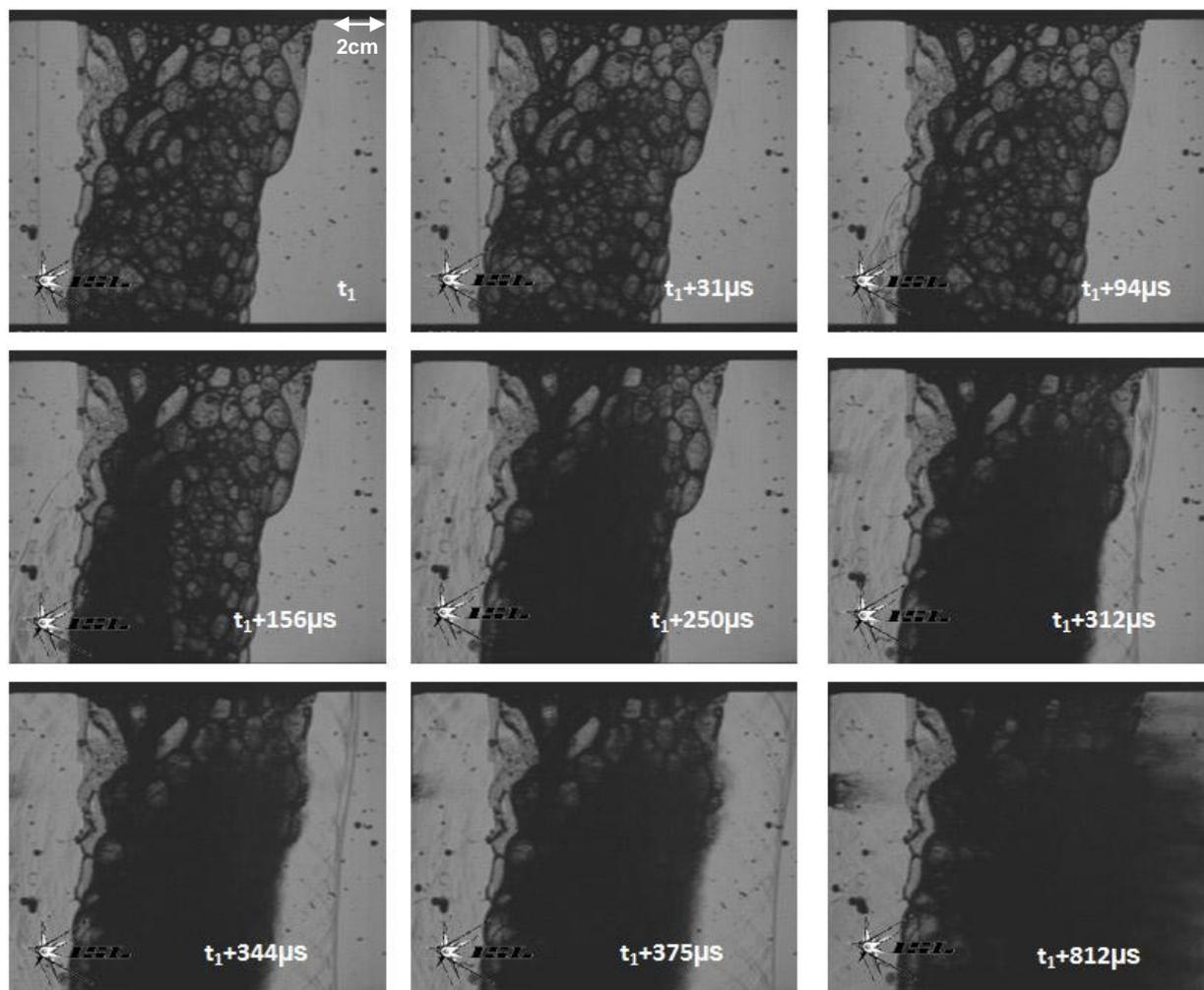


Fig. 98 : Visualisation de l'interaction choc mousse par interférométrie (essai 1)

Les essais 1 et 2 visualisés par interférométrie font apparaître de multiples réflexions à l'interface air/mousse et multiples réfractions après l'interface mousse/air [6]. Les réflexions à l'interface air/mousse sont bien visibles sur la figure 98 (essai 1) de l'instant $t_1+94\mu\text{s}$ jusqu'à $t_1+312\mu\text{s}$. A la sortie de la mousse, l'onde incidente a été réfractée par les différentes bulles constituant la mousse : des ondelettes sont ainsi visibles dans l'air sur la figure 98 (essai 1) de l'instant $t_1+312\mu\text{s}$ à $t_1+375\mu\text{s}$ et sur la figure 99 (essai 2) de l'instant $t_1+375\mu\text{s}$ à $t_1+469\mu\text{s}$. A la sortie de la mousse, le front du choc est déformé, n'est plus vraiment droit, ce qui est dû au fait qu'il y a pas la même quantité de mousse en haut que en bas.

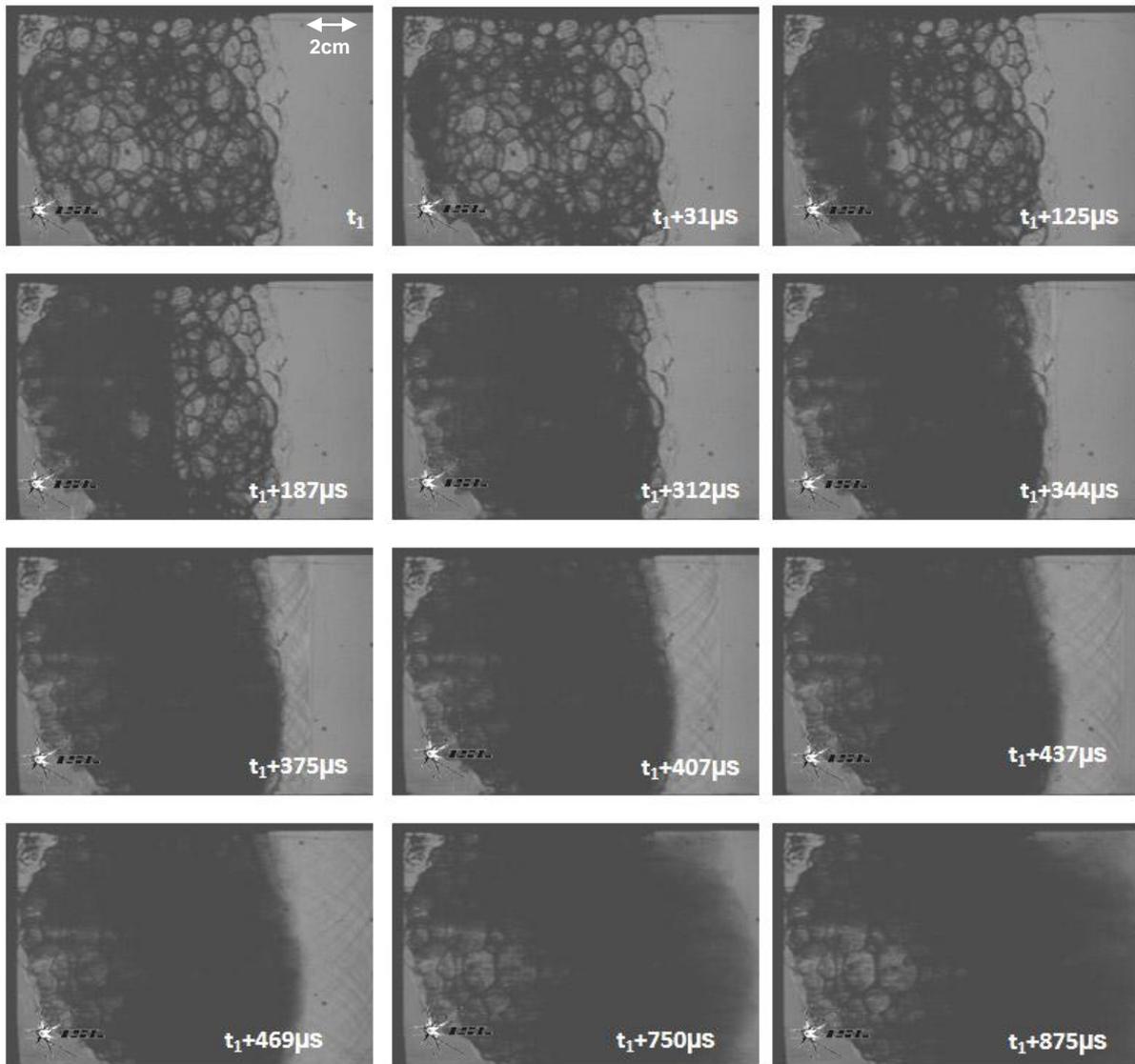


Fig. 99 : Visualisation de l'interaction choc mousse par interférométrie (essai 2)

Grâce à la visualisation directe (essai 3, figure 100), la fragmentation des films liquides est plus facilement visible que par interférométrie différentielle. Dès l'instant $t_1+62\mu\text{s}$, les premiers films sont fragmentés par le passage de l'onde de choc. Une fois l'onde passée dans le volume de mousse, il semble qu'une partie du liquide des films soit propulsée dans le sens de l'onde et forme un « jet liquide » [139] et qu'une partie reste accrochée aux parois (essai 3, figure 100, instant $t_1+62\mu\text{s}$ à $t_1+375\mu\text{s}$, et essai 2, figure 99 instant $t_1+281\mu\text{s}$ à $t_1+375\mu\text{s}$). A partir de l'analyse de la propagation de la zone sombre, il est possible d'estimer la vitesse de propagation du liquide derrière le choc à 80m/s à +/- 3%. Nous sommes en revanche limités par le système optique pour mesurer la taille et la forme des gouttelettes ainsi formées, les objets de taille inférieure à 0.28mm étant plus petits que le champ couvert par chaque pixel de caméra. A partir de l'instant $t_1+281\mu\text{s}$ et jusqu'à $t_1+375\mu\text{s}$, le front du choc semble se courber : en effet, la mousse étant au contact de la paroi supérieure et inférieure, la propagation du choc y est ralentie par rapport à la zone centrale où la mousse n'est maintenue que latéralement.

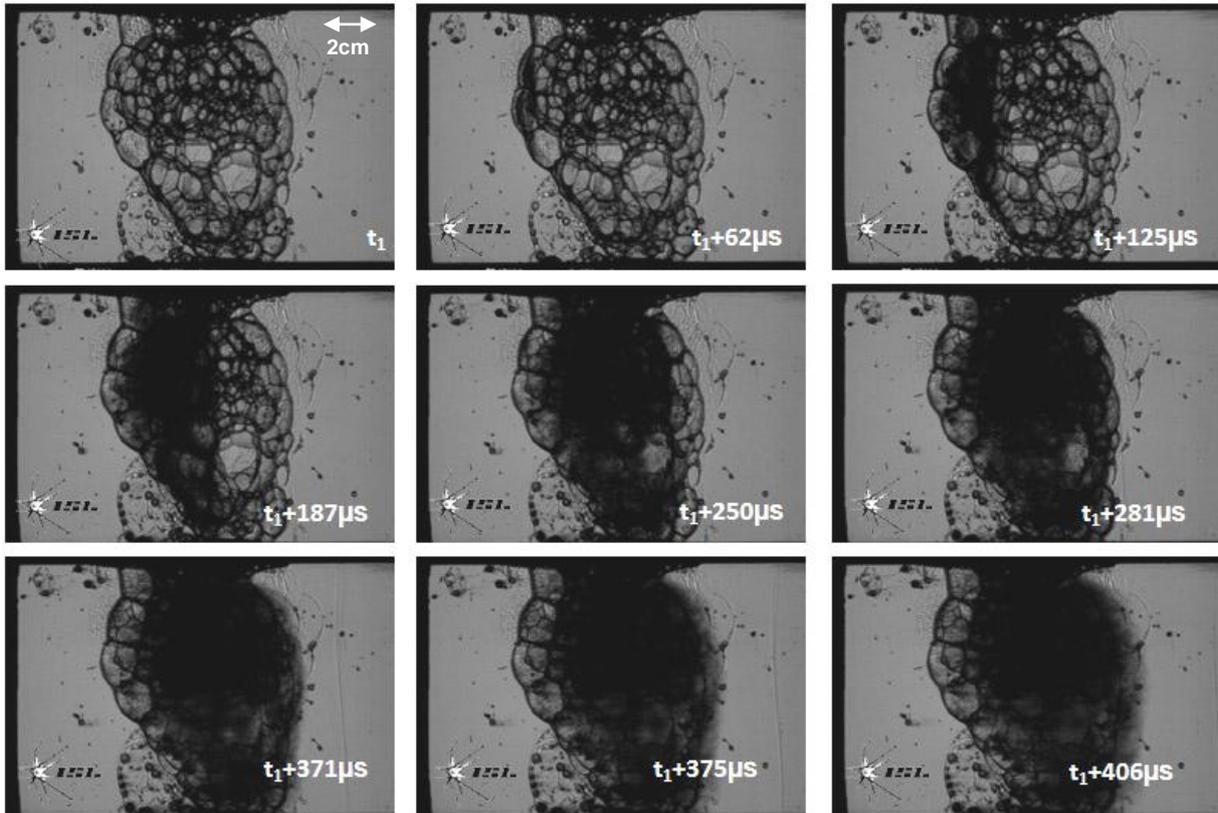


Fig. 100 : Interaction choc mousse par visualisation directe (essai 3)

Il est alors possible de tracer un diagramme x-t sur la figure 101 avec les trajectoires des quatre phénomènes observés pour les différents essais :

- choc incident dans l'air (rouge)
- trajectoire des gouttelettes formées par le choc les plus rapides (bleu), limite amont de la zone opaque derrière le choc
- choc transmis à l'air en aval (rose)
- trajectoire des gouttelettes les plus lentes visibles (vert), limite aval de la zone opaque.

L'instant t_1 des figures 98, 99 et 100 correspond à l'arrivée du choc sur le premier de pression et à l'origine des diagrammes x-t. Chaque point de ce diagramme a été relevé sur le même axe de l'image.

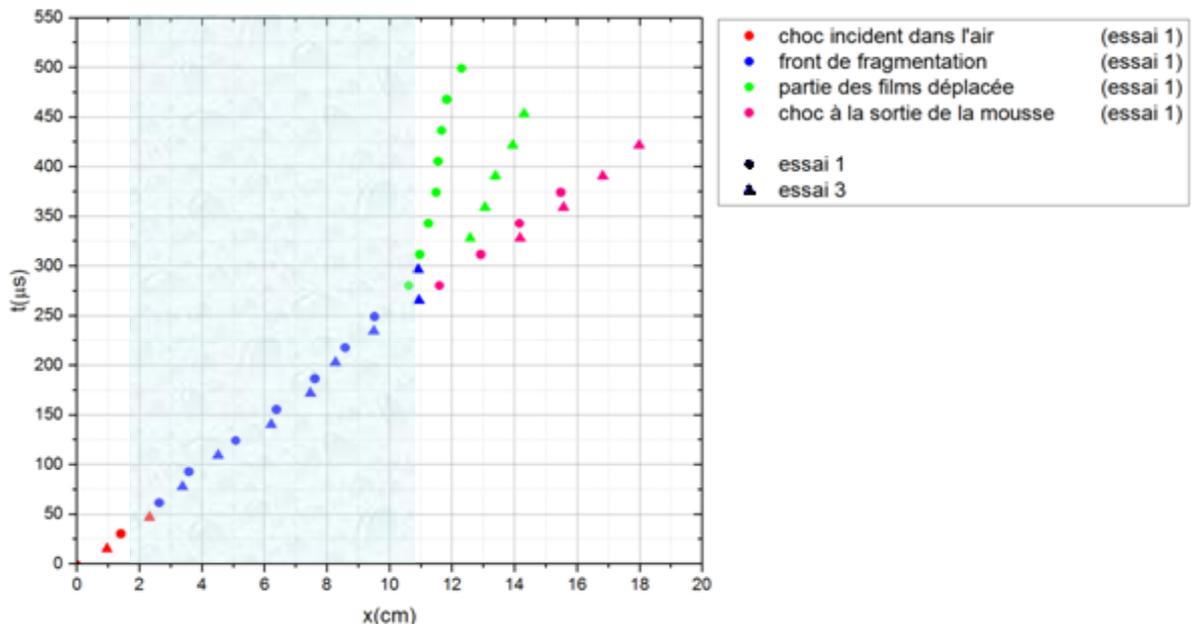


Fig. 101 : Diagramme x-t pour l'essai 1 et 3

5.1.4 Visualisation de l'interaction choc/bulle

La deuxième série d'expériences (essais de 4 à 5) avait pour but d'étudier l'interaction d'un choc avec une bulle unitaire qui ne touche pas les parois du tube, présentée dans le tableau 14.

n°	Montage optique	Paramètres caméra	Surface de mousse (cm ²) ou diamètre de bulle (mm)	Célérité du choc mesurée avec capteurs (m/s) à 3% près	Célérité du choc mesurée avec images (m/s) à 5% près
4	1	36000i/s 640x464	23	452	448
5	2	45000i/s 512x424	20	∅	448

Tab. 14 :Caractéristiques des deux essais avec une visualisation directe (montage optique 1) et une interférométrie différentielle (montage optique 2)

Un système de génération de bulle unitaire présenté en figure 102 a été mis en œuvre pour étudier son interaction avec une onde de choc : un entonnoir trempé au préalable dans une solution moussante (6% Ecopol /94% eau déminéralisée) et placé à l'intérieur de la section d'essai est alimenté par une pompe à air, nous permettant de générer une bulle unique de taille contrôlée (21mm +/-2%) ne touchant pas les parois latérales. Le mélange 6/94 a été préféré au 40/60 utilisé précédemment pour des questions de stabilité dans le temps d'une bulle unique.

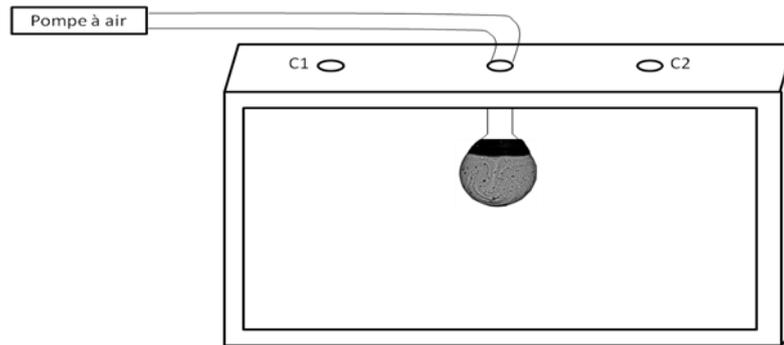


Fig. 102 : Système de génération de bulle unitaire pour la chambre de mesure

Une schématisation de la trajectoire de l'onde incidente (1) à travers la bulle est présentée en figure 103.

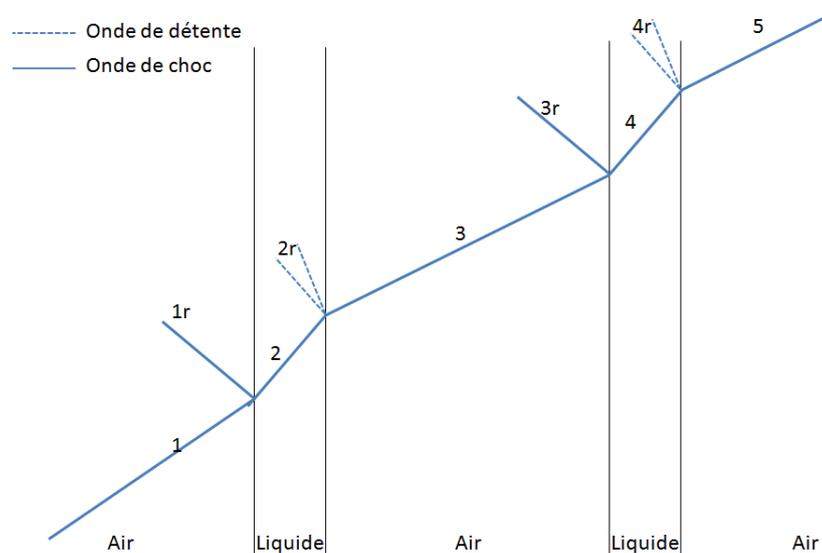


Fig. 103 : Schématisation des trajectoires des ondes dans une bulle

L'essai 4 a été observé par visualisation directe et l'essai 5 par interférométrie différentielle, avec des champs différents afin de zoomer sur les parties intéressantes (soit la fragmentation pour l'essai 4 soit la reformation de l'onde en sortie de la bulle pour l'essai 5). Leurs caractéristiques sont résumées dans le tableau 14 et les images enregistrées au cours de ces deux essais sont présentées en figure 104 et 105.

Il est difficile de voir le vortex classiquement observé [6] lors de l'interaction d'un choc avec une bulle isolée du fait de l'entonnoir. Par contre la réflexion de l'onde incidente à l'interface air/bulle, notée 1r sur le schéma (figure 103), est bien visible sur l'essai réalisé par visualisation directe (essai 4, figure 104, troisième image) et sur l'essai réalisé en interférométrie différentielle (essai 5, figure 105, instant $t_1+134\mu s$).

Le point de focalisation (notion expliquée dans la partie §2.3.6) est bien localisé en aval par rapport à la bulle. Il est la réunion entre l'onde incidente non déviée par la bulle et l'onde transmise dans la bulle. Ce point a été observé par interférométrie différentielle (essai 5, figure 105 instant $t_1+156\mu s$ à $t_1+200\mu s$). A l'instant

$t_1+222\mu\text{s}$ de cette même figure, la réflexion de l'onde transmise à l'interface bulle/air apparaît, notée 3r sur le schéma (figure 103).

La visualisation directe (essai 4, figure 104 dès la quatrième image) a permis d'observer la génération de doigts de films liquides se dirigeant vers l'amont par rapport à la bulle en zoomant sur cette dernière. Ce phénomène est expliqué par l'instabilité de Rayleigh-Taylor [6] ou plus précisément appelée Richtmeyer – Meshkov dans le cas de l'interaction d'une onde de choc avec une interface air/liquide [136]. Bremond et al. ont déjà étudié en tube à choc la déformation d'un film de savon d'une épaisseur supérieure à $1\mu\text{m}$ [137]. Pour un nombre de Mach de 1.2, ils ont évalué la vitesse finale du film à 80m/s et ont observé l'apparition de trous sur le film avant sa fragmentation en gouttelettes.

Nous sommes en revanche limités par le système optique pour mesurer la taille et la forme des résidus liquides après le passage du choc. La taille minimale visible correspond à un objet de 0.10mm pour les essais 4 et de 0.28mm pour les essais 5. Il convient aussi de noter que l'entonnoir influence le comportement de la bulle sous choc : il ne s'agit pas d'une organisation de bulles en réseau ni de bulle isolée. L'influence de l'entonnoir devra être évaluée par rapport à une configuration de référence telle qu'une bulle unique face au choc.

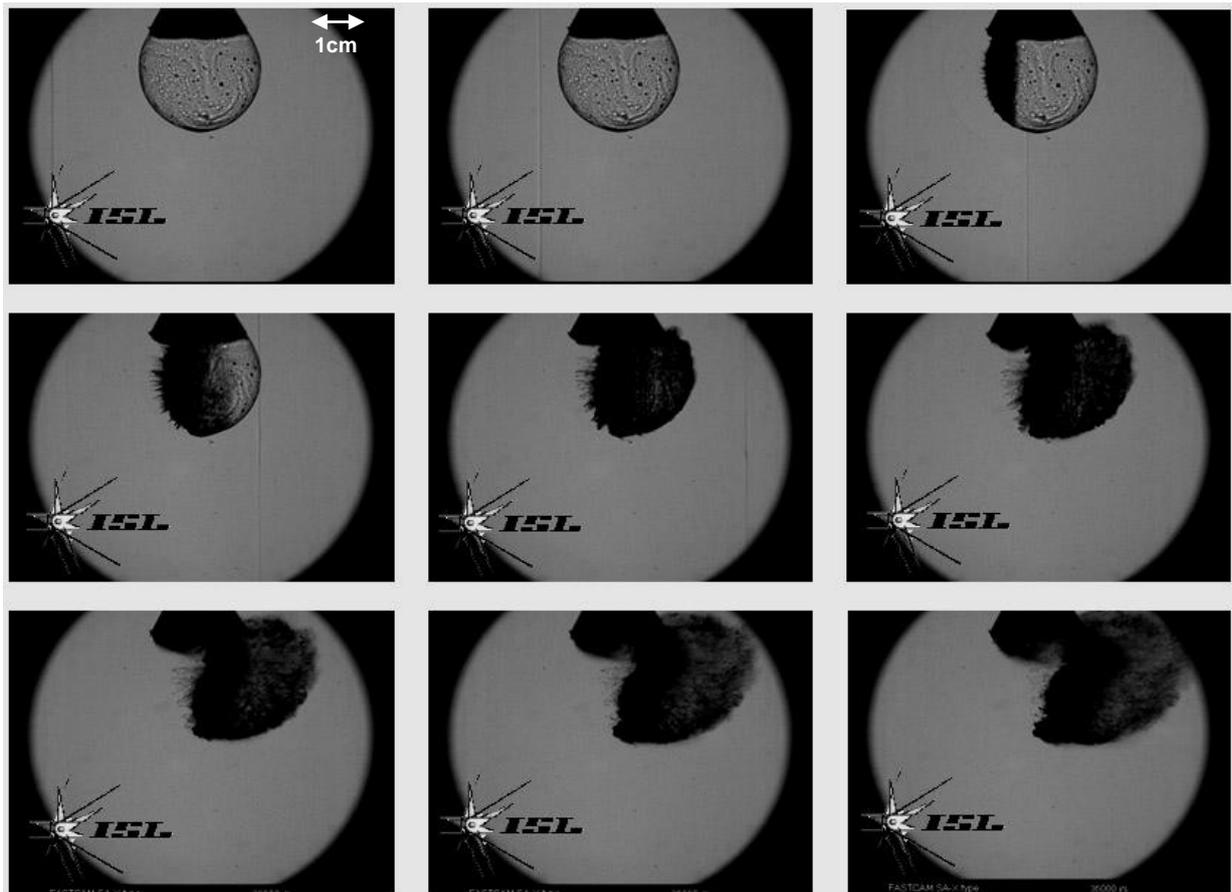


Fig. 104 : Visualisation directe des phénomènes d'interaction choc/bulle (essai 4), image toutes les $28\mu\text{s}$

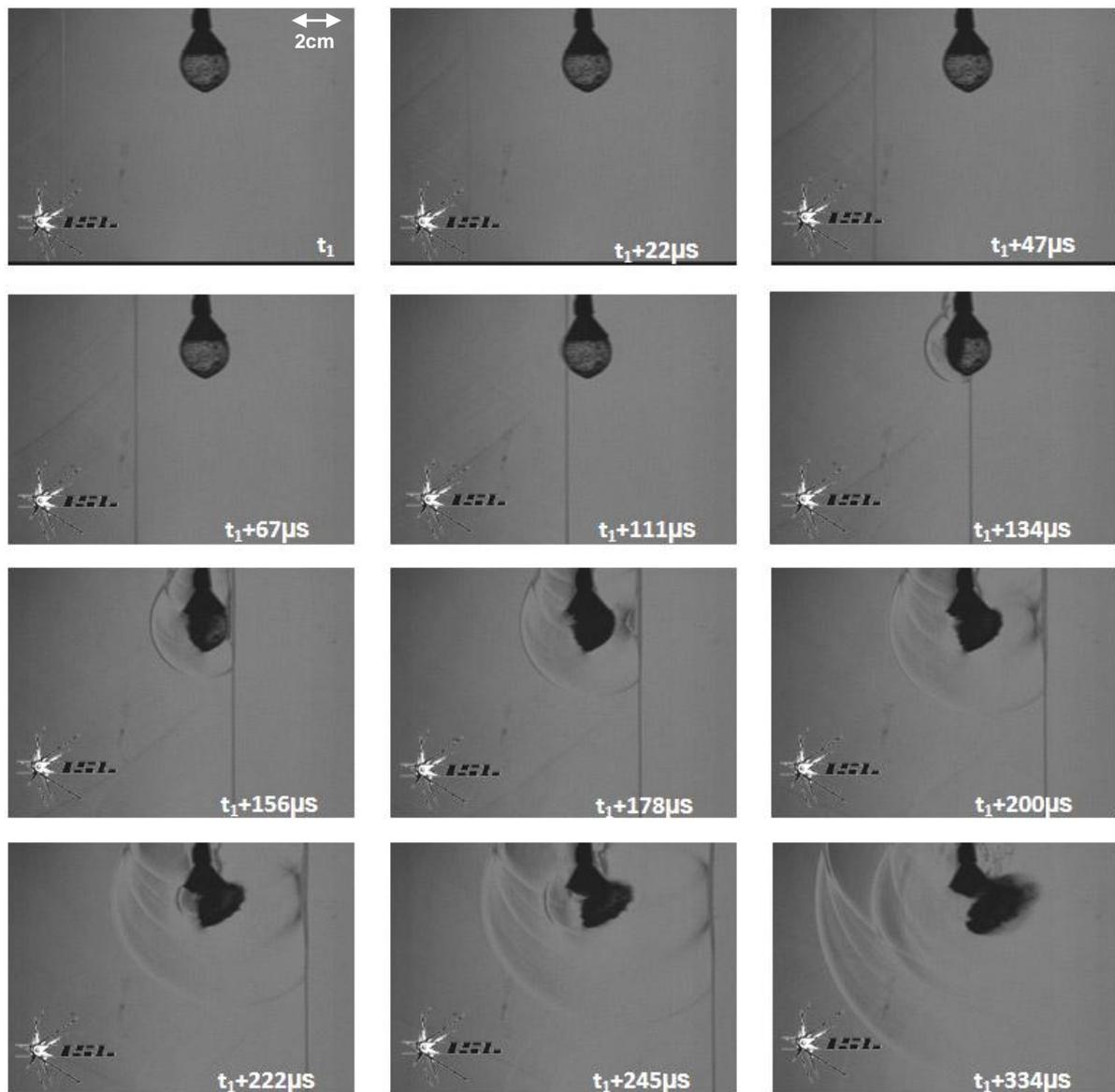


Fig. 105 : Visualisation en interférométrie différentielle des phénomènes d'interaction choc/bulle (essai 5)

5.2 Etude sur l'influence de la taille des bulles (tube à choc du LBMS)

La visualisation de la propagation d'un choc dans une épaisseur de mousse a été possible avec des grosses bulles, dont le rayon est de l'ordre du millimètre. Lors des expériences à grande échelle, le rayon moyen des bulles est d'environ un dixième de millimètre. Il convient donc d'étudier l'influence de la taille des bulles sur la modification du choc en tube à choc dans un volume réduit de mousse pour savoir si ce qui a été observé avec les grosses bulles reste valable pour des bulles d'un diamètre dix fois plus petit.

5.2.1 Dispositif expérimental

Le tube à choc utilisé au LBMS mesure 3.94m de long et possède une section carré, de 80mm de côté. La pression d'épreuve de la chambre haute pression est de 15bar. La chambre haute pression (HP) est séparée de la chambre basse pression (BP) par des diaphragmes en Mylar d'épaisseur variable entre 100 μm et 250 μm . Pour remplir la chambre HP, l'air du réseau et une bouteille d'azote, au besoin, sont utilisés. La chambre BP est à la pression atmosphérique. Les caractéristiques des chambres sont détaillées, en fonction des deux nombres de Mach souhaités (1.35 et 1.60), dans le tableau 15. Les membranes sont déchirées soit par un dispositif perforateur, soit parce qu'elles sont soumises à une pression supérieure à leur pression de rupture. On parlera dans ce cas de rupture « classique ».

	$M_{\text{air}} = 1.35$	$M_{\text{air}} = 1.60$
Pression de la chambre HP (bar)	4.0	7.0
Pression de la chambre BP (bar)	1.0	1.0
Composition de la membrane (μm)	100	225
Système de rupture de la membrane	perce-membrane	classique

Tab. 15 : Caractéristiques des chambres HP et BP en fonction du nombre de Mach dans l'air M_{air}

Le tube est équipé de six capteurs piézoélectriques permettant de mesurer la pression pariétale, notés de P1 à P6 sur la figure 106. Quatre capteurs PCB113B21 (de P3 à P6) et deux capteurs Kistler 211B4 (de P1 à P2) sont utilisés. Ces deux types de capteurs ont exactement les mêmes caractéristiques en termes de plage de mesure (13.79bar), de sensibilité (0.36V/bar) et de temps de montée ($\leq 1\mu\text{s}$), ce qui leur permet de mesurer une brusque variation de pression caractéristique d'un choc dans l'air. En revanche la résolution des PCB est de 6.89Pa et leur diamètre efficace est de 5.54mm contre respectivement 13.79Pa et 6.35mm pour les capteurs Kistler. Les sorties des capteurs PCB sont amplifiées par un conditionneur 482C, relié à un enregistreur Lecroy LT344. Les signaux des capteurs Kistler sont amplifiés par un conditionneur 5015A, relié à un enregistreur TDS2014 de Tektronics. Ces enregistreurs ont une bande passante de 100MHz et un taux d'échantillonnage fixé à 1Giga sample/seconde sur une plage totale de 45ms. Le déclenchement de l'enregistreur Lecroy se fait lorsque le choc passe sur le troisième capteur avec un pré-trigger de 5ms afin de s'assurer que les phénomènes à observer se situent bien dans la plage temporelle d'enregistrement. Le TDS2014 est déclenché par le front montant d'une source externe provenant de l'enregistreur Lecroy. Tous les profils de pression ont été recalés par rapport à l'arrivée du choc sur le front de mousse, fixé à $t=0\text{ms}$, et la position initiale est donc l'interface air/mousse.

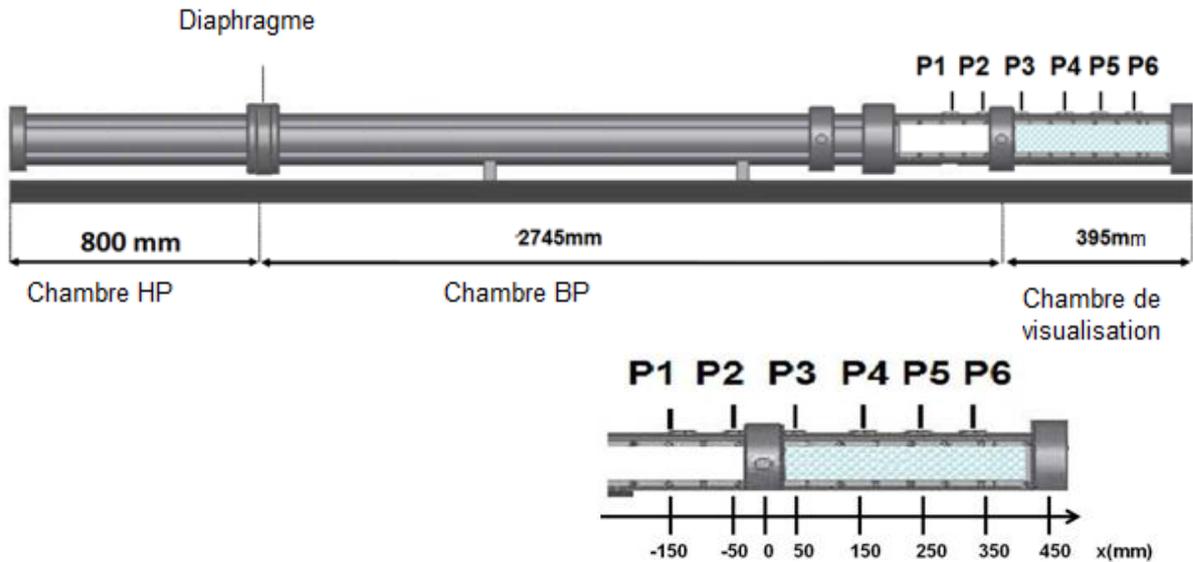


Fig. 106 :Dimensions du tube à choc et position des capteurs dans la veine d'essais

Pour les essais avec mousse, au moins un des capteurs P1 ou P2 est placé juste avant le volume de mousse afin de mesurer la surpression du choc incident et de sa réflexion à l'interface air/mousse. Il y a donc sur un essai cinq capteurs actifs. La mousse étant placée jusqu'au fond de la chambre de visualisation, le diagramme de l'écoulement résultant est à rapprocher de celui d'une explosion externe dans le cas d'une charge réelle protégée par un mur de mousse. Il est nécessaire d'être au moins deux personnes pour qu'un essai avec mousse se déroule dans de bonnes conditions. Il faut compter 30 minutes pour équiper le tube de la membrane (5min) puis le remplir de mousse et le fermer entièrement (15min), ensuite remplir d'air dans sa chambre HP (2min), effectuer le tir et procéder au nettoyage du tube (8min).

Le tableau 16 résume les différentes caractéristiques des essais réalisés en tube choc. Deux mousses ont été étudiées : les mousses à grosses bulles (GB) et à petites bulles (PB). Elles ont été caractérisées par les méthodes de la partie §3.2. Afin de s'assurer de la reproductibilité des résultats, il est nécessaire de réaliser au moins deux fois la même configuration. Au total, 12 essais exploitables ont été réalisés et décrits dans le tableau 16.

N°	Nombre de Mach M_{air}	Remplissage de la veine	Rayon moyen des bulles (mm)	Masse volumique par pesée à +/- 20% (kg/m^3)	Masse volumique par conductimétrie à +/- 20% (kg/m^3)
5.1	1.35	air	-	-	-
5.2	1.35	air	-	-	-
5.3	1.35	Mousse PB (rayon moyen ~0.2mm)	0.2	33	23
5.4	1.35	Mousse PB	0.2	42	35
5.5	1.35	Mousse GB (rayon moyen ~1.4mm)	1.4	46	30
5.6	1.35	Mousse GB	1.4	60	47
5.7	1.60	air	-	-	-
5.8	1.60	air	-	-	-
5.9	1.60	Mousse PB	0.2	29	36
5.10	1.60	Mousse PB	0.2	35	41
5.11	1.60	Mousse GB	1.4	45	60
5.12	1.60	Mousse GB	1.4	64	35

Tab. 16 : Paramètres des différents essais réalisés dans l'air et dans la mousse et pour un nombre de Mach de 1.35 et 1.60

5.2.2 Essais de référence (sans mousse)

Les essais de référence ont été réalisés sans introduire de mousse aqueuse dans la section d'essai du tube à choc. Le tube contient donc uniquement de l'air. La figure 107 présente les profils de surpression maximale obtenus pour un essai de ce type, pour un nombre de Mach de 1.60.

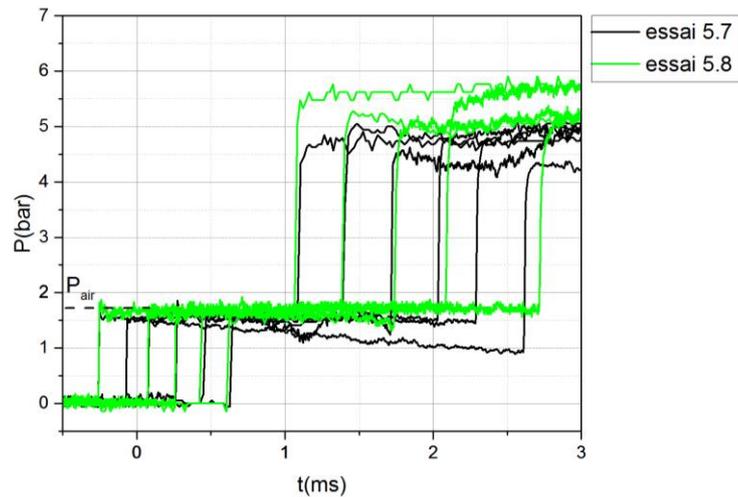


Fig. 107 : Profils de surpression de deux essais dans l'air enregistrés par les cinq capteurs actifs pour $M_{air}=1.60$ (essai 5.7 et 5.8)

Les relations théoriques permettant de déterminer les propriétés d'une onde de choc. Les valeurs théoriques des surpressions et de la célérité du choc obtenues pour la configuration étudiée sont données dans le tableau 17. Entre deux capteurs, la célérité du choc a été déterminée en relevant les temps d'arrivée du front d'onde pour chaque capteur. L'incertitude de mesure réside principalement dans le relevé des temps d'arrivée, elle est estimée à 3% en prenant le rapport entre l'échantillonnage de la mesure sur la valeur du temps d'arrivée considérée. Sur l'ensemble des capteurs, une célérité moyenne a été calculée et est présentée dans le tableau 17 pour chacun des essais.

	Surpression du choc P_{air} (bar)	Célérité du choc incident V_{air} (m/s)
$M_{air} = 1.35$		
Théorie	1.15	480
Essai 5.1	1.20	494
Essai 5.2	1.20	486
$M_{air} = 1.60$		
Théorie	1.85	550
Essai 5.7	1.80	540
Essai 5.8	1.84	554

Tab. 17 : Comparaison entre les valeurs expérimentales et théoriques des surpressions maximales et de la célérité du choc pour les essais dans l'air pour $M_{air}=1.35$ et $M_{air}=1.60$.

La valeur maximale des surpressions est plus délicate à relever sur les profils de pressions que les temps d'arrivée, cette pression est relevée avec une incertitude estimée à 3% en prenant le rapport entre la différence de pression entre deux points successifs autour de la valeur maximale choisie. L'écart relatif entre les

valeurs théoriques et expérimentales de la célérité du choc est de l'ordre de 3% et celui pour les surpressions maximale de 5%. Ces différences peuvent être dues :

- aux imperfections géométriques du tube qui modifient les profils de pression et ralentissent ou accélèrent l'onde de choc le long du tube (imperfections sur la paroi du tube, éventuelles fuites d'air dues à un défaut de serrage au niveau de la jonction entre les étages haute et basse pression...)
- au contrôle de la pression du tube moteur avant le déchirement de la membrane. La reproductibilité des mesures est en revanche difficile à quantifier, il faudrait au moins réaliser 10 essais par configuration pour pouvoir mener une étude statistique ayant du sens. Elle pourrait être néanmoins être améliorée si le tube moteur était équipé d'un capteur de pression dynamique avec une possibilité d'enregistrer au cours du temps les variations de cette pression et ainsi de déclencher la rupture de la membrane toujours à la même pression. La précision des mesures et la cohérence de ces dernières avec la théorie dans l'air sont toutefois considérées suffisamment bonnes pour poursuivre les essais avec la mousse.

5.2.3 Essais avec mousse

Pour les essais avec mousse, deux systèmes de génération détaillés dans la partie §3.2 ont été utilisés pour obtenir deux types de mousses différentes de par leur taille de bulles. Les mousses étudiées pour les essais présentent les caractéristiques suivantes :

- génération selon la méthode de focalisation de flux
- liquide moussant composé de 40% d'Ecopol (Bio-ex) et 60% d'eau déminéralisée
- stabilité de la mousse générée d'environ 20 minutes.

Le tableau 18 donne les détails sur les deux mousses déjà étudiées dans le §3.2. Le taux de variation de la masse volumique entre les différents essais est donné pour estimer la reproductibilité de la masse volumique.

	Mousse GB	Mousse PB
Système pour la focalisation de flux utilisé	constriction	connecteur à billes
Rayon moyen (mm)	1.4	0.2
Masse volumique moyenne (kg/m ³)	50	35
Taux de variation	18%	15%

Tab. 18 : Caractéristiques des mousses étudiées pour les essais en tube à choc (cf. §3.2)

5.2.3.1 Reproductibilité des essais dans la mousse

L'allure des profils de surpression pour chacun des capteurs a été tracée pour deux essais (5.9 et 5.10) dans une mousse à PB pour $M_{air}=1.60$, sur la figure 108, et pour deux autres (5.11 et 5.12) dans une mousse GB sur la figure 109. A $t=0ms$, le choc est à l'interface air/mousse. Les allures de ces profils pour une même mousse sont similaires entre les deux essais, il est possible de supposer d'une reproductibilité satisfaisante pour poursuivre l'analyse des profils de pression dans la mousse. Pour quantifier la reproductibilité des essais dans la mousse, il faudrait relever les temps d'arrivée et les surpressions de l'onde transmise dans une même mousse sur au moins quatre essais.

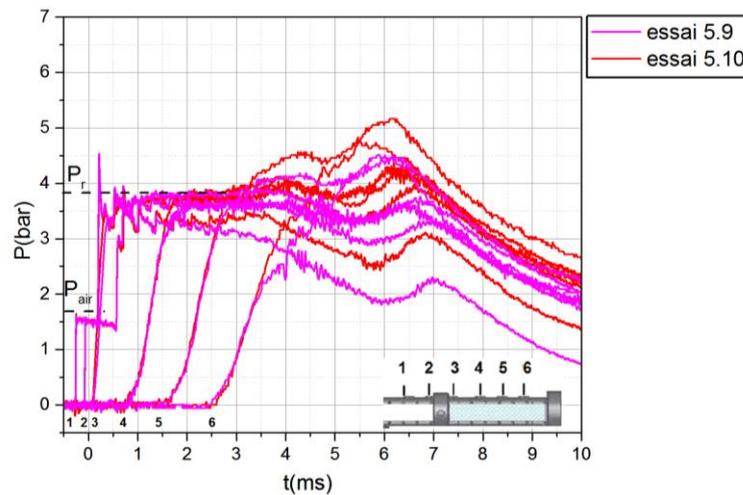


Fig. 108 : Profils de pression enregistrés par les six capteurs pour deux essais dans une mousse PB (rayon moyen 0.2mm) et $M_{air}=1.60$

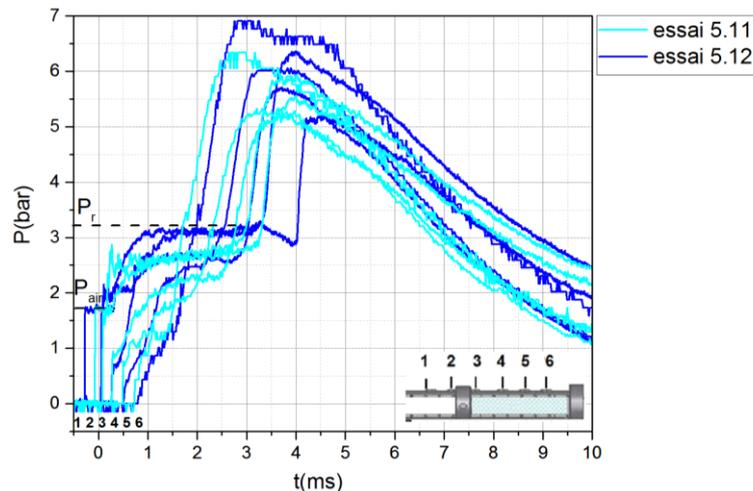


Fig. 109 : Profils de pression enregistrés par les six capteurs pour deux essais dans une mousse GB (rayon moyen 1.4mm) et $M_{air}=1.60$

5.2.3.2 Diagramme x-t et trajectoire de l'onde dans la mousse

D'une part lorsque le choc incident (I) arrive sur l'interface air/mousse, une onde est réfléchiée par la mousse (R) et une onde est transmise dans la mousse (T) qui induit une mise en vitesse de la mousse fragmentée. Le capteur juste avant

l'interface air/mousse enregistre la discontinuité de pression liée au passage de l'onde réfléchie par cette interface (R), comme le schématise la figure 110. Les profils de pression enregistrés par les capteurs situés dans la mousse sont différents selon la taille des bulles comme le montre ce schéma. Dans les deux cas de mousse GB et PB, l'instant t_a détermine l'arrivée de l'onde transmise dans la mousse. Elle est suivie par une montée progressive en pression jusqu'à P_c , atteint à l'instant t_c . Les instants t_a , t_p et t_{eq} sur chacun des capteurs définissent les droites (T), (T_p) et (T_c) dans le diagramme x-t.

Dans le cas de la mousse PB, plus aucune discontinuité en pression n'est observée mais seule une montée progressive vers une pression d'équilibre, P_c . Dans la mousse GB, une discontinuité en pression est bien présente, la surpression passe de 0 à P_p , surpression de l'onde précurseur, transmise instantanément à la mousse. Cette discontinuité est suivie d'un plateau dont la durée et l'amplitude diminue au fur et mesure que l'onde progresse dans la mousse.

D'autre part, l'onde réfléchie par la mousse (R) rencontre un peu plus loin la surface de contact (CS) et se réfléchit en une onde (R_{cs}) qui vient modifier le front de mousse et induire une onde dans la mousse (T_{cs}). L'onde (T_{cs}) se croise avec la réflexion de l'onde transmise (R_m) dans la mousse, ainsi il est impossible d'analyser précisément cet état qui est complexe [38]. En effet les profils de pression enregistrés dans la mousse PB autour 4ms sont difficiles à interpréter sur la figure 108, il y a une décroissance en pression suivie d'une remontée. Ceci peut s'expliquer par la superposition de plusieurs ondes : l'onde réfléchie par le fond du tube, la détente venant du tube moteur et l'onde réfléchie venant de l'interface air/mousse (R_{cs}). Si le tube avait été plus long, l'onde réfléchie aurait bien été dissociée de la détente. Dans la mousse GB, l'onde réfléchie par le fond du tube est bien visible autour de 3ms sur la figure 109, elle arrive d'abord sur le dernier capteur, numéro 6. L'analyse des pressions s'est concentrée sur l'onde réfléchie par la mousse (R) et sur les ondes transmises dans la mousse (T), (T_p) et (T_c).

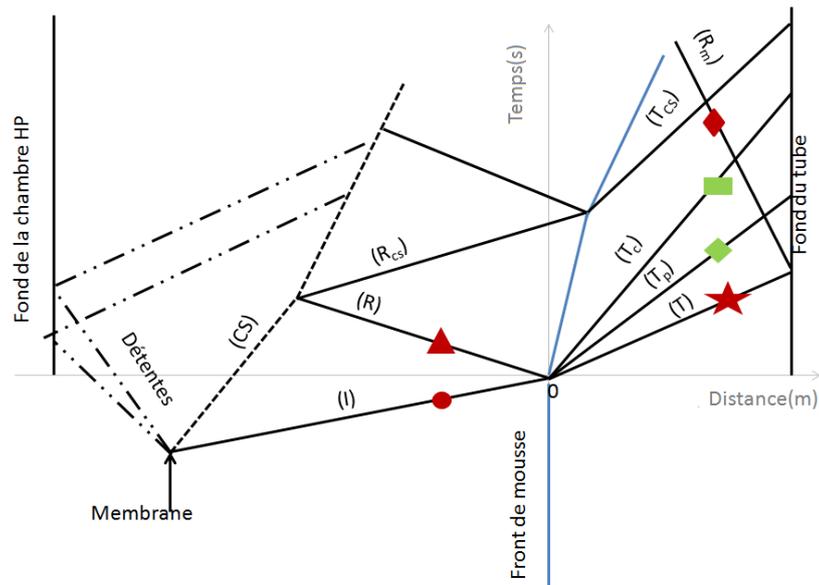
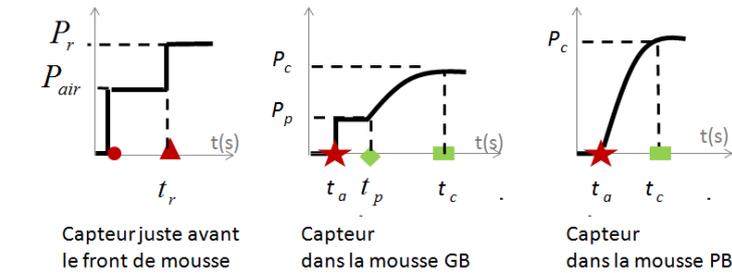


Fig. 110 :Schéma pour l'élaboration du diagramme x-t lors de la propagation d'un choc dans une mousse aqueuse à partir des profils de pression [38]

Les figures 111 et 112 présentent le diagramme x-t lors de la propagation du choc dans les deux types de mousses pour un nombre de Mach de l'onde incidente dans l'air de 1.6 et 1.4. Pour $M_{air}=1.35$ et $M_{air}=1.60$, la pente de l'onde (T) dans la mousse PB est bien plus importante que dans le cas de la mousse GB. L'onde transmise dans la mousse PB est plus ralentie que dans la mousse GB, ceci peut s'expliquer par le nombre plus important d'interfaces liquide/gaz à traverser que dans la mousse GB. Ces observations sont en accord avec celles données par Britan [138]. Dans le cadre de son modèle pour une suspension de gouttelettes de liquide dans un gaz détaillé dans la partie §2.3, Del Prete [5] explique que plus le diamètre des bulles est faible, plus la force de traînée entre les deux phases liquide et gazeuse est importante et ainsi plus la célérité du choc est diminuée.

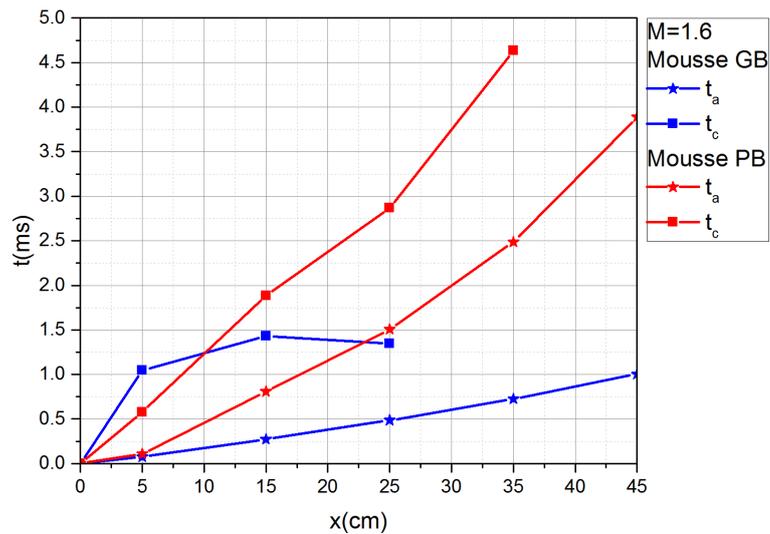


Fig. 111 : Diagramme x-t lors de la propagation d'un choc de $M_{air}=1.60$ dans une mousse PB et GB (essai 5.9 et 5.12)

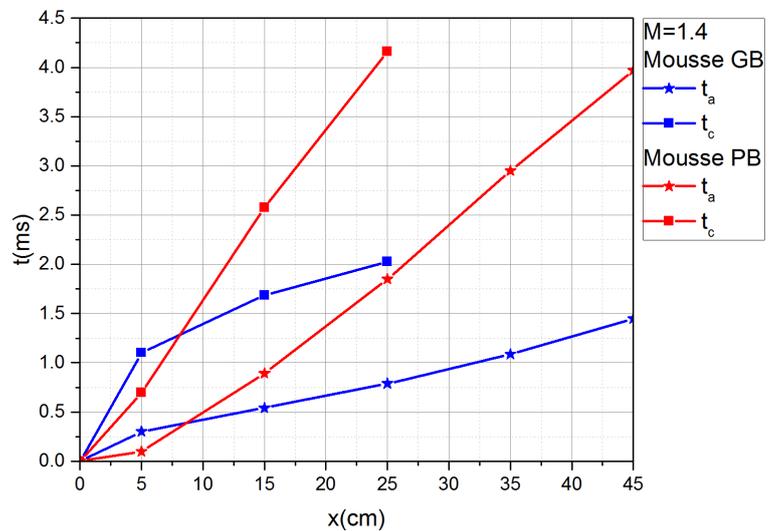


Fig. 112 : Diagramme x-t lors de la propagation d'un choc de $M_{air}=1.35$ dans une mousse PB et GB (essai 5.3 et 5.5)

5.2.3.3 Analyse de la célérité de l'onde transmise dans la mousse

A partir des temps d'arrivée de l'onde transmise dans la mousse t_t il est possible de calculer une célérité moyenne de l'onde transmise (T) dans la mousse entre deux capteurs. Elle sera notée V_{ta} . L'évolution de V_{ta} en fonction de l'épaisseur de mousse traversée est tracée sur la figure 113 pour les deux types de mousse et pour les nombres de Mach étudiés. Les symboles de grande et de petite taille correspondent respectivement à des nombres de Mach M_{air} de 1.60 et 1.35. Les barres d'erreur sont placées à 5% sur la base de l'analyse de l'incertitude de la mesure des temps d'arrivée en tube à choc. La célérité de l'onde transmise dans ces deux mousses semble diminuer avec la distance et semble tendre vers la célérité du son dans la mousse. Cette diminution de célérité de l'onde transmise à la mousse est une conséquence du transfert d'énergie supposé avoir lieu entre le choc et les fragments des films qui sont mis en mouvement et il semble qu'il y a absorption de l'énergie à travers l'épaisseur de mousse. Après avoir traversé

l'épaisseur de mousse GB, l'onde a une célérité finale divisée par 2 par rapport à sa célérité initiale. Dans le cas de la mousse PB, la célérité finale est diminuée de 80% par rapport à sa célérité d'entrée dans la mousse. De plus, la concavité des courbes de célérité ne sont pas identiques dans le cas de la mousse GB et PB, ce qui pourrait appuyer le fait que les mécanismes d'atténuation soient différents selon le cas, mais rien jusqu'à présent ne permet de détailler ou d'expliquer cette différence.

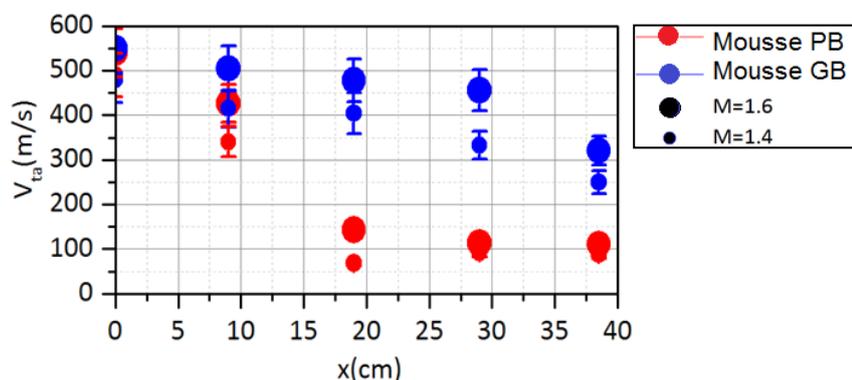


Fig. 113 : Evolution de la célérité de l'onde transmise V_{ta} en fonction de l'épaisseur x dans la mousse GB (essai 5.5 et 5.12) et dans la mousse PB (essai 5.3 et 5.9) pour un nombre de Mach incident dans l'air de 1.35 et de 1.60 respectivement

5.2.3.4 Détermination de la célérité du son dans la mousse et du nombre de Mach

En s'appuyant sur la théorie de Pierre et Dollet qui prend en compte la taille des bulles pour estimer la célérité du son dans une mousse, nous avons pu déterminer cette célérité dans les deux types de mousses étudiés [41]. La méthode a été expliquée dans la partie §2.1.5.7. Il est supposé que l'inverse du temps de montée du choc ou de l'onde de compression dans la mousse joue le rôle de la fréquence (f) dans les formules [41]. Le tableau 19 résume les valeurs utilisées pour ce calcul et donne les valeurs de la célérité du son pour chacune des mousses. L'incertitude sur le temps de montée dans la mousse est de 10%.

	Mousse GB	Mousse PB
Rayon moyen des bulles (mm)	1.2	0.4
Temps de montée t_i-t_{eq} (ms)	1 à 10% près	1.5 à 10% près
$f \cdot \left(\frac{R}{R_0}\right)^{1.5}$ avec $R_0=40\mu\text{m}$	207	11
$k \cdot \left(\frac{R}{R_0}\right)^{1.5}$ déduit des courbes de [41]	4.80	2.69
Célérité du son (m/s) $c_{mousse} = \frac{2\pi f}{k}$	271 à 10% près	26 à 10% près

Tab. 19 : Valeurs de la célérité du son pour la mousse GB et PB

Considérons maintenant que la célérité du son dans la mousse GB, c_{mousse} est de l'ordre de 270m/s et pour la mousse PB de l'ordre de 30m/s. La figure 114 montre l'évolution du nombre de Mach de l'onde transmise dans la mousse M_{mousse} , définie

par le rapport de la célérité de l'onde transmise dans la mousse V_{ta} sur la célérité du son dans la mousse. Le nombre de Mach de l'onde transmise est bien supérieur à l'unité au début de la propagation de l'onde dans la mousse. Pour la mousse GB, l'onde est supersonique puis son nombre de Mach se stabilise vers un. Pour la mousse PB le nombre de Mach passe de 22 à 4 après 40cm de mousse.

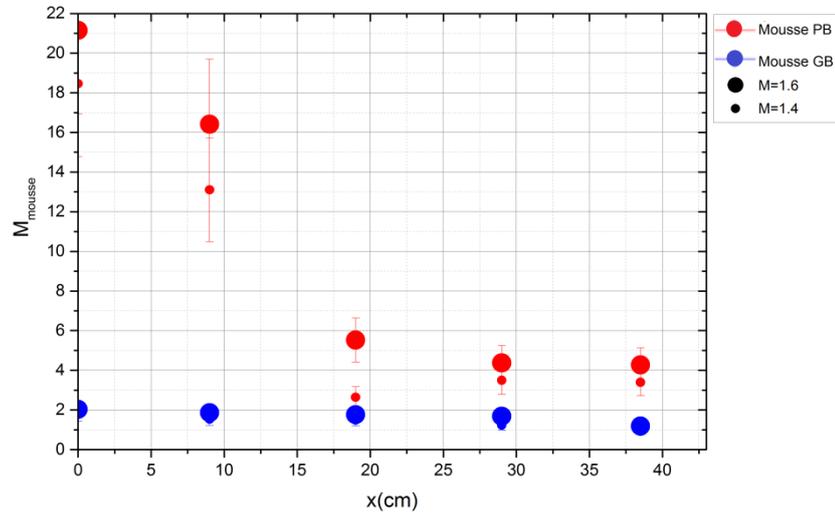


Fig. 114 : Evolution du nombre de Mach de l'onde transmise M_{mousse} en fonction de l'épaisseur x dans la mousse GB (essai 5.5 et 5.12) et dans la mousse PB (essai 5.3 et 5.9) pour un nombre de Mach incident dans l'air de 1.35 et de 1.60 respectivement

5.2.3.5 Analyse de la surpression en fin de précurseur dans la mousse GB (à grosses bulles)

Dans la mousse PB, aucune onde précurseur n'a été observée sur les profils de pression présentés en figure 108, alors que Del Prete et Borisov avaient pu déterminer une pression précurseur sur leurs profils [5,85]. Ce précurseur est la pression associée à la déstructuration de la mousse et est la signature de la mousse [5]. Il se peut que ce soit lié à un problème de capteur (taille, sensibilité ou résolution de l'oscilloscope) ou que le choc soit trop ralenti pour pouvoir être observé après 10cm de mousse, c'est-à-dire que le temps de montée de la discontinuité relative au précurseur est inférieure au temps de montée des capteurs ($<1\mu s$). Ou bien il se peut que la mousse soit trop sèche, comme Britan le souligne : dans une mousse sèche, la différence entre le précurseur et la pression finale dans la mousse est faible, car on tend vers une adaptation d'impédance entre l'air et la mousse [38].

En revanche dans la mousse GB, un précurseur est bien observé sur les profils de pression présentés en figure 109. Cette pression précurseur semble diminuer avec la distance parcourue dans la mousse dans notre cas, alors que Del Prete observe une pression constante tout au long de l'épaisseur de mousse traversée [5]. L'évolution de la surpression P_p de ce précurseur dans la mousse GB est tracée en fonction de l'épaisseur de mousse traversée sur la figure 115. La pression du précurseur est presque identique à la pression incidente dans l'air pour le premier capteur dans la mousse puis elle diminue avec l'épaisseur de mousse. En effet l'onde se propage dans une mousse fragmentée avec des bulles de plus en plus

petites dont l'épaisseur et l'inertie derrière le choc augmentent au fur et à mesure de la propagation, ce qui pourrait expliquer cette diminution [112]. Une diminution de la pression précurseur a aussi été observée lors des essais avec une charge explosive en propagation sphérique à l'ISL ou au CEA [5]. Mais cette diminution peut dans ce dernier cas être aussi imputable à la propagation divergente de l'onde.

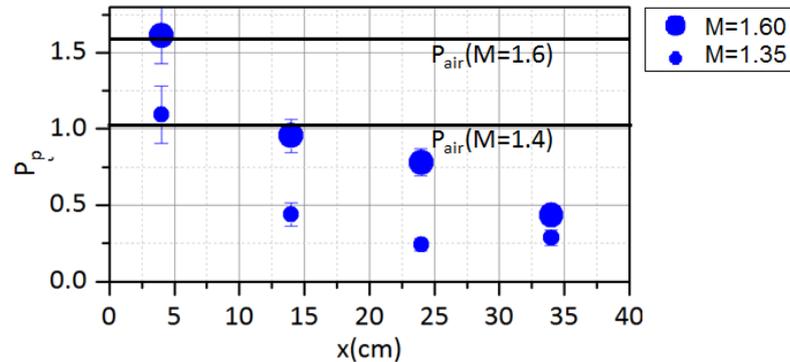


Fig. 115 : Evolution de la surpression en fin de précurseur dans l'épaisseur de la mousse GB pour un nombre de Mach incident dans l'air de 1.35 (essai 5.5) et 1.60 (essai 5.12)

5.2.3.6 Analyse de la zone de relaxation

La montée en pression progressive de P_p jusqu'à la pression d'équilibre P_c , correspond à une zone de relaxation dans laquelle ont lieu des transferts de quantité de mouvement et d'énergie entre les phases liquides et gazeuse [38,82]. Cette pression d'équilibre a tendance à tendre vers la pression réfléchie à l'interface air/mousse, P_r , mesurée par le capteur juste avant la mousse, représentée sur la figure 108 et 109. Cette tendance a aussi été observée par Britan [38], il y a adaptation d'impédance. L'évolution de la pression en fin de pression P_c est tracée en fonction de l'épaisseur de mousse traversée sur la figure 116.

La pression d'équilibre de la compression, P_c , est plus faible dans la mousse GB que dans la mousse PB ce qui est cohérent avec les observations de Britan [138]. Il se peut qu'il y a besoin de plus d'énergie pour fragmenter la mousse à GB, plus d'énergie est absorbée dans ce cas. Cette pression semble peu sensible au nombre de Mach dans les deux types de mousse. Ces observations ont déjà été émises mais aucune explication n'a été donnée pour expliquer ce phénomène [5]

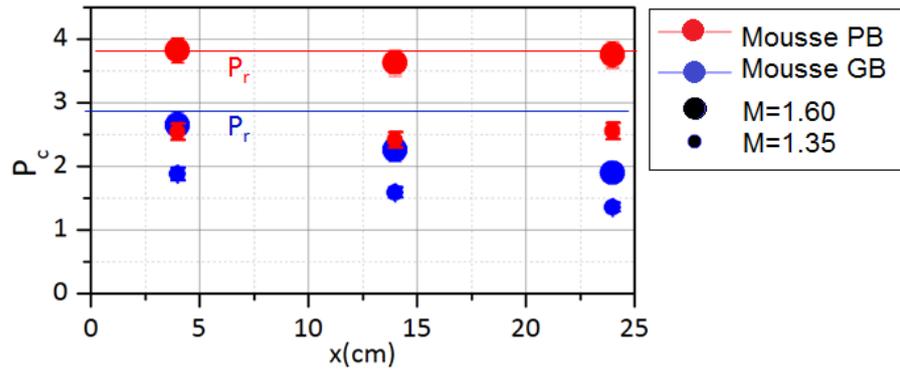


Fig. 116 : Evolution de la surpression en fin de zone de relaxation en fonction de l'épaisseur x dans la mousse GB (essai 5.5 et 5.12) et dans la mousse PB (essai 5.3 et 5.9) pour un nombre de Mach incident dans l'air de 1.35 et de 1.60 respectivement

Une durée de compression est définie par la différence entre le temps d'arrivée de l'onde transmise dans la mousse t_a et le temps d'équilibre en fin de relaxation t_c . Cette durée de relaxation est tracée en fonction de l'épaisseur de mousse traversée sur la figure 117. Elle est comprise entre 1 et 2.5ms. Ces ordres de grandeur sont en accord avec les durées observées dans nos expériences avec une charge explosive (partie §4.3.2.4) et les expériences de Krasinski et Kudinov [64,82]. 2ms sont nécessaire pour atteindre une célérité limite de l'onde transmise de 100m/s ou 1ms pour atteindre 300m/s (figure 113)), ce qui est proportionnel avec les ordres de grandeurs observés par Krasinski [64] (0.5ms pour 30m/s) et par Kudinov [82] (0.1ms pour 20m/s). L'onde réfléchiée par le fond du tube perturbe les profils de pression. L'analyse des pressions a donc été réalisée seulement jusqu'au troisième capteur dans la mousse. Au fur et à mesure que l'onde transmise dans la mousse se propage, son intensité diminue comme le montre la figure 116. La durée de compression s'agrandit, ce qui est conforme à la littérature [38]. En revanche ces observations sont moins claires pour la mousse GB puisque la réflexion de l'onde sur le fond du tube arrive plus rapidement et vient perturber les signaux de pression. Il semble néanmoins que la durée de compression soit plus longue pour la mousse PB, ce qui est cohérent avec les observations de [84].

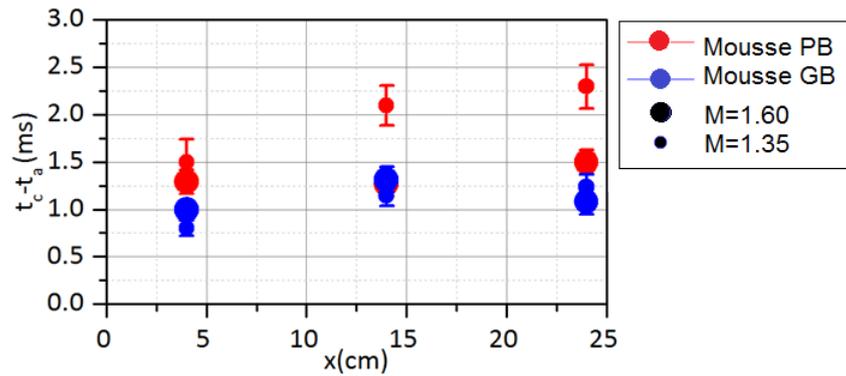


Fig. 117 : Evolution de la durée de compression en fonction de l'épaisseur x dans la mousse GB (essai 5.5 et 5.12) et dans la mousse PB (essai 5.3 et 5.9) pour un nombre de Mach incident dans l'air de 1.35 et de 1.60 respectivement

Le changement de structure de l'onde de choc incidente en une zone de compression complexe peut s'expliquer par un élargissement de l'épaisseur du choc. Miura donne une expression pour un liquide à bulles permettant d'estimer l'épaisseur du choc connaissant la taille des bulles, la masse volumique de la mousse et la viscosité du liquide moussant [75], équation 30 de la partie §2.3.4.

En effet un liquide à bulle (ou liquide bulleux) est un cas particulier d'une mousse pour laquelle la fraction volumique de liquide est supérieure à 0.3 [21]. Pour appliquer ce modèle, une des hypothèses doit être vérifiée : il faut que le rayon des bulles et la distance entre elles soient petites par rapport à la longueur d'onde du signal considéré [120]. En considérant que la fréquence correspond à l'inverse du temps de montée du précurseur $t_i - t_p$, il est possible d'estimer cette longueur d'onde à 3mm et 0.03mm respectivement pour la mousse GB et PB. La condition est par conséquent bien respectée. On peut remarquer que l'épaisseur calculée avec les relations de Miura varie peu en fonction de la viscosité [75]. Cette propriété est intéressante dans notre cas, car notre liquide moussant est non-newtonien et donc sa viscosité varie fortement (entre 10 et 0.1Pa.s) en fonction du taux de déformation, comme indiqué dans la partie §2.1.5.4. Pour estimer expérimentalement cette épaisseur du choc, il faut connaître la célérité de l'onde transmise, donnée dans la figure 113 et le temps de montée du choc précurseur. Pour la mousse PB, si l'on suppose qu'il est de l'ordre de la microseconde, vu qu'aucun précurseur n'a pu être observé sur les profils de pression, alors l'estimation expérimentale est cohérente avec celle de Miura [75].

Ces valeurs obtenues dans le tableau 20 sont cohérentes avec la remarque de Krasinski affirmant que l'épaisseur du choc est du même ordre de grandeur que la taille des bulles [64,101]. En revanche, ces ordres de grandeur semblent moins cohérents avec les expériences de Britan, qui estime une épaisseur de choc de l'ordre de 110mm pour une fraction de liquide de 0.05 et un diamètre de bulle d'une dizaine de microns [38].

	Mousse GB	Mousse PB
Théorie de Miura [75]		
Rayon moyen des bulles (mm)	1.4	0.2
Célérité de l'onde (m/s)	550	394
Viscosité (Pa.s)	0.1	0.1
Epaisseur du choc (mm)	9.28	0.38
Relevé expérimental		
Célérité de l'onde (m/s)	550	394
Temps de montée du précurseur (μ s) à 10% près	10	1 (supposé)
Epaisseur du choc (mm) à 10% près	5.50	0.39

Tab. 20 : Comparaison de l'épaisseur du choc calculé avec la théorie de Miura [75] et selon les valeurs expérimentales

5.3 Conclusions

Des expériences en tube à choc ont été menées en parallèle des explosions aériennes tridimensionnelles dans le conteneur métallique. Ces essais ont confirmé la structure en deux étapes de l'onde de souffle hémisphérique.

Les essais dans le tube à choc STT de l'ISL ont permis d'étudier, par visualisation directe et interférométrie différentielle, l'interaction du choc avec une couche de mousse ou une bulle unitaire. Les multiples réflexions à l'interface air/mousse ont été clairement visualisées. En sortie de la couche de mousse, l'onde incidente a été diffractée par les différentes bulles ce qui se manifeste par l'apparition d'ondelettes successives visible en aval. Au passage du choc dans la mousse, la majeure partie du liquide des films est propulsée dans le sens de propagation de l'onde, en conservant forme et position de la couche initiale de mousse pendant un certain temps. La vitesse de propagation de l'amas de ces fragments liquides est estimée à 80m/s. Une partie réduite du liquide reste accrochée aux parois, laissant visible une trace résiduelle de l'interface films/parois latérales du tube. Au cours de l'étude de l'interaction du choc avec une bulle unitaire, les instabilités de type Richtmeyer-Meshkov et le point de focalisation entre l'onde incidente non déviée par la bulle et l'onde transmise dans la bulle ont pu être visualisés. Ces essais nous ont permis de nous affranchir des effets des parois observés avec la couche de mousse.

Les expériences dans le tube à choc du LBMS ont souligné la structure complexe d'un choc dans deux types de mousse à grosses bulles (GB) (diamètre moyen de 1.4mm) et à petites bulles (PB) (diamètre moyen de 0.2mm) pour deux nombres de Mach 1.4 et 1.6. L'onde précurseur mène à la destruction de la mousse en petites gouttelettes qui ensuite tendent à rétablir leur équilibre thermique et cinématique dans une zone de relaxation. L'onde précurseur est clairement identifiée dans la mousse GB, la pression associée passe de 0.9 à 0.3bar dans 35cm d'épaisseur de mousse. L'onde transmise dans la mousse PB est plus ralentie que dans la mousse GB: la vitesse de l'onde transmise dans la mousse PB est réduite de 20% par rapport aux essais dans l'air et est 50% plus petite que pour l'onde qui se propage dans la mousse GB. En revanche la zone de relaxation est bien observée dans les deux cas, elle est caractérisée par une montée progressive en pression jusqu'à une valeur d'équilibre. Le temps de relaxation associé à cette zone est plus important dans le cas de la mousse PB que pour la mousse GB. Ce temps de relaxation dans la mousse PB augmente de 1.2 à 2.2ms après 35cm de mousse. Une bonne cohérence entre les résultats obtenus expérimentalement et ceux issus de la littérature a été constatée.

6 Etude de l'interaction sphère-projectile/mousse

Si l'atténuation des effets de souffle par une mousse aqueuse a déjà fait l'objet de nombreuses études, le ralentissement de fragments métalliques projetés par explosif n'a quasiment jamais été étudié pour ce type de matériau d'absorption. Les dispositifs permettant le confinement d'EEI sont généralement conçus sur le même principe de base: un conteneur rempli de matériau poreux entouré d'une protection balistique (céramique, tissu balistique, etc...) [77, 140]. L'action combinée de ces éléments permet une certaine efficacité sur tous types d'EEI : atténuation des effets de souffle par le matériau multiphasique et des effets de projection de fragments métalliques par la protection balistique. En fonction de la distance à la charge, deux cas se présentent : proche de la charge, le souffle pré-choque la mousse avant l'arrivée des fragments, et loin de la charge les fragments se propagent dans une mousse intacte.

Des essais préliminaires menés à l'ISL ont cependant montré que malgré son apparente faible masse volumique, une mousse aqueuse génère suffisamment de trainée pour permettre une réduction significative de la vitesse d'un fragment métallique projeté par explosif sur une distance de l'ordre de 1m. Ce ralentissement renforce ainsi l'efficacité de la protection balistique entourant le volume de mousse. L'optimisation d'un système complet de protection passe donc par la caractérisation de la trajectoire d'un fragment métallique au travers d'une épaisseur représentative de mousse aqueuse intacte ou pré-choquée.

6.1 Dispositif expérimental

La configuration hémisphérique tridimensionnelle classique d'un engin explosif générant des fragments métalliques étant trop complexe à analyser directement, un dispositif expérimental permettant d'étudier le vol d'une sphère métallique unique au travers d'une couche de mousse aqueuse soumise ou non à une onde de choc préalable a été conçu. Une sphère en acier de 6mm de diamètre est placée au sommet d'une cartouche manufacturée spécifiquement pour cette étude afin d'être propulsée par un canon à poudre à une vitesse initiale de 1600m/s (+/-100m/s). Une barrière à contact composée de deux feuilles d'aluminium et placée juste à la sortie de la bouche du canon fournit l'origine temporelle (pour la chaîne de synchronisation des différents éléments) et spatiale de la trajectoire de la sphère, comme le montrent les figures 118 et 119.

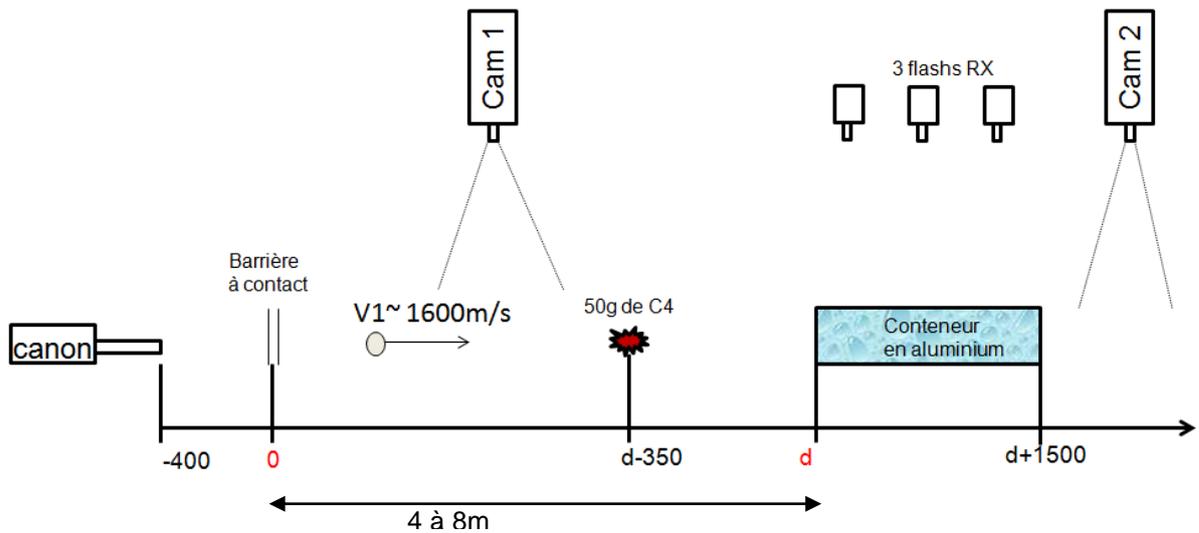


Fig. 118 : Schéma de l'installation expérimentale avec l'origine spatiale de la trajectoire de la sphère

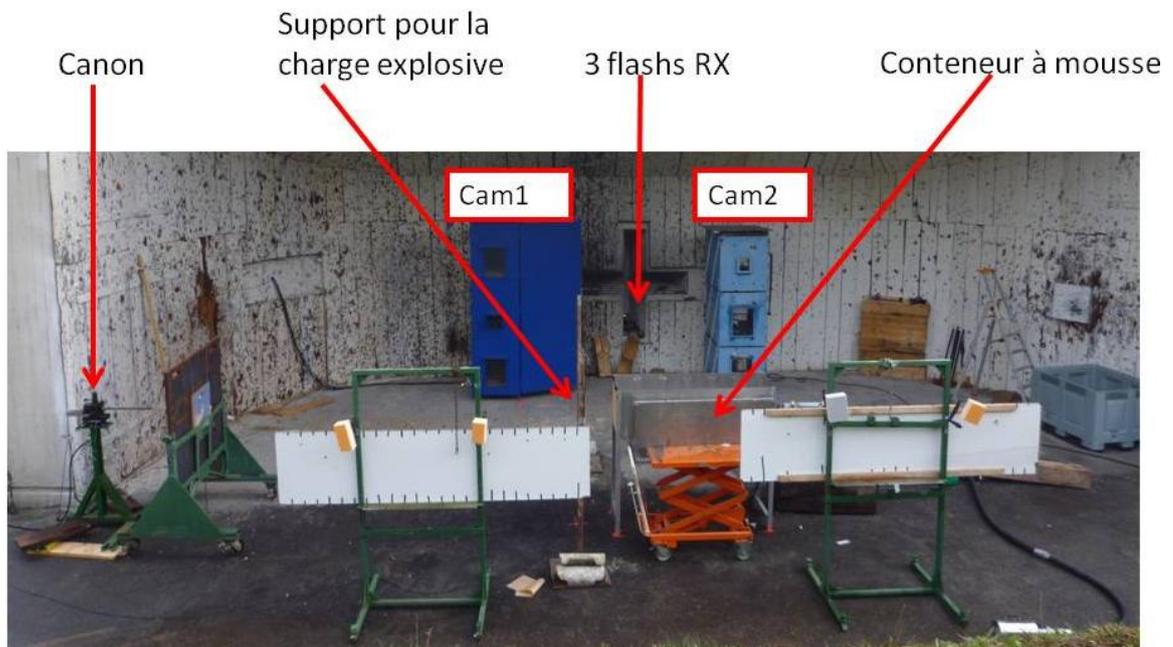


Fig. 119 : Photographie de l'installation

Une fois la barrière franchie, la sphère parcourt une distance d dans l'air pouvant varier entre 4 et 8 m avant d'atteindre le conteneur à mousse parallélépipédique en aluminium d'une longueur de 1500mm et de section carrée de 500mm de côté. Son volume intérieur peut ainsi contenir jusqu'à 375L de mousse de confinement. Une charge explosive optionnelle est suspendue à 0.35m en amont de l'entrée du conteneur à mousse, comme le montre la figure 118. La première caméra (Cam1) enregistre la trajectoire de la sphère entre les abscisses $d-2500$ et $d-500$ mm. La trajectoire de la sphère au travers de la mousse est analysée à l'aide de trois radiographies éclair par rayons X (trois flash RX) dont les délais de déclenchement sont adaptés à la décélération de chaque projectile. La seconde caméra (Cam2) permet de relever la trajectoire de la sphère en aval du conteneur à mousse. Des mires blanches rayées de bandes noires placées dans le champ de Cam1 et Cam2

améliorent la visibilité des projectiles et de l'onde de choc générée par la détonation de la charge explosive optionnelle. Des essais préliminaires ont permis de montrer que le conteneur résiste à une charge 50g de C4 à 350mm de son entrée. Le délai entre l'entrée de l'onde de choc générée dans la mousse et celle de la sphère est contrôlé par le retard choisi entre le court-circuit de la barrière et l'amorçage de la charge explosive, et en fonction de la distance d . La distance d permet aussi de faire varier la vitesse initiale de la sphère. Le tableau 21 reprend l'ensemble des paramètres caractérisant les différents essais réalisés, la caractérisation de la mousse a été détaillée dans la partie §3.2. L'essai 6.21 a montré que le choc généré par la détonation de la charge n'induit pas une réduction de la vitesse de la sphère dans l'air.

n°	Charge explosive	Distance d (m)	Masse volumique de la mousse ρ_{mousse} à 20% près (kg/m ³)	Rayon moyen des bulles (mm)
6.1.	∅	4	∅	∅
6.2.	∅	4	∅	∅
6.3.	∅	4	∅	∅
6.4.	∅	8	∅	∅
6.5.	∅	4	26	0.4
6.6.	∅	4	18	0.4
6.7.	∅	4	49	0.2
6.8.	∅	4	34	0.2
6.9.	∅	8	30	0.4
6.10.	∅	8	23	0.4
6.11.	∅	8	33	0.2
6.12.	∅	8	40	0.2
6.13.	oui	4	19	0.4
6.14.	oui	4	21	0.4
6.15.	oui	4	43	0.2
6.16.	oui	4	46	0.2
6.17.	oui	8	23	0.4
6.18.	oui	8	39	0.4
6.19.	oui	8	41	0.2
6.20.	oui	8	33	0.2
6.21.	oui	8	∅	∅

Tab. 21 :Caractéristiques des essais pour l'interaction sphère/mousse

6.1.1 Mousses utilisées

La mousse retenue pour les essais de ralentissement de fragment présente les caractéristiques suivantes, déjà décrite dans la partie §3.2 :

- génération par le système commercial utilisé par les pompiers : Propak muni de sa lance moyen foisonnement ou le Proportionneur muni d'une lance bas foisonnement
- proportion de 6% d'Ecopol (Bio-ex) et 94% d'eau dans le liquide moussant
- masse volumique entre 15 et 25 kg/m³ (Propak)
- masse volumique entre 25 et 50 kg/m³ (Proportionneur + lance)
- bulles d'un rayon moyen de 0.2mm (Propak) ou 0.4mm (Proportionneur + lance)
- stabilité d'environ 20min

La célérité théorique du son associée à cette taille de bulle est estimée à 35m/s, selon l'étude présentée dans la partie §4.3.2.2.

6.2 Trajectoire de la sphère-projectile dans l'air

Quatre essais préliminaires ont été réalisés avec un conteneur vide. La figure 120 montre un exemple de la trajectoire de la sphère dans l'air pour l'essai 6.1. La ligne continue correspond à la trajectoire de la sphère obtenue par la seconde loi de Newton, équation 40. Les points entre les abscisses d-2000 et d+2000mm ont été relevés sur les vidéos de la caméra 1 et 2 et des trois flashes RX, comme l'indique la figure 121. Trois vitesses caractéristiques sont définies sur ce schéma, V_0 , V_1 et V_2 qui sont respectivement la vitesse de la sphère à la barrière à contact, la vitesse à l'entrée et celle à la sortie du conteneur.

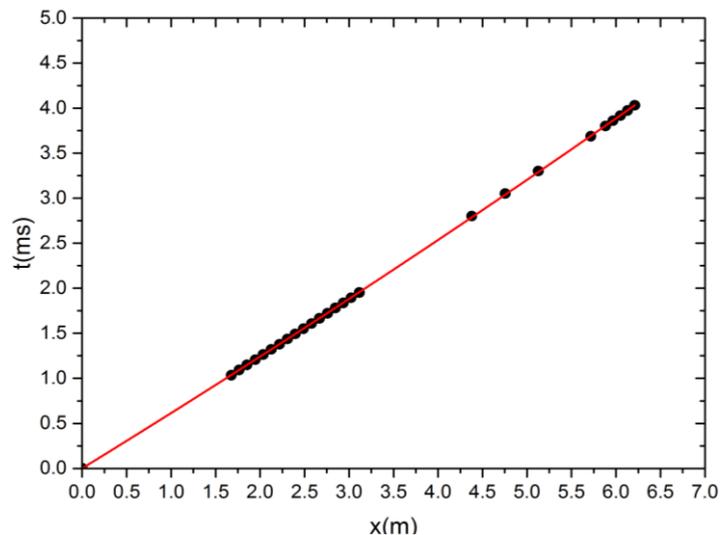


Fig. 120 : Trajectoire de la sphère sans mousse de l'essai 6.1 pour d=4m

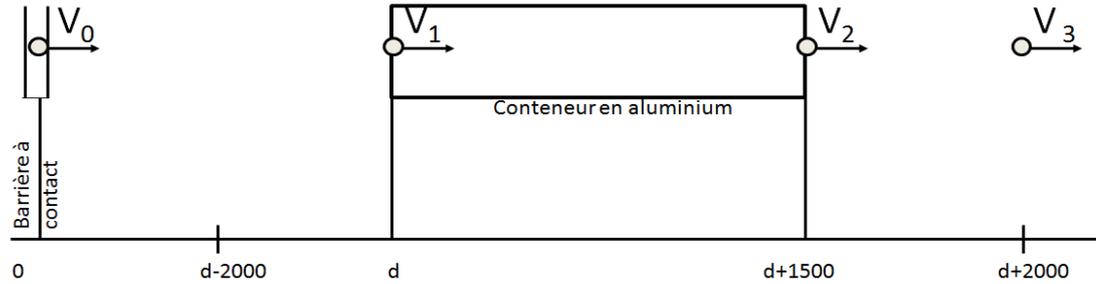


Fig. 121 :Schéma de la configuration étudiée avec la position des vitesses V_0 , V_1 et V_2 par rapport à la position du conteneur en aluminium

En supposant que l'écoulement autour de la sphère supersonique dans l'air soit turbulent et que la viscosité soit négligée, la seconde loi de Newton peut lui être appliquée :

$$m \frac{dV}{dt} = F_{\text{traînée}} = -\frac{\pi \cdot r^2}{2} \rho_{\text{air}} C_d V^2 \quad (42)$$

avec :

r : rayon de la sphère (m)

ρ_{air} : masse volumique de l'air (kg/m^3)

C_d : coefficient de traînée

V : vitesse de la sphère (m/s)

En intégrant deux fois l'équation (39), la relation entre le temps et la distance peut être explicitée :

$$t = \frac{e^{a\rho_{\text{air}}C_d x} - 1}{V_0 a \rho_{\text{air}} C_d} \quad (43)$$

avec :

V_0 : vitesse initiale de la sphère à la sortie du canon (m/s)

A : coefficient géométrique de la sphère définit par $a = \frac{\pi r^2}{2m} = \frac{3}{8\rho_{\text{acier}}}$:

La littérature fournit les valeurs du coefficient de traînée dans l'air pour une sphère supersonique de 6mm de diamètre [141]. La figure 122 donne l'évolution du C_d pour cette sphère de 6mm en fonction de la vitesse initiale V_0 .

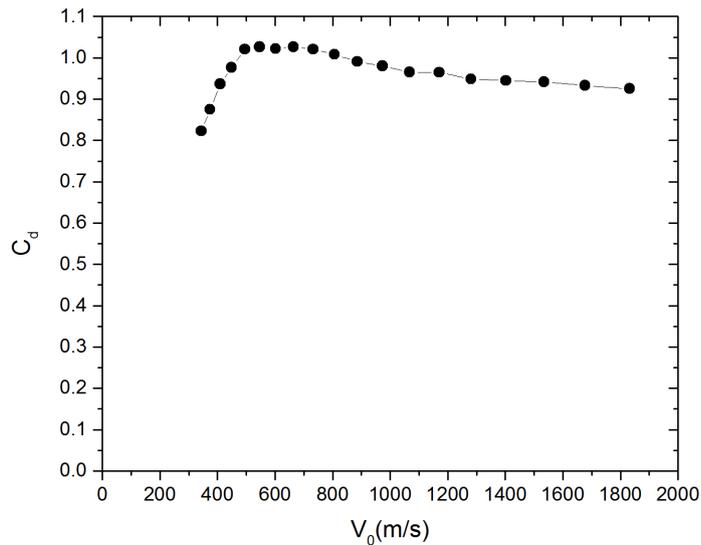


Fig. 122 :Evolution du coefficient de traînée d'une sphère de 6mm en fonction de la vitesse initiale [141]

En fixant la valeur du coefficient de traînée à 0.94 d'après les gammes de vitesses mesurées avec les positions et les instants déterminés expérimentalement, il est alors possible de déterminer la valeur de la vitesse dans l'air à la barrière à contact, V_0 par un ajustement de l'équation 41 aux points expérimentaux avec le logiciel OriginPro. Le tableau 22 présente les valeurs de V_0 pour les quatre essais dans l'air, dont le taux de variation de l'ordre de 2%, il est donc justifié de considérer la vitesse initiale de la sphère reproductible.

n°	Distance d (m)	V_0 (m/s)
6.1	4	1608
6.2	4	1633
6.3	4	1591
6.4	8	1581

Tab. 22 :Valeurs expérimentales de la vitesse initiale V_0 pour une sphère d'acier de 6mm de diamètre à la position de la barrière à contact

6.3 Décélération de la sphère-projectile dans une mousse intacte

6.3.1 Trajectoire de la sphère-projectile dans une mousse

La première caméra fournit la trajectoire en amont du conteneur, dans l'air, les trois flashes RX dans la mousse et la seconde caméra dans l'air en aval du conteneur. La figure 123 présente les trajectoires obtenues pour l'essai 6.5.

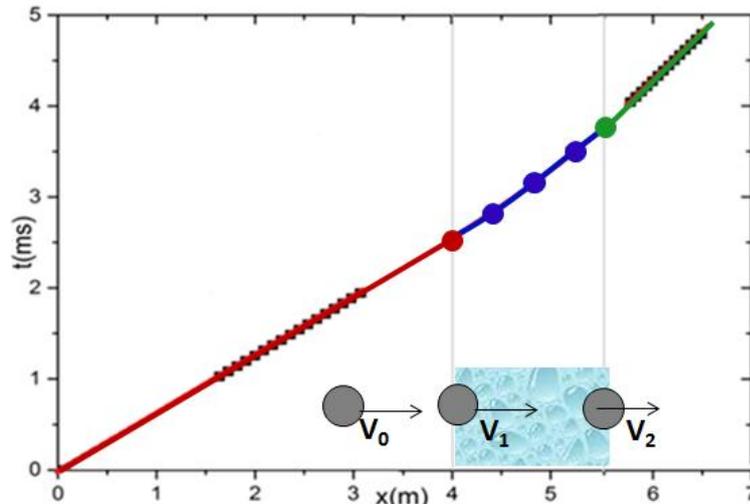


Fig. 123 :Trajectoire d'une sphère avec le conteneur rempli d'une mousse de masse volumique de 26kg/m^3 (essai 6.5)

6.3.2 Détermination du coefficient de traînée de la sphère dans une mousse

Le coefficient de traînée moyen dans l'air entre l'état 0 et 1 est choisi d'après les données présentées sur la figure 122. Il est alors possible de calculer V_0 et les caractéristiques du point d'entrée dans la mousse (x_1, t_1, V_1). Les caractéristiques du point de sortie de la mousse (x_2, t_2, V_2) sont déterminées à partir de la trajectoire filmée par la seconde caméra en choisissant aussi le coefficient C_d moyen entre les états 2 et 3. En première approximation nous avons considéré constant le coefficient de traînée dans la mousse sur la plage de variation de vitesse concernée, nous permettant ainsi d'appliquer la même méthode de détermination de coefficient que celle présentée pour les essais dans l'air. Le coefficient $C_{dmousse}$ est alors déduit par un ajustement de l'équation 42 avec le logiciel OriginPro aux cinq points de la trajectoire de la sphère (trois flashes RX, (x_1, t_1) et (x_2, t_2)). Le schéma de la figure 124 résume la méthode de calcul de $C_{dmousse}$.

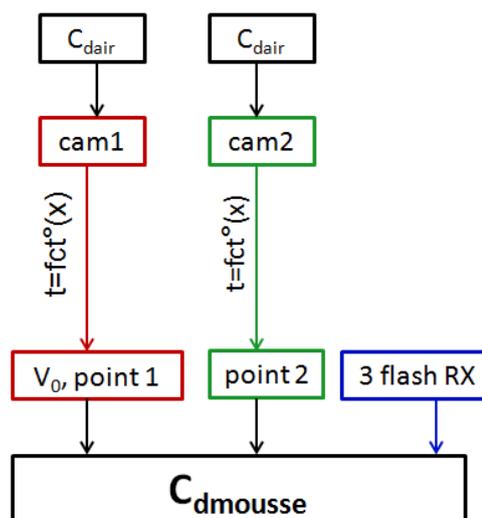


Fig. 124 :Principe de détermination du coefficient de traînée dans la mousse à l'aide des équations 41 et 42

6.3.3 Analyse des résultats

Les figures 125 et 126 représentent la trajectoire de la sphère dans des mousses de quatre masses volumiques différentes pour une distance d de 4 et 8m. La variation de distance d permet de modifier le retard entre l'entrée de l'onde de choc générée par la charge explosive (cf. paragraphe §6.4) dans la mousse et celle de la sphère. Le passage de 4 à 8m entraîne cependant une diminution de vitesse du projectile de l'ordre de 100m/s sur la vitesse à l'entrée de la mousse V_1 . Ces résultats montrent que le passage de la masse volumique d'une mousse de 18kg/m^3 à 49kg/m^3 augmente significativement sa capacité à freiner un projectile supersonique, par exemple pour le cas $d=4\text{m}$.

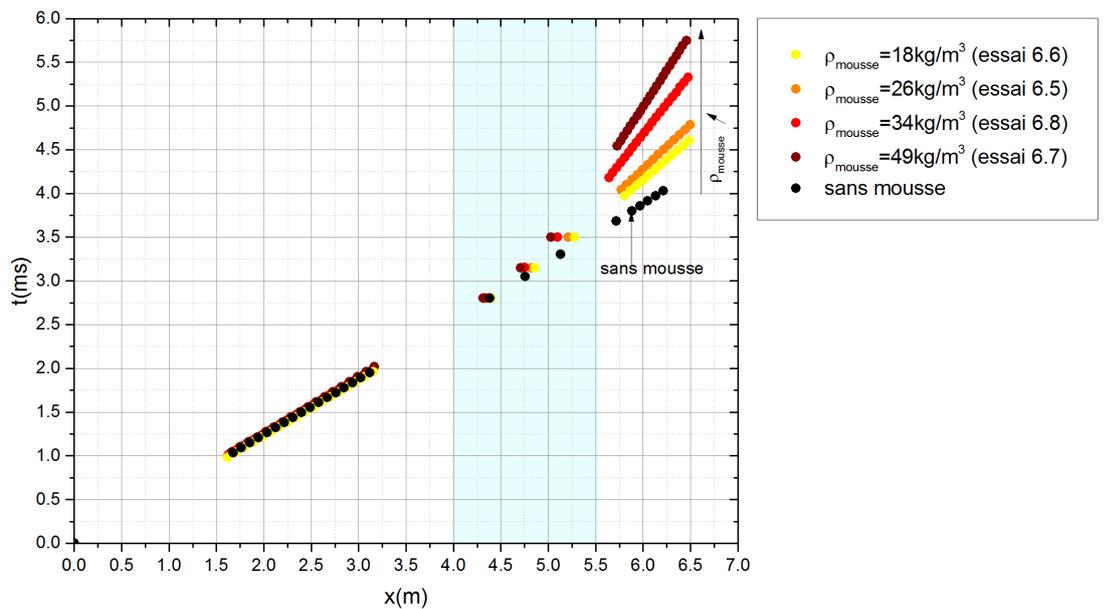


Fig. 125 :Trajectoire de la sphère dans une mousse de différentes densités et dans l'air (essai 6.1) pour $d=4\text{m}$

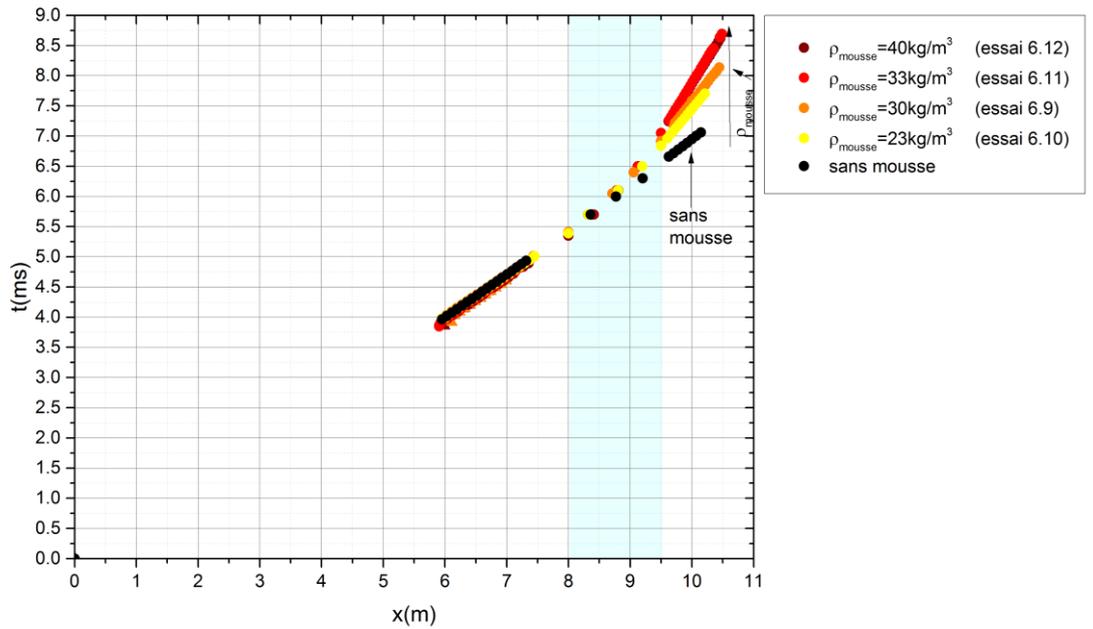


Fig. 126 :Trajectoire de la sphère dans une mousse de différentes densités et dans l'air (essai 6.4) pour d=8m

n°	Distance d (m)	Masse volumique de la mousse à 20% près (kg/m ³)	V ₀ (m/s) à 5% près	V ₁ (m/s) à 5% près	V ₂ (m/s) à 5% près	V ₂ / V ₁	C _d mousse à 20% près
6.5	4	26	1623	1511	983	0.65	0.68
6.6	4	18	1656	1541	1091	0.71	0.49
6.7	4	49	1616	1505	608	0.40	0.74
6.8	4	34	1632	1518	734	0.48	0.78
6.9	8	30	1581	1369	781	0.57	0.72
6.10	8	23	1589	1374	827	0.60	0.62
6.11	8	33	1599	1385	604	0.44	0.92
6.12	8	40	1601	1391	617	0.44	0.83

Tab. 23 : Vitesses V₀, V₁, V₂, coefficients de traînée dans une mousse intacte et rapport de réduction de la vitesse pour les différents essais

Le tableau 23 donne les valeurs obtenues du coefficient de traînée dans la mousse, en fonction de la masse volumique de la mousse et des vitesses de la sphère V₀, V₁, V₂ pour chacun des essais réalisés.

Les coefficients de traînée de la sphère dans la mousse, C_dmousse, en fonction de sa densité sont représentés sur la figure 127, pour une vitesse de l'ordre de 1380m/s et pour une vitesse de l'ordre de 1525m/s. La définition d'un nombre de Reynold étant délicate pour la mousse qui est un fluide non newtonien, nous avons choisi de tracer l'évolution du C_dmousse en fonction de la vitesse initiale de la sphère. En

effet la viscosité de la mousse dépend du taux de cisaillement comme nous l'avons vu dans la partie caractérisation de la mousse (§3.2). On constate des tendances pour le coefficient de traînée de la sphère dans la mousse :

- $C_{dmousse}$ semble plus élevé pour les densités les plus importantes
- $C_{dmousse}$ semble diminuer avec l'augmentation de vitesse du projectile.

Cette tendance devra cependant être examinée plus précisément en élargissant le domaine d'étude en vitesse de sphère. Un domaine de masse volumique plus large pour la mousse et une maîtrise améliorée de la qualité de production du volume de mousse permettront sûrement de se prononcer sur ces tendances.

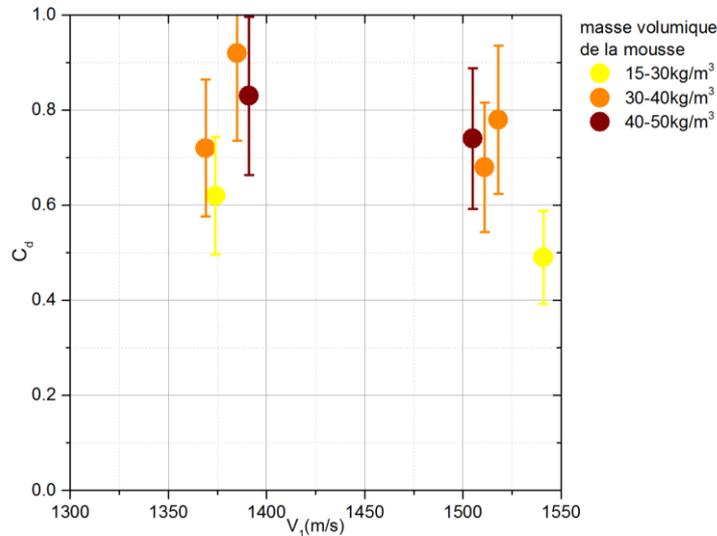


Fig. 127 : Evolution du coefficient de traînée dans la mousse entre 1375 et 1525m/s en fonction de trois densités de mousse

6.3.4 Evaluation de l'efficacité du ralentissement de la sphère à volume constant de mousse

En repartant de la seconde loi de Newton (équation 39), l'équation 42 donne la vitesse en fonction de x, de la masse volumique et du coefficient de traînée dans la mousse et des paramètres de l'objet supersonique :

$$V = V_0 e^{-kx} \quad (44)$$

avec :

V_0 : vitesse initiale de la sphère (m/s)

k : défini par la relation suivante

$$k = \frac{A}{2m} \rho_{mousse} C_{dmousse} \quad (45)$$

avec :

A : surface du fragment (m^2)

m : masse du fragment (kg)

$C_{dmousse}$: coefficient de traînée dans la mousse

ρ_{mousse} : masse volumique de la mousse (kg/m^3)

Le facteur k représente ainsi le coefficient de ralentissement du projectile en fonction de la distance parcourue et quantifie par conséquent l'efficacité de la mousse sur une distance donnée.

Les valeurs du coefficient d'atténuation k pour les différents essais réalisés sont présentées dans le tableau 24, en comparaison avec les valeurs issues de la littérature. Les essais d'Adams ont permis de déterminer des coefficients de traînée dans des mousses de polyuréthane (PU) [128]. La méthode de détermination de la vitesse est basée sur la loi d'induction de Faraday. Ces coefficients ont été définis pour un projectile cubique en Tantale lancé avec une vitesse initiale de 1200m/s sur une épaisseur de 0.3m de mousse. La mousse de PU semble plus efficace que la mousse aqueuse pour réduire un projectile supersonique. Les essais de Miller concerne le projectile d'un canon 5"/54 (127mm) [127]. Ce dernier a été équipé d'un système de confinement du bruit par épaisseur de mousse variable entre 0.5 et 1.5m. A même masse volumique, la mousse utilisée lors de nos essais est plus efficace que la mousse aqueuse de Miller.

	Essai 6.5	Essai 6.12	PU [128]	PU [128]	PU [128]	5"/54 [127]
Ordre de grandeur de la vitesse initiale sans mousse (m/s)	1500	1400	1250	1250	1250	800
$A/2m$ (m ² /kg)	0.016	0.016	0.02	0.02	0.02	0.0011
ρ_{mousse} (kg/m ³)	26	40	80	160	320	28
C_{dmousse}	0.68	0.83	1.1	1.4	1.9	1.82
k (m ⁻¹)	0.28	0.53	1.1	2.9	7.9	0.06

Tab. 24 : Comparaison des valeurs expérimentales du coefficient d'atténuation avec deux études de la littérature [127,128]

A l'aide de l'équation 43 et des valeurs de C_{dmousse} présentées dans le tableau 24, l'évolution du rapport de vitesse V_2/V_1 est tracée en fonction de l'épaisseur de mousse traversée sur la figure 128. Ces rapports ont été calculés pour une sphère de diamètre 6mm, projetée à une vitesse initiale de l'ordre de 1450m/s dans une épaisseur de mousse allant jusqu'à 1.5m et par extrapolation jusqu'à 2m. Ce graphique permet de déterminer rapidement l'épaisseur de mousse aqueuse d'une densité donnée nécessaire à un certain ralentissement. Par exemple, une épaisseur de 1.5m de mousse entre 30 et 50kg/m³, permet approximativement de réduire la vitesse de la sphère de moitié.

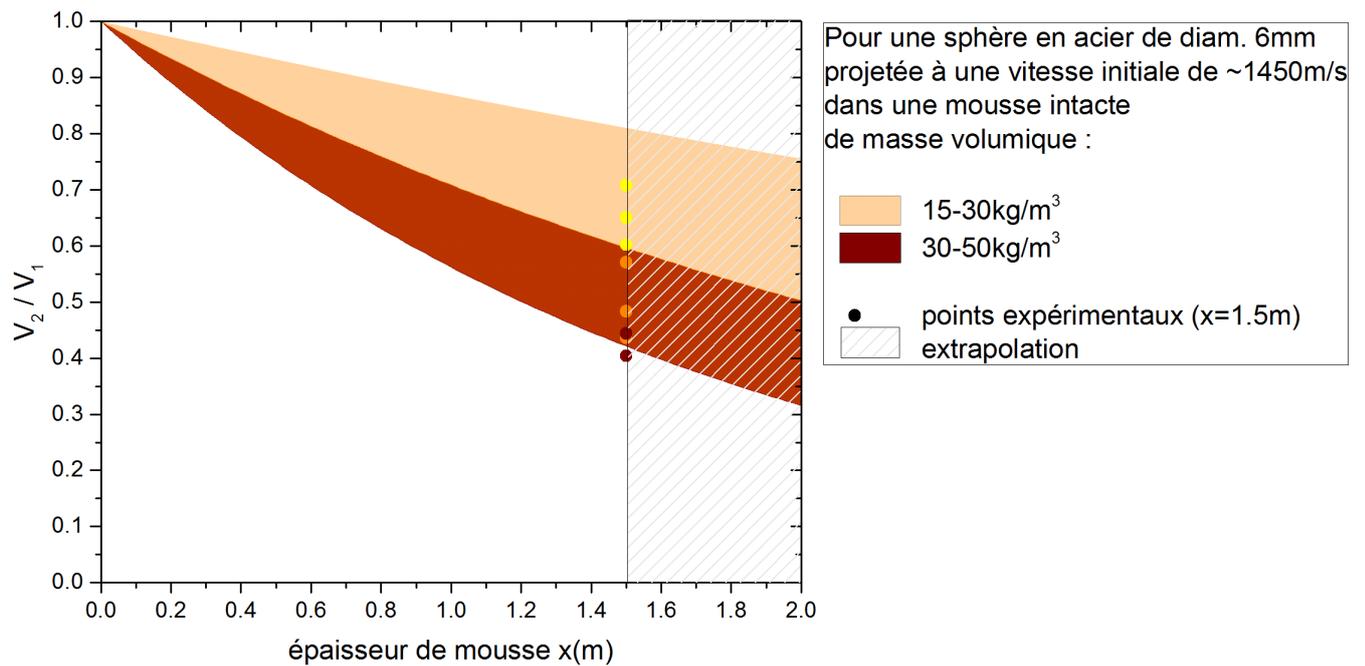


Fig. 128 : Coefficient de réduction de vitesse en fonction de l'épaisseur de mousse intacte pour deux domaines de masse volumique de mousse et pour une sphère de 6mm de diamètre pour une vitesse V_1 de l'ordre de 1450m/s

6.4 Décélération d'une sphère- projectile dans une mousse pré-choquée

6.4.1 Dispositif expérimental

Dans le cas des mousses pré-choquées, nous nous sommes tout d'abord assuré que le choc atteignait bien la fin du conteneur de mousse avant le projectile. Le cas d'un projectile dépassant le choc en cours de traversée n'a pas été considéré. Pour ce faire, la distance d entre la barrière et le conteneur a été judicieusement choisie. Le conteneur à mousse est équipé de quatre capteurs de pression PCB 113A22 reliés à un conditionneur ICP 482A22 fournissant les différentes évolutions de pression et par conséquent les temps d'arrivée du choc à chaque position. Les capteurs sont ainsi placés à 0.65, 0.95, 1.25, 1.55m de la charge explosive. Le montage est présenté en figure 129.

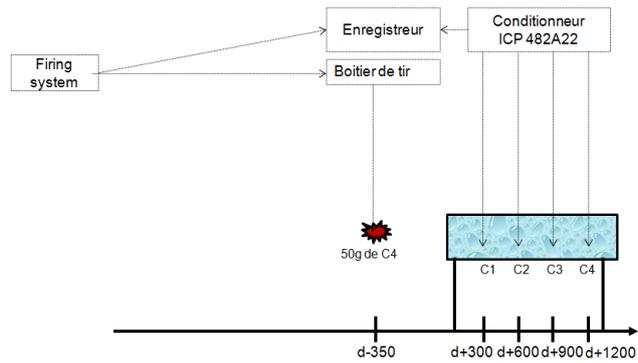


Fig. 129 :Schéma du montage pour mesurer la pression de l'onde transmise dans le conteneur de mousse

Les profils de surpression obtenus sont présentés sur la figure 130 pour un essai sans mousse (courbes en noir) et avec des mousses (courbes en couleur) de masse volumique 20 et 40 kg/m³. Qualitativement, on peut observer une certaine reproductibilité des signaux de pression dans la mousse, suffisante pour les premières millisecondes de chaque profil afin de déterminer les temps d'arrivée de l'onde transmise sur les trois premiers capteurs. Aucun temps d'arrivée n'a pu être mesuré sur les signaux du quatrième capteur. Les flèches sur les profils indiquent le temps d'arrivée (t_a) déterminé pour chaque capteur. Les différentes valeurs sont consignées dans le tableau 25 avec l'écart-type et la valeur moyenne pour chaque capteur. La dispersion obtenue est inférieure à 3%.

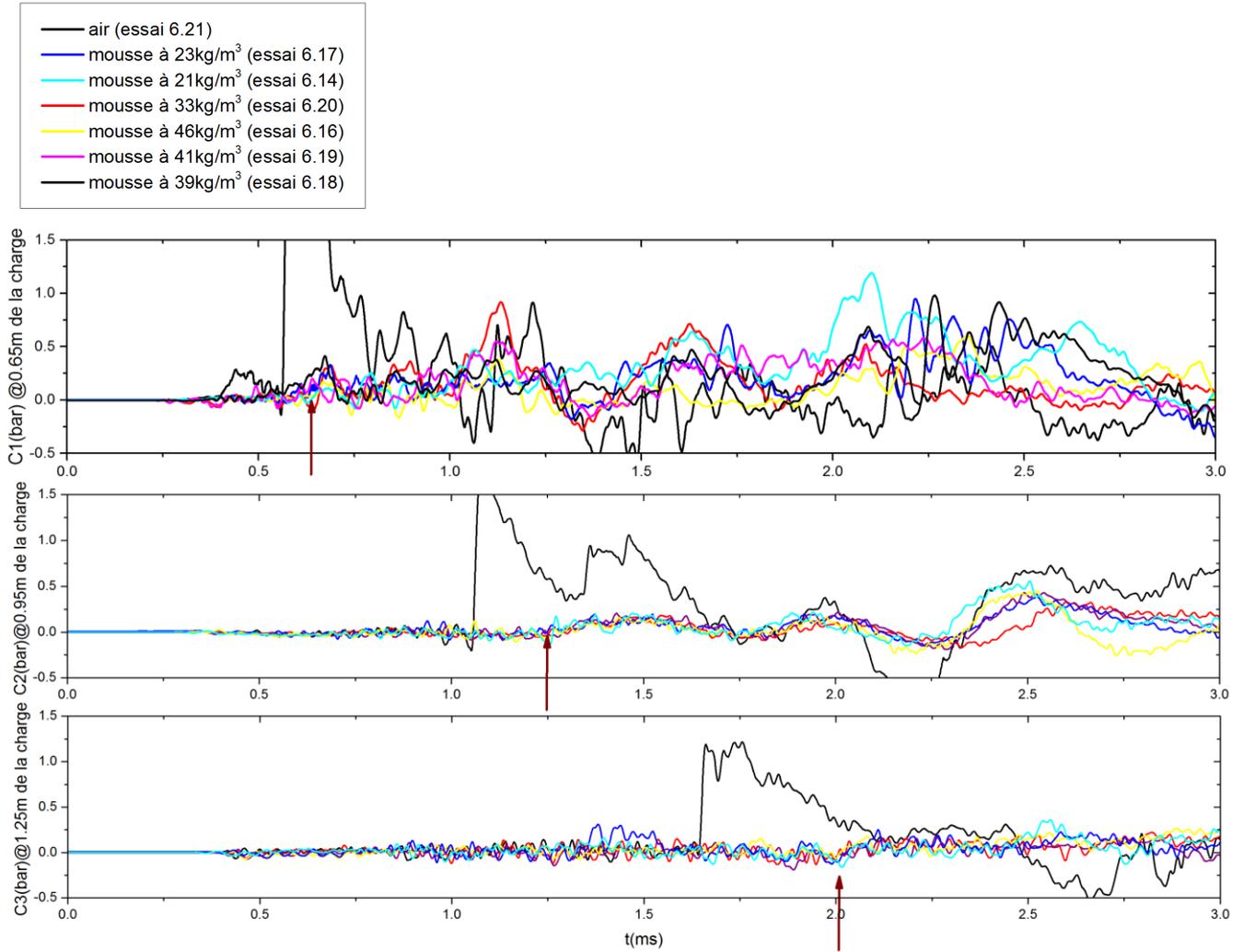


Fig. 130 : Profils des surpressions enregistrés par les capteurs placés au fond du conteneur rempli ou non de mousse (essai 6.1 (air), 6.20, 6.14, 6.16 et 6.15)

	t_a pour C1 (ms)	t_a pour C2 (ms)	t_a pour C3 (ms)
6.17 (23kg/m³)	0.628	1.244	1.989
6.14 (21kg/m³)	0.627	1.259	2.016
6.20 (33kg/m³)	0.641	1.247	1.949
6.16 (46kg/m³)	0.649	1.246	1.999
6.19 (41kg/m³)	0.596	1.279	2.006
6.18 (39kg/m³)	0.612	1.322	1.989
Ecart-type	0.019	0.030	0.023
Moyenne	0.625	1.266	1.991
Taux de variation %	3	2	1

Tab. 25 : Valeurs des temps d'arrivée de l'onde transmise dans la mousse au cours des quatre essais et l'étude statistique associée

6.4.2 Trajectoire de la sphère et du choc dans une mousse pré-choquée

Les diagrammes x-t représentant la trajectoire de l'onde transmise dans la mousse et celle de la sphère sont présentés sur les figures 131 et 132 pour $d=4$ et $d=8$ m. Dans le cas où $d=4$ m, la sphère se propage 1ms juste après le choc, les gouttelettes formées dans le conteneur ne sont descendues que d'environ $5\mu\text{m}$ (équation de chute libre). Pour $d=8$ m, la sphère arrive environ 3ms après le choc, ce qui correspond à une chute libre d'environ $45\mu\text{m}$ pour les gouttelettes. Dans les deux cas considérés, le temps de chute libre entre le passage du choc et l'arrivée du projectile n'est pas suffisant pour entraîner une diminution de la masse volumique apparente du mélange air/liquide émulseur. Les signaux de pression enregistrés ne sont pas directement exploitables pour conclure quant à la structure de la mousse après le passage de l'onde de choc, à la manière des essais présentés précédemment (partie §4 et §5). En revanche, l'observation directe du conteneur immédiatement après le tir nous montre que la mousse a bien été détruite. De plus dans la partie §4.3.2.5, nous avons montré que le temps caractéristique de fin de relaxation est de l'ordre de 5ms : la mousse fragmentée n'a donc pas encore été entraînée loin de sa position initiale par le passage de l'onde de choc au moment du passage du projectile, quelle que soit la configuration considérée.

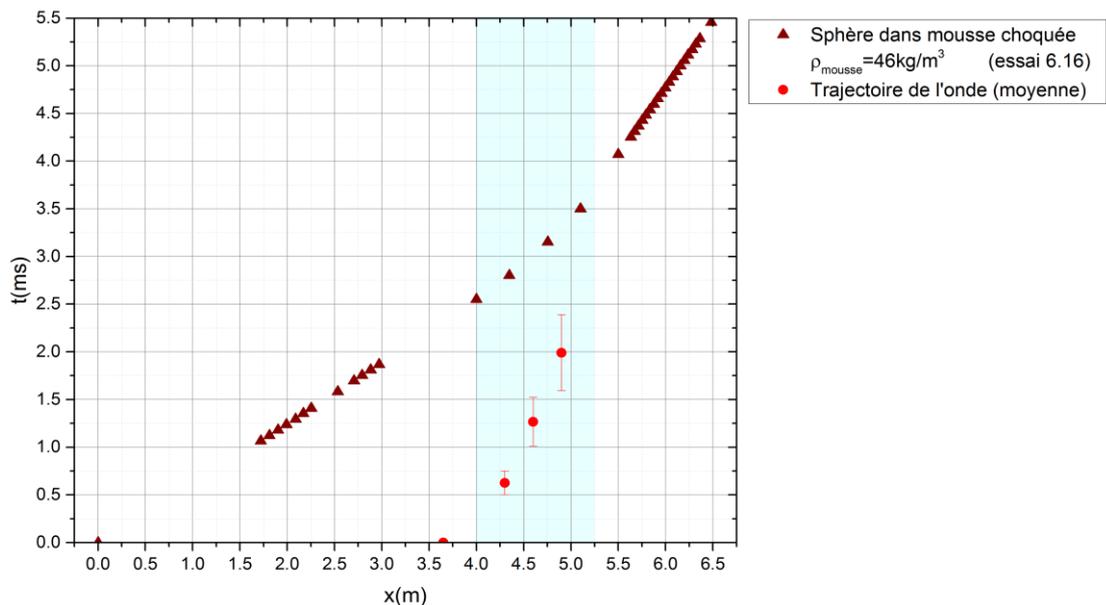


Fig. 131 :Trajectoire de la sphère et de l'onde transmise dans un conteneur rempli de mousse de 46 kg/m^3 avec $d=4$ m (essai 6.16)

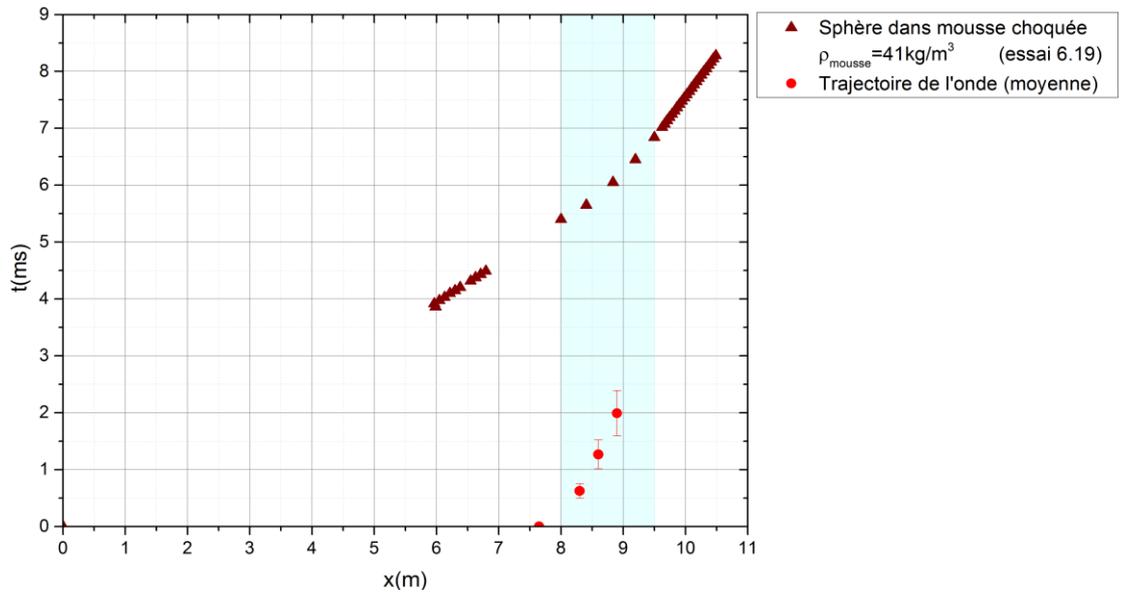


Fig. 132 :Trajectoire de la sphère et de l'onde transmise dans un conteneur rempli de mousse de 41 kg/m^3 avec $d=8\text{m}$ (essai 6.19)

6.4.3 Analyse des résultats

Les figures 133 et 134 représentent la trajectoire de la sphère dans des mousses pré-choquée de quatre masses volumiques différentes pour une distance d de 4 et 8m. La variation de distance d permet de modifier le retard entre l'entrée de l'onde de choc générée par la charge explosive dans la mousse et celle de la sphère. Comme pour la mousse intacte, plus la densité de la mousse est importante plus la sphère est ralentie dans les deux cas.

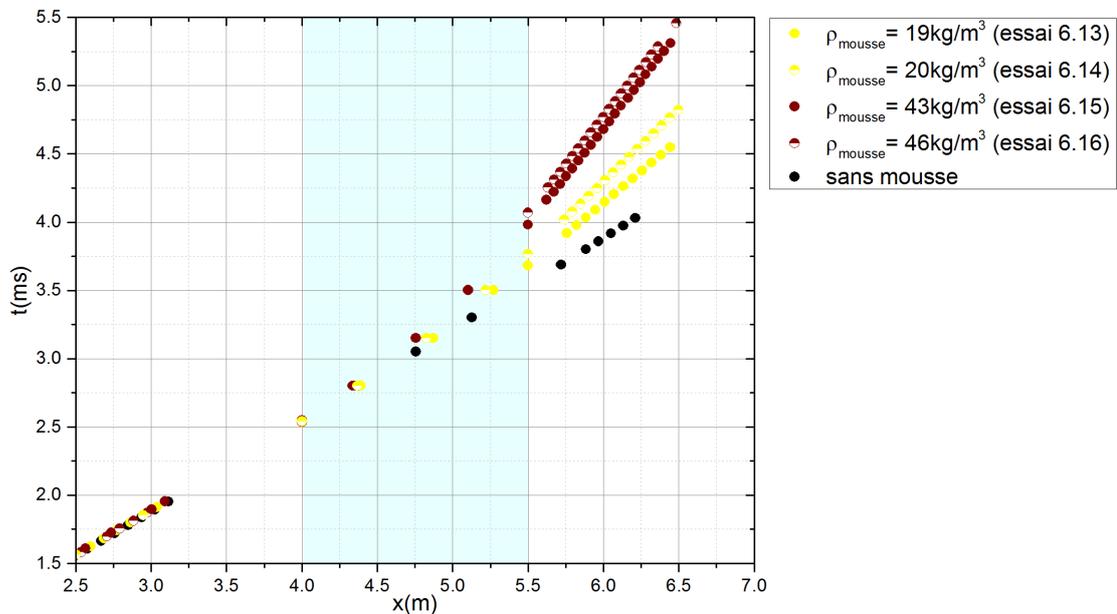


Fig. 133 :Trajectoire de la sphère dans une mousse pré-choquée de différentes densités et dans l'air (essai 6.1) pour $d=4\text{m}$

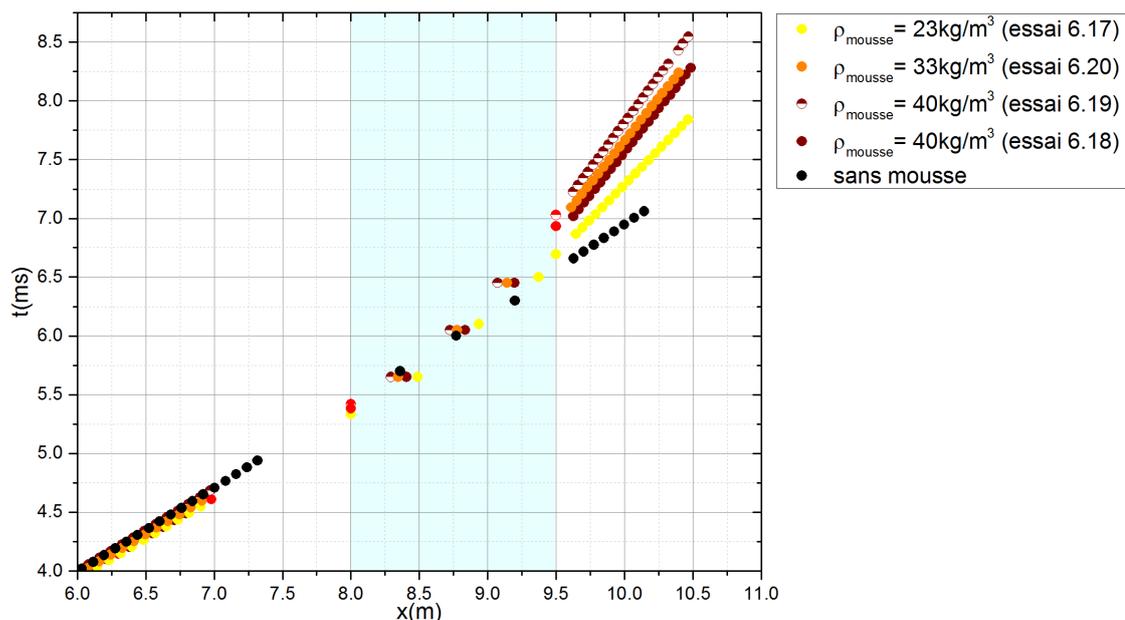


Fig. 134 :Trajectoire de la sphère dans une mousse pré-choquée de différentes densités et dans l'air (essai 6.21) pour $d=8\text{m}$

Le tableau 26 donne les valeurs du coefficient de traînée dans la mousse pré-choquée, en fonction de la masse volumique et des vitesses de la sphère pour chacun des essais réalisés. Ces valeurs ont été déterminées à l'aide des diagrammes $x-t$ et de la même méthode que pour le cas d'une mousse intacte.

n°	Distance d (m)	Masse volumique de la mousse à 20% près (kg/m^3)	V_0 (m/s) à 5% près	V_1 (m/s) à 5% près	V_2 (m/s) à 5% près	V_2/V_1	C_{dmousse} à 20% près
6.13	4	19	1636	1523	1097	0.72	0.68
6.14	4	20	1631	1518	951	0.63	0.84
6.15	4	43	1627	1514	717	0.47	0.64
6.16	4	46	1635	1521	713	0.47	0.78
6.17	8	23	1613	1397	850	0.60	0.59
6.18	8	40	1608	1392	690	0.49	0.74
6.19	8	40	1586	1373	645	0.47	0.78
6.20	8	33	1598	1384	691	0.50	0.91

Tab. 26 :Vitesse V_0 , V_1 , V_2 , coefficients de traînée dans une mousse pré-choquée et rapport de réduction de la vitesse pour les différents essais

Les coefficients de traînée dans la mousse choquée en fonction de sa densité sont représentés sur la figure 135, pour une vitesse de l'ordre de 1380m/s et pour une vitesse de l'ordre de 1525m/s. On constate à nouveau une légère diminution du coefficient $C_{dmousse}$ dans une mousse pré-choquée avec l'augmentation de vitesse de la sphère. En revanche, il ne semble plus y avoir de dépendance claire entre $C_{dmousse}$ et la masse volumique de la mousse sur la plage de vitesse considérée dans cette étude.

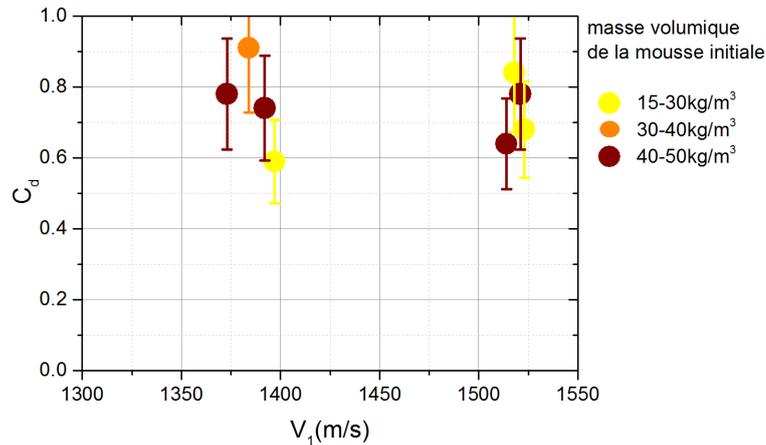


Fig. 135 : Evolution du coefficient de traînée entre 1375 et 1525ms dans la mousse pré-choquée en fonction de trois densités de mousse

6.4.4 Evaluation de l'efficacité du ralentissement de la sphère à volume constant de mousse

A l'aide de l'équation 43 et des valeurs de $C_{dmousse}$ présentées dans le tableau 26, l'évolution du rapport de vitesse V_2/V_1 est tracée en fonction de l'épaisseur de mousse traversée sur la figure 136. Ces rapports ont été calculés pour une sphère de diamètre 6mm, projetée à une vitesse initiale de l'ordre de 1450m/s dans une épaisseur de mousse allant jusqu'à 1.5m et par extrapolation jusqu'à 2m. Les zones correspondant à l'atténuation fournie par la mousse choquée sont identifiées par les rayures. Comme mentionné précédemment, le pré-choc de la mousse ne semble pas modifier significativement l'efficacité de la mousse à freiner le projectile par rapport à la mousse intacte.

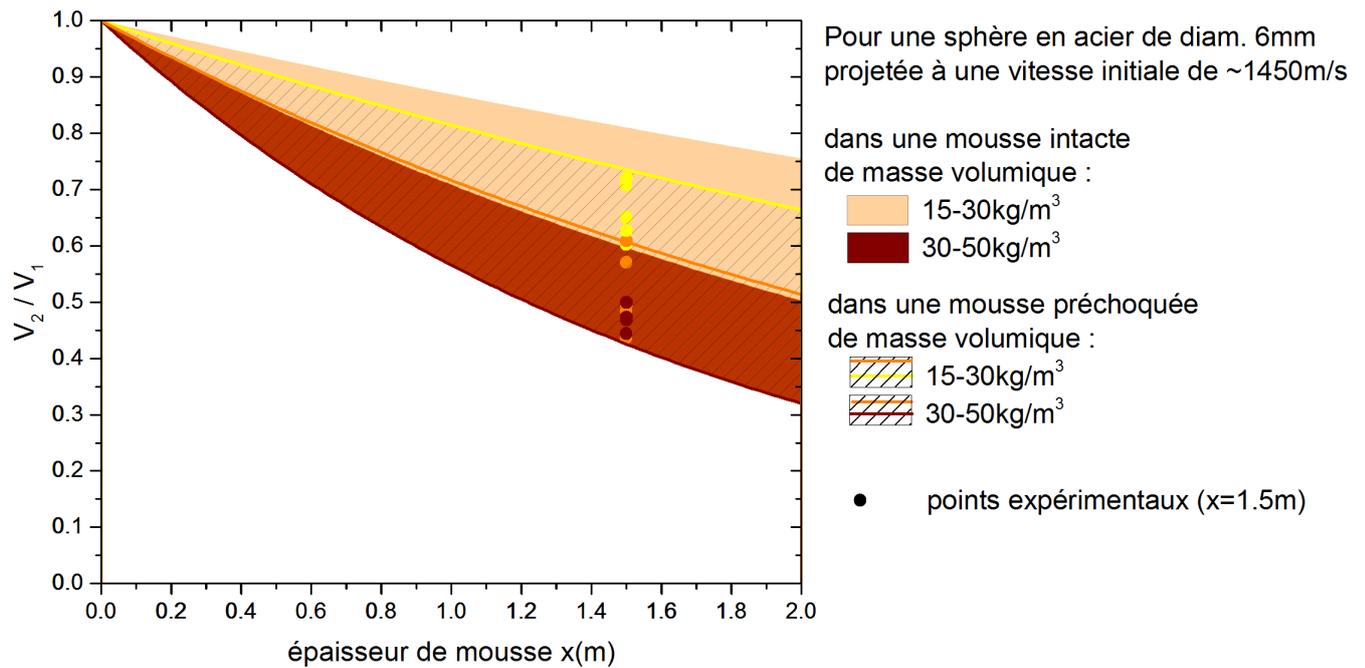


Fig. 136 : Coefficient de réduction de vitesse en fonction de l'épaisseur de mousse pour deux domaines de masse volumique de mousse préchoquée et intacte pour une sphère de 6mm de diamètre pour une vitesse V_1 de l'ordre de 1450m/s

6.5 Cas concret : charge à fragmentation ISL

Après avoir décomposé les effets générés par la charge de référence à fragmentation ISL en configurations monodimensionnelles plus simples, nous avons confronté les résultats obtenus à l'essai d'une charge complète. Les vitesses de fragments métalliques projetés par la détonation de la charge en sortie de système de confinement ont été comparées aux abaques déterminées précédemment. L'objectif de cet essai est de confirmer l'aptitude à réduire la vitesse de fragments métalliques d'un dôme de mousse entourant une charge explosive en configuration réelle.

La charge référence ISL, composée d'explosif C4 moulé sous forme de cylindre et entouré des nombreuses billes est posée au sol, au centre d'une tente Quechua 2'' (4places). Le volume de la tente est de 6m³ de mousse générée avec le Propak et le liquide moussant à 6% d'Ecopol. Les dimensions de la configuration 1 sont présentées en figure 137. Nous avons aussi étudié l'influence de la présence d'un gap d'air entre la charge explosive et le système d'atténuation (configuration 2 présentée en figure 138). L'utilisation opérationnelle d'une tente de mousse impliquerait généralement la présence d'un volume accessible pour le démineur et ses outils d'intervention.

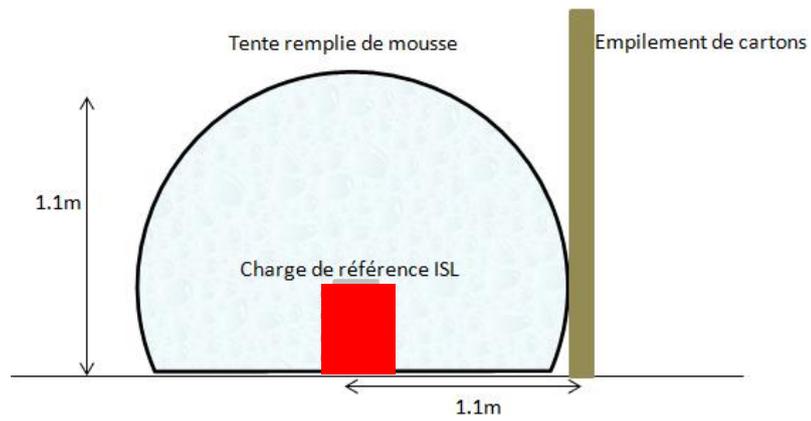


Fig. 137 :Schématisation et dimensions de l'installation avec une charge de référence ISL placée dans une tente remplie de mousse (config. 1)

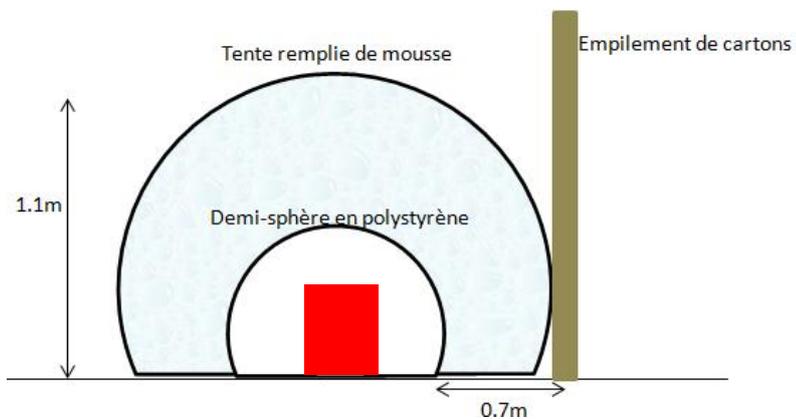


Fig. 138 :Schématisation et dimensions de l'installation avec une charge de référence ISL placée dans un espace d'air et une tente remplie de mousse (config. 2)

La vitesse de sortie de mousse des sphères métalliques à été déterminée à l'aide d'un piège calibré comprenant un empilement de feuilles de carton spécifique. En fonction de la profondeur de pénétration mesurée, une courbe de calibration fournit la vitesse d'entrée du projectile. Le piège à bille a été placé à 1.1m du centre de la charge, au contact de la tente, dans le cas de la configuration 1, comme le montre la figure 139.



Fig. 139 :Photo de l'installation avec la tente Quechua

L'incertitude sur la vitesse d'impact mesurée par la méthode des cartons provient de plusieurs sources :

- le relevé en lui-même des impacts des billes
- l'évaluation de l'incidence de la bille par rapport au piège
- l'incertitude sur la courbe de calibration
- l'état des cartons avant le tir : humidité, plénitude etc...

En première approximation, l'incertitude sur la mesure de vitesse a été estimée à 20%. La figure 140 donne un exemple d'une plaque de carton du piège après un essai.

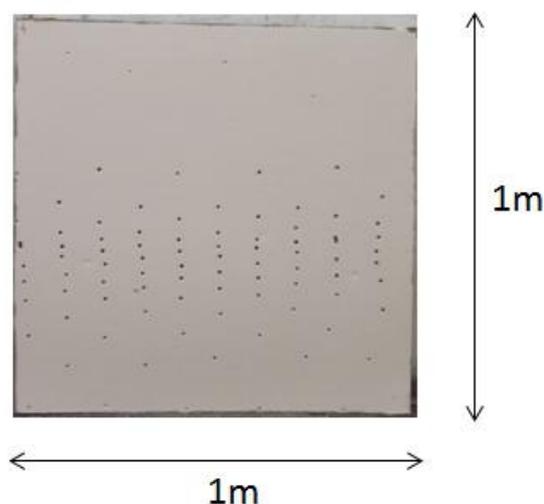


Fig. 140 : Une feuille de carton post-mortem à 1.1m de la tente qui possède au centre la charge explosive de 1.4kg de TNT entourée de sphères de 6mm de diamètre

Trois essais (deux en configuration 1 et un en configuration 2) ont été réalisés avec une mousse de masse volumique de $40\text{kg/m}^3 \pm 20\%$. Seules les sphères les plus rapides arrivant perpendiculairement aux cartons sont considérées dans cette analyse. La loi de décroissance en vitesse V/V_0 dans une mousse de masse volumique de 40kg/m^3 , issue de la partie §6.4.4, est représentée par une ligne rouge sur la figure 141.

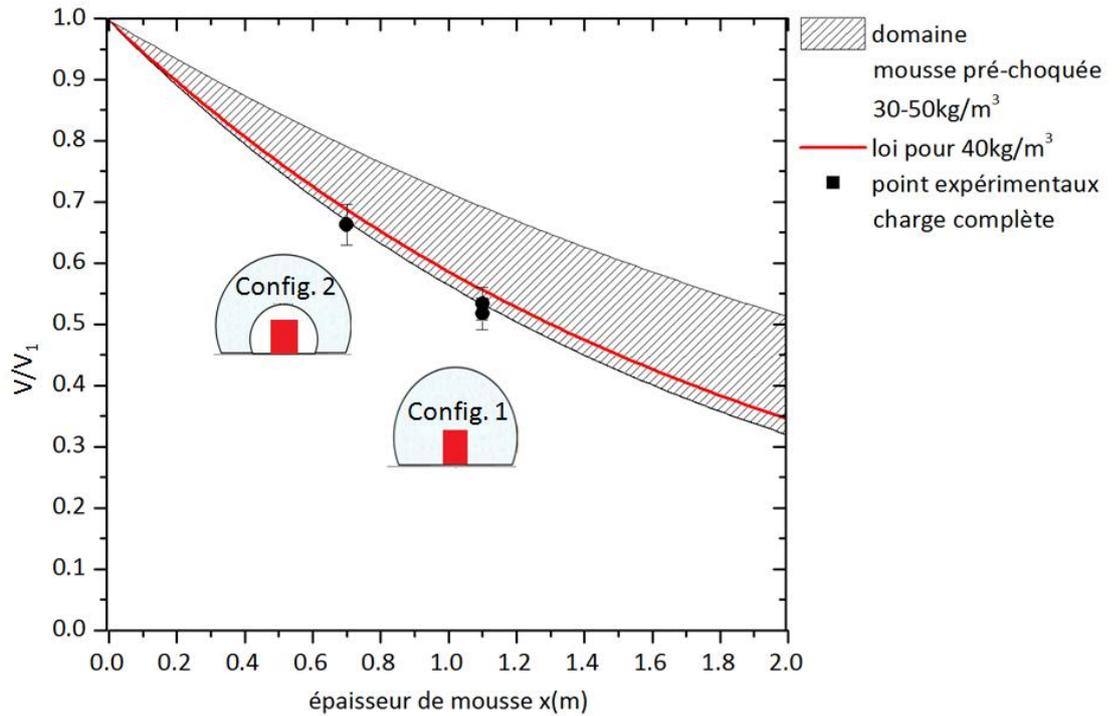


Fig. 141 : Evolution du rapport de vitesse pour la mousse étudiée et pour les deux configurations expérimentales utilisées avec une charge de référence ISL

La réduction de vitesse mesurée pour les trois essais semble peu différente de celle prévue pour une sphère unitaire dans l'abaque. Il ne semble pas que l'espace d'air entre la charge et la mousse joue un rôle particulier sur la réduction de vitesse pour la sphère, cet espace d'air étant d'épaisseur réduite. L'atténuation du souffle serait sûrement modifiée de façon plus importante, les niveaux de pression de l'onde de souffle traversant la mousse étant significativement différents dans les deux configurations. Les courbes fournies dans la partie § 6.4 semblent bien pouvoir servir de points de départ pour le dimensionnement de système de protection contre les effets de la charge EEI de référence ISL avec un volume de mousse.

6.6 Conclusions

Une configuration de propagation d'un projectile sphérique unique de 6mm de diamètre dans un conteneur métallique de 1.5m de long rempli de mousse aqueuse nous permis d'étudier précisément le ralentissement d'un fragment unitaire représentatif de la charge à fragmentation de référence. Nous avons déterminé des valeurs du coefficient de traînée d'une sphère supersonique en acier dans une mousse de masse volumique comprise entre 15 et 50kg/m³. Deux cas ont été considérés:

- la sphère traverse une mousse intacte: loin de la charge, l'onde de souffle est ralentie par la mousse et la divergence hémisphérique, le projectile se propage devant le choc (cas 1)
- la sphère traverse une mousse pré-choquée: configuration correspondante à la propagation proche de la position initiale de la charge, lorsque le projectile n'a pas encore rattrapé l'onde de choc de tête (cas 2)

A l'aide de trois flashes à rayons X enregistrant la trajectoire de la sphère dans la mousse et de deux caméras rapides permettant de mesurer la trajectoire de la sphère à l'entrée et à la sortie du conteneur de mousse, une valeur du coefficient de traînée dans la mousse a pu être déterminée en fonction de la masse volumique et de la vitesse à l'entrée de la mousse : 1375 et 1525m/s. En première approximation, le coefficient de traînée a été considéré constant sur l'épaisseur de mousse considérée.

Dans le cas 1, le coefficient de traînée de la sphère (C_d) dans la mousse a été estimé pour une vitesse initiale de la sphère de 1375m/s et de 1525m/s. Un coefficient d'atténuation par unité de longueur de matériau traversé a été estimé : de l'ordre de 0.2m⁻¹ ($C_d=0.5-0.6$) pour une mousse de masse volumique entre 15 et 30kg/m³, et de l'ordre de 0.5m⁻¹ ($C_d=0.7-0.9$) entre 30 et 50kg/m³. Ces valeurs ont été comparées avec les deux autres études de la littérature portant sur un projectile supersonique se déplaçant dans une mousse. La mousse aqueuse étudiée est apparue moins efficace qu'une mousse polyuréthane mais plus efficace qu'une autre mousse liquide de masse volumique apparente similaire. A l'issue de cette étude, on a pu conclure qu'une épaisseur de 1.5m de mousse intacte à 50kg/m³ suffit pour réduire approximativement de moitié la vitesse initiale (de l'ordre de 1450m/s) de la sphère considérée.

Dans le cas 2, la mousse a été pré-choquée par la détonation d'une charge explosive placée à 35cm devant l'entrée du bac. Nous avons pu constater qu'à l'instant où la sphère entre dans le bac de mousse, les gouttelettes issues du pré-choquage de la mousse n'ont pas eu le temps ni de se déplacer dans le sens de l'écoulement (instant inférieur au temps de relaxation) ni de descendre vers le fond du conteneur sous l'effet de la gravité. Le coefficient de traînée et le coefficient d'atténuation varient peu par rapport au cas d'une mousse intacte, à vitesse de projectile et masse volumique comparables. Cette observation s'applique à une vitesse initiale de la sphère de 1375 et de 1525m/s, à une masse volumique entre 15 et 60 kg/m³, et un délai entre choc et sphère de 3 à 4 ms.

7 Conclusions

L'objectif de cette étude était de concevoir des configurations monodimensionnelles simples permettant d'améliorer la compréhension des phénomènes d'atténuation du souffle et de réduction de vitesse des fragments lors de la détonation d'une charge explosive de type EEI à fragmentation. Cet engin artisanal contient une charge explosive de 1.35kg d'équivalent TNT entourée de billes métalliques d'une mousse de l'ordre de 1g projetées à une vitesse de 1600m/s.

Des essais préliminaires et de nombreux résultats issus de la littérature ouverte ont montré qu'une couche de mousse placée au voisinage d'une charge explosive permet d'en réduire significativement l'onde de souffle pour des distances réduites supérieures à $0.3\text{m/kg}^{1/3}$. Dans le cas d'une charge explosive de référence générant des fragments métalliques, le rayon de létalité à 90% est de 1m pour le souffle et de 100m pour les éclats métalliques. Des essais réalisés à l'ISL en 2012 ont montré une réduction significative de la vitesse de billes métalliques projetées par explosifs, laissant ainsi entrevoir une potentielle diminution importante du rayon de létalité global de la charge de référence par un système de protection à base de mousse aqueuse.

L'étude d'un système complet d'atténuation a été décomposée en plusieurs étapes décrivant des configurations monodimensionnelles :

- interaction choc mousse en géométrie hémisphérique
- interaction choc mousse en tube à choc
- ralentissement projectile-sphère unique par de la mousse intacte
- ralentissement projectile-sphère unique par de la mousse choquée
- validation des résultats sur un essai complet.

La réalisation des différentes étapes dépendait de la capacité à produire rapidement une mousse aqueuse stable, en grande quantité, de masse volumique supérieure à 50kg/m^3 et dont les diamètres des bulles soient variables et contrôlés. Dans la partie §3.2, à l'aide de méthodes de caractérisation classiques pour les mousses, un émulseur a été retenu parmi huit candidats identifiés par les services de lutte contre l'incendie : l'Écopol de Bio-ex. Il a été choisi pour son aptitude à générer de la mousse (moussabilité) suffisamment stable pendant plus de 20 minutes. Les différentes mousses de référence ont été générées à l'aide de trois systèmes de génération classique (diffusion d'air, focalisation du flux ou Venturi), correspondant chacun à une configuration expérimentale. Les mousses produites présentent des rayons de bulle moyens de 0.4 ou 1.2mm et une masse volumique comprise entre 15 et 60kg/m^3 .

L'étude de l'interaction choc mousse (partie §4 et §5) a mis en évidence une modification des profils de pression dans la mousse par rapport à la propagation dans l'air. Les expériences en tube à choc ont permis d'observer l'influence de la taille de bulles sur la forme des profils de pression. En lieu et place de la discontinuité classique d'une onde de choc, deux ondes de compressions plus lentes successives sont transmises dans la mousse et visibles sur les signaux de pression enregistrés :

- une onde précurseur caractérisant la fragmentation des films en gouttelettes dont le temps caractéristique est de l'ordre de quelques dixièmes de milliseconde. Cette étape n'a pas été observée lors de la propagation d'un choc plan dans une mousse de bulles présentant un rayon moyen de 0.2mm, expérience réalisée en tube à choc.
- une zone de relaxation liée à la mise en mouvement des gouttelettes dont le temps caractéristique est de l'ordre de quelques millisecondes.

Des dispositifs de visualisation directe et d'interférométrie différentielle ont permis de mettre en évidence les phénomènes de fragmentation et de relaxation, ainsi que :

- les réflexions de l'onde incidente à l'interface entre l'air et une épaisseur de mousse de quelques dizaines de centimètre
- les instabilités de Richtmeyer – Meshkov sur une bulle unitaire.

Dans le cadre des explosions en champ libre d'équivalent TNT inférieur à 1kg, nous avons conclu qu'un rapport de la masse de mousse sur la masse de la charge de 1000 atténuait les surpressions maximales de 95%, ce qui est cohérent avec les résultats des études précédentes extérieures ou à l'ISL. De plus nous avons montré que l'impulsion intégrale avait aussi été atténuée par la mousse en mesurant la différence de hauteur de projection d'une plaque placée au dessus du volume de mousse. Il est cependant difficile de dissocier les mécanismes d'atténuation du souffle dus à la divergence hémisphérique du souffle de ceux liés au transfert d'énergie des ondes de pression vers la mousse. Pour cela, des expériences équivalentes dans le tube à onde de souffle STT de l'ISL seront organisées afin de définir la contribution relative des deux phénomènes d'atténuation.

Dans la partie §6, la trajectoire d'une sphère supersonique d'un diamètre de 6mm en acier, caractéristique d'un fragment d'une charge explosive réelle a été déterminée dans la mousse à l'aide de trois radiographies éclair par rayons X. Cette sphère a été projetée dans la mousse intacte à une vitesse initiale de l'ordre de 1450m/s à l'aide d'un canon à poudre. Une valeur du coefficient de traînée sur la sphère a été déduite de la trajectoire. Pour une masse volumique de mousse entre 15 et 30kg/m³, le coefficient d'atténuation de vitesse par unité de longueur de mousse traversée est de l'ordre de 0.2m⁻¹ (Cd=0.5-0.6) et pour 30-50kg/m³ de l'ordre de 0.5m⁻¹ (Cd=0.7-0.9). Des abaques représentant la réduction de vitesse (pour une vitesse initiale de l'ordre de 1450m/s) en fonction de l'épaisseur et de la masse volumique de la couche de mousse permettent le dimensionnement rapide d'un système de freinage de projectile métallique. Une épaisseur de 1.5m de mousse intacte à 50kg/m³ suffit par exemple pour réduire de moitié la vitesse initiale de l'ordre de 1450m/s d'une sphère de 1g. La mousse entourant une charge explosive pouvant être choquée avant l'arrivée de fragments métalliques en champ proche (inertie de mise en mouvement des fragments), des essais ont été réalisés en pré-choquant la mousse à l'aide d'une charge explosive placée en amont du conteneur de mousse et amorcée avant l'arrivée de la sphère. L'influence d'un délai choc/projectile de 3 et 4ms a été examinée. Pour des vitesses initiales de la sphère de 1375 et 1525m/s, nous n'avons pas observé de

modification significative des coefficients de traînée et de ralentissement par unité de mousse traversée. Le délai choc mousse étant suffisamment court pour ne pas modifier la distribution spatiale de masse de la mousse déstructurée par le choc, nous en avons conclu que l'influence de la masse volumique apparente était prépondérante par rapport à l'influence de la structure de la mousse en ce qui concerne sa capacité de ralentissement de sphère métallique dans cette gamme de vitesse.

Finalement, nous avons confronté les résultats obtenus en matière de ralentissement de projectiles métalliques à une configuration réaliste d'un engin explosif à fragmentation entouré d'un volume de 6m^3 de mousse à $50\text{kg}/\text{m}^3$. La vitesse résiduelle des billes les plus rapides a été analysée à l'aide de pièges calibrés. Les ralentissements obtenus ont été comparés aux abaques déterminés précédemment. Nous avons observé une bonne cohérence entre la réduction de la vitesse prévue à partir des expériences réalisées sur une sphère unitaire et la vitesse résiduelle en sortie de mousse du système de protection complet.

8 Annexes

8.1 Autres systèmes de génération d'une mousse

Six méthodes de génération de mousse ont été identifiées dans la littérature. A travers la description de ces systèmes, l'exemple classique de la mousse à raser et de deux mousses particulières étudiées en tube à choc sont rappelés.

8.1.1 Génération par gaz comprimé

Cette méthode consiste à injecter le gaz comprimé dans un liquide moussant, l'exemple le plus courant est la mousse à raser réalisée par un spray aérosol. En fonction des caractéristiques du bouton-poussoir et du type de gaz comprimé du spray, le produit peut être expulsé sous forme de gouttelettes plus ou moins fines ou de mousse. Cette méthode dépendante de la pression du gaz qui ne peut pas être maintenue indéfiniment à l'identique, ne permet pas un débit de production de mousse constant.

8.1.1.1 Mousse à raser

En effet la mousse à raser est une mousse de référence en rhéologie des mousses en raison de sa bonne stabilité par rapport au drainage, en raison du gaz injecté peu soluble (mélange de butane et propane). De plus, la formulation de la mousse à raser est optimisée pour ralentir considérablement le drainage et le disproportionnement, grâce notamment à un procédé de fabrication qui génère de très petites bulles (20 μm de diamètre caractéristique).

Son liquide moussant est composé de [31]:

- SDS (dodécylsulfate de sodium)
- laureth 23 (polyéthylène glycol éther d'alcool laurylé)
- acide palmitique et de l'acide stéarique.

Les caractéristiques physico-chimiques de cette mousse sont résumées dans le tableau 27 [29,156].

	Mousse à raser Gillette
Tension de surface (mN/m)	29.6+/-1
Viscosité apparente (mPa.s)	1.9
Fraction volumique de liquide	8
Diamètre moyen (μm)	39 à 50

Tab. 27 :Caractéristiques physico-chimiques de la mousse à raser Gillette (extrait de [29])

La taille de bulles de cette mousse a tendance à grossir rapidement avec le temps par rapport aux mousses classiques [20], comme le montre la figure 142 (a). En revanche le volume de mousse ne varie pas, ce phénomène est appelé le disproportionnement (mûrissement). Et sa fraction de liquide varie peu en fonction du temps, comme le montre la figure 142 (b) [157].

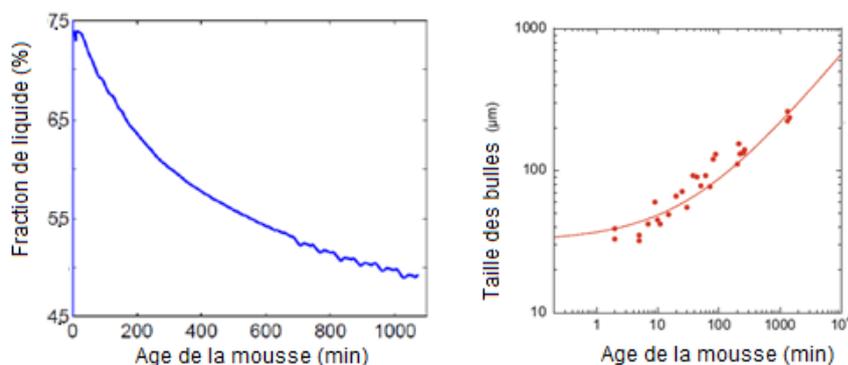


Fig. 142 : Evolution temporelle de la fraction liquide (extrait de [157]) et de la taille des bulles (extrait de [20]) de la mousse à raser Gillette

8.1.1.2 Mousse CAF

Dans le cadre de la lutte contre l'incendie, la mousse issue de la méthode de génération par air comprimé est classiquement désignée par le terme de mousse CAF (Compressed Air Foam). Par exemple cette mousse est générée par les camions équipés de lance à grande distance, comme le montre la figure 143.



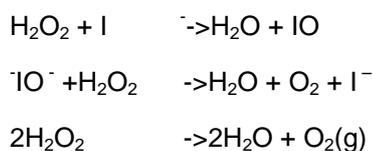
Fig. 143 : Camion de lutte contre l'incendie de l'aéroport de Bâle-Mulhouse

8.1.2 Génération par ultrason

Un bain à ultrasons ou appelé sonicateur, produit des bulles microscopiques par cavitation. Ce bain est constitué d'une cuve contenant un pré-mélange eau/émulseur et un transducteur. Ce dernier est excité à haute fréquence (de 20kHz à 170 kHz) et génère des phases successives de compression et de décompression, créant ainsi les bulles dans le liquide moussant.

8.1.3 Génération par voie chimique

Il est aussi possible de libérer du gaz par réaction chimique. Prenons par exemple l'eau oxygénée, fortement basique, elle se décompose en dioxygène et vapeur d'eau en ajoutant un catalyseur, par exemple de l'iodure de potassium ou du permanganate de potassium (-violet) selon la réaction suivante :



Pour fixer les molécules de gaz dans l'eau, un tensioactif est ajouté dans la solution d'eau oxygénée, par exemple du liquide vaisselle ou de la glycérine. C'est par cette décomposition catalytique de l'eau oxygénée que la mousse dite « dentifrice de l'éléphant » est produite [71]. Comme le montre la figure 144, cette réaction crée une production de mousse abondante.



Fig. 144 : Production de la mousse dite de « l'éléphant » dans un bécher

8.1.4 Brevets déposés pour des systèmes de génération de mousse

Un brevet en 1993 décrit un système générant une mousse CAF (Compressed Air Foam) [158]. Ce système assure une production de mousse monodisperse ; il est composé de cinq éléments :

- une pompe (QG150 Hale Fire Pump Company)
- un compresseur à air (400 CFM)
- un mélangeur de mousse (Foam Pro 2001 series electronic injection)
- un moyen Venturi
- une buse

Le contrôle précis de la pression de l'air injecté permet d'avoir une mousse dont les bulles sont formées instantanément et de taille régulière.

Le brevet de Turchet en 1999 fournit un système de génération permettant de faire varier la taille des bulles sur une large gamme et de modifier la masse volumique de la mousse créée [159].

En 2004, un brevet détaille une méthode générant une mousse monodisperse [160]. Les bulles ont un diamètre entre 30 à 250 μm . La distribution de la taille des bulles est de Gauss.

En 2003 un brevet européen détaille les principes sur la formulation d'un liquide moussant adapté pour le confinement d'explosifs [161].

8.1.5 Autres types de mousses intéressantes pour cette étude

8.1.5.1 Mousse utilisée par les services anti-incendie

Le feu est la résultante de ces trois éléments :

- l'énergie sous forme de chaleur issue d'une énergie mécanique (frottement), électrique (foudre, électricité), chimique, biochimique ou solaire
- le combustible sous forme de vapeur. Il en existe quatre classes:
 - Classe A : bois, cartons, papier, tissus...
 - Classe B : essence, huile...
 - Classe C : gaz (butane, propane, acétylène, hydrogène, méthane...)
 - Classe D : métaux finement divisés (poudre d'aluminium...)
- le comburant : oxygène, chlore, eau oxygénée, acide nitrique, perchlorates....

La suppression d'un seul élément entraîne l'extinction du feu. La mousse est un agent extincteur des feux, principalement de type B, feux de liquides. La mousse agit en :

- isolant le comburant (l'air) du combustible
- arrêtant l'émission de vapeurs inflammables
- refroidissant le combustible par la décantation et l'évaporation des bulles.

Les bases moussantes des émulseurs sont d'origine soit :

- synthétique : constituée de tensioactifs hydrocarbonés, analogues à ceux que l'on trouve dans les cosmétiques et détergents ménagers. Ils peuvent être générés des mousses des types de foisonnement (bas, moyen et haut)
- soit protéinique : issue de poudre de cornes, de sabots de bovins, plume broyée, sang, protéine de pétrole, sang... Ils sont surtout destinés au bas foisonnement et sont efficaces pour les feux « très chauds » et possède une haute résistance à la ré-inflammation comparés aux synthétiques. On parle d'émulseur Protéinique standard (P), ou de Fluoroprotéinique (FP).

Ils existent différents types d'émulseurs pour éteindre les feux de classe B :

- Formant un Film Flottant (FFF) : intéressant pour un combustible liquide non miscible à l'eau de type hydrocarbure, puisque cet émulseur décante rapidement. Ainsi un mince film se forme rapidement à la surface du combustible, empêchant l'inflammation de ces vapeurs. C'est une action chimique d'extinction en application directe, la mousse est projetée directement au cœur du liquide. On distingue les AFFF (Aqueous Film Forming Foam) dotés d'agents de surface fluorés filmogènes, des FFFP (Film Forming Foam Protein) dotés d'agents de surface protéinique filmogène.
- Alcool Résistant (AR) : utilisé pour un combustible de type liquide polaire (miscible à l'eau) ou hydrocarbures : un matelas de mousse résistant à la chaleur se forme, empêchant l'inflammation de ces vapeurs. C'est une action mécanique d'extinction en application indirecte, la mousse est projetée sur une plaque verticale et s'écoule ensuite sur le liquide en feu. Par exemple, on trouve des émulseurs de type P-AR, FP-AR, AFFF-AR et FFFP-AR.

8.1.5.2 Une mousse détonante

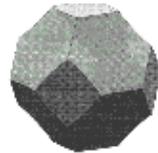
En 1976, le Laboratoire d'Energétique et de Détonique de Poitiers a généré une mousse liquide avec du propane et de l'oxygène, de l'eau minérale et un détersif [162]. Cette mousse a été produite dans un générateur de type Manson, référence à l'heure actuelle introuvable [163]. Cette mousse a été utilisée dans le cadre d'une étude de la détonabilité des mousses.

En 1978, l'institut de la physique chimique de Moscou a étudié la propagation des ondes de choc dans les mousses aqueuses. Les gaz injectés dans le liquide étaient : He, Ar, N_2 , C_2H_2 et l'air [85].

8.2 Cellules élémentaires pour construire une mousse en 3D

En s'appuyant sur les règles de Plateau, trois structures types permettent de recomposer la structure des mousses [28] :

- la cellule de Kelvin, qui correspond à la cellule de Voronoi de la maille cubique centrée, représentée sur la figure 145 (a) Elle permet de remplir tout l'espace par empilement de type cubique centrée, comme le montre la figure 145 (b). Cette cellule contient 36 bords de Plateau. Elle permet par exemple connaissant les coordonnées des nœuds de celle-ci d'obtenir la conductivité effective d'une mousse faite à partir de ces cellules



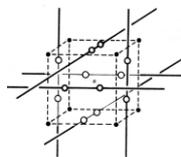
(a) Cellule unitaire dite de Kelvin



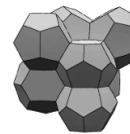
(b) Agencement de deux cellules de Kelvin

Fig. 145 : Structure d'une cellule de Kelvin réalisée avec Surface Evolver (extrait de [28])

- la cellule de Weaire-Phelan associée à la structure cristallographique A15 présentée en figure 146 (a) et en figure 146 (b) est présentée la structure de Voronoi correspondante



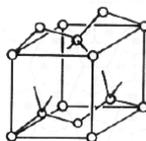
(a) Structure cristallographique



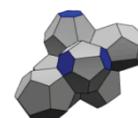
(b) Structure de Voronoi

Fig. 146 : Cellule de Weaire-Phelan (extrait de [28])

- la structure de Frianf-Laves associée à la structure cristallographique C15 (exemple l'alliage Cu₂Mg) présentée sur la figure 147 (a). En figure 147 (b) est présentée la structure de Voronoi correspondante



(a) Structure cristallographique



(b) Structure de Voronoi

Fig. 147 : Cellule de Frianf-Laves (extrait de [28])

8.3 Modèles concernant le vieillissement d'une mousse

8.3.1 Drainage

Le drainage peut être modélisé en considérant que l'écoulement du liquide est dominé soit [21,28,29,48]:

- par les bords de Plateau (modèle de Trinity)
- par les nœuds (modèle de Havard). Il est basé sur la loi de Darcy et a été présenté par Stone en 1999.
- par la viscosité (modèle intermédiaire). Il est basé sur l'observation de Durand qui confirme qu'en réalité les modèles précédents existent en pratique, ceci s'explique par le rôle joué par la viscosité de surface dans le drainage, déjà identifié par Lemlich [26].

Le modèle de Trinity a été étudié par de nombreux auteurs depuis les années 50. Dans ce modèle, les rayons suivent une loi de croissance normale décrite par l'équation suivante [21] :

$$\langle r \rangle^2 - \langle r_0 \rangle^2 = K(t - t_0) \quad (46)$$

avec :

$\langle r \rangle$ et $\langle r_0 \rangle$: rayons moyens des bulles à l'instant t et t_0

K : constante de diffusion dépendant de la solubilité du gaz dans le liquide moussant et de l'épaisseur des films.

8.3.2 Mûrissement

La loi de Von Neumann fournit l'évolution temporelle de l'aire d'une bulle reliée à sa valence (c'est-à-dire son nombre de voisins), ce qui permet de modéliser le mûrissement. En supposant que la mousse ne s'écarte jamais de façon significative de son équilibre, John Von Neumann a affirmé que la diffusion de gaz entre les cellules se fait parce que la superficie de chacune des bulles (A_n) augmente proportionnellement avec son nombre de côtés, toujours supérieur à six (équation 64). Cette loi de Von Neumann s'obtient en écrivant que le flux de gaz à travers un film est proportionnel à la différence des pressions entre les deux bulles qu'il délimite [29] :

$$\frac{dA_n}{dt} = \frac{\pi}{3} T k (n - 6) \quad (47)$$

avec :

n : valence d'une bulle (soit son nombre de voisins)

k : perméabilité des films (m^2)

T : tension de ligne d'un film en tenant compte de deux interfaces, proportionnelle à la tension de surface (N)

La figure 148 présente de façon schématique l'évolution d'une bulle en fonction de sa valence :

- $n < 6$: la bulle se vide
- $n = 6$: la bulle conserve la même surface

- $n > 6$: sa taille augmente.

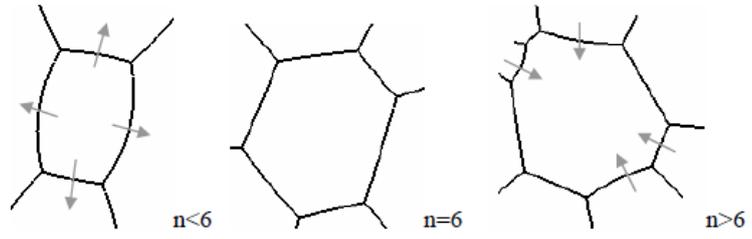


Fig. 148 : Lois d'évolution des bulles pour le mûrissement

8.4 Méthodes pour optimiser les mousses

	Type de modifications	Conséquence sur la mousse	Effets sur les interfaces	Remarques et exemples	
Additifs chimiques dans le liquide moussant	supermoussant cationique	<ul style="list-style-type: none"> ↑ stabilité ↑ moussabilité 	<p>se place entre les molécules chargées du surfactant</p> <p>(a) SDS seul (b) SDS + surfactif cationique</p>	Ex: docécyl triméthyl ammonium	
	supermoussant non ionique	<ul style="list-style-type: none"> ↑ stabilité ↑ moussabilité 	<p>↑ les interactions et le compactage des couches</p> <p>(a) SDS seul (b) SDS + dodécanol</p>	Ex: le dodécanol (alcool laurique)	
	polymères	↑ stabilité	<ul style="list-style-type: none"> ↑ la viscosité de la solution moussante ↑ le drainage 		
	Particules de charbon (ajout d'impuretés)	↑ stabilité	<ul style="list-style-type: none"> ↑ le coarsening des bulles ↑ le liquide drainé quand le nombre de particules ↑ 	<p>Emplacement des impuretés dans la mousse (CEA)</p>	Cf [24]
Influence du milieu	Electrolyte	↑ moussabilité		Ex: Chlorure de sodium	
	↑ pH	↑ moussabilité			
	↑ température		↑ élasticité des films		

Tab. 28 : Quelques méthodes pour améliorer la stabilité des mousses

La stabilité de la mousse ou la moussabilité du liquide moussant peut être accrue avec [14] :

- l'ajout de particules solides (additifs chimiques ou particules solides) dans le liquide moussant [14]
- l'ajout d'un gaz peu soluble dans le liquide moussant (par exemple l'azote) [48]
- la modification des conditions extérieures.

Les méthodes employées sont résumées dans le tableau 28 ainsi que les conséquences sur la mousse, et les effets induites sur les interfaces.

8.5 Complément sur les caractéristiques de la mousse

8.5.1 Viscosité d'un liquide moussant

L'écoulement de Couette considère l'écoulement du fluide entre deux cylindres coaxiaux (intérieure et extérieur) animés d'une vitesse de rotation constante ω_i et ω_e . A l'aide de l'équation de la continuité et celle de la quantité de mouvement (Navier-Stokes) écrites en coordonnées cylindriques, une expression de la vitesse tangentielle du fluide (u_ϑ) est déterminée en fonction de ω_i , ω_e et des rayons respectifs R_i et R_e .

Pour un fluide newtonien, la contrainte tangentielle de la viscosité ($\tau_{r\vartheta}$) est proportionnelle au taux de déformation $\dot{\gamma}$:

$$\tau_{r\vartheta} = \mu \dot{\gamma} \quad (48)$$

avec :

μ : viscosité dynamique du fluide (Pa.s)

$\dot{\gamma}$: taux de déformation (s^{-1}) défini en coordonnées cylindriques par :

$$\dot{\gamma} = r \frac{d}{dr} \left(\frac{V_\vartheta}{r} \right) \quad (49)$$

avec :

u_ϑ : composante tangentielle de la vitesse du fluide

Ainsi le couple résultant par unité de longueur dz et par rapport au centre du cylindre s'écrit selon la relation suivante :

$$C = \int_0^{2\pi} \tau_{r\vartheta}(R_e) R_e^2 d\vartheta \quad (50)$$

En considérant que ω_e est nul, on obtient la relation suivante entre la vitesse de rotation et la viscosité :

$$\omega = C \frac{1}{\mu} \frac{(R_1^{-2} - R_2^{-2})}{4\pi h} \quad (51)$$

avec :

ω : vitesse de rotation ($rad.s^{-1}$)

μ : viscosité dynamique (Pa.s)

C : couple exercé sur le cylindre (N.m)

R_1 et R_2 : rayons du système de mesure et du mobile intérieur (m)

h : hauteur immergée du mobile dans le liquide (m)

Pour un fluide non newtonien, ce qui est la plus part du temps pour les liquides moussants, la composante du tenseur des contraintes $\tau_{r\vartheta}$ n'est plus proportionnelle au taux de déformation, mais suit la loi de puissance d'Ostwald:

$$\tau_{r\vartheta} = k \dot{\gamma}^n \quad (52)$$

avec :

k et n : constantes dépendantes du fluide et des conditions expérimentales.

La relation entre le couple et la vitesse de rotation du viscosimètre s'écrit alors :

$$\omega = C^{\frac{1}{n}} \frac{1}{k^{\frac{1}{n}}} \frac{n}{2} \frac{\left(R1^{-\frac{2}{n}} - R2^{-\frac{2}{n}} \right)}{(2\pi h)^{\frac{1}{n}}} \quad (53)$$

avec :

R1 : rayons du système de mesure et du mobile intérieur (m)

h : hauteur immergée du mobile dans le liquide (m)

C : couple exercé sur le viscosimètre (N.m)

En traçant le logarithme de ω en fonction du logarithme C, les coefficients n et k peuvent être déterminés. Une viscosité apparente μ_{nn} peut être définie telle que :

$$\mu_{nn} = \frac{\tau_{r\theta}}{\dot{\gamma}} \quad (54)$$

La viscosité apparente μ_{nn} pour un fluide non newtonien pour une vitesse de rotation donnée se définit par l'équation 2 :

$$\mu_{nn} = k^{1/n} \left(\frac{C}{2\pi h R1^2} \right)^{1-1/n} \quad (55)$$

8.5.2 Traitement optique d'une mousse

Cinq méthodes optiques ont été recensées pour visualiser une mousse [21]:

- Le microscope optique ou la loupe binoculaire
- La caméra-vidéo permet facilement de visualiser les phénomènes de drainage [27, 138]
- La tomographie X permet de reconstituer la structure tridimensionnelle d'une mousse grâce aux rayons X qui diffusent moins dans une mousse que la lumière visible. En 2005, Lambert a réalisé une tomographie par rayon X d'une mousse de masse volumique de 100kg/m³ (figure 149). Un volume de mousse de l'ordre du cm³ a été placé devant le détecteur de 1000x1000pixels. La mousse à analyser doit être suffisamment stable temporellement pour obtenir des résultats précis. La reconstruction des images obtenues par rayons X pour obtenir une image en 3D nécessite un traitement spécifique des images 2D.

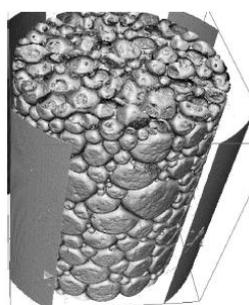


Fig. 149 :Reconstruction d'une image prise par tomographie X, vue 3D d'une mousse composée d'une solution de sodium dodecyl phosphate, dodecanol, et de gélatine. (fraction de liquide de 10%) (extrait de [143])

- La Diffusing Transmission Spectroscopy (DTS) : les mousses diffusent fortement la lumière de par les nombreuses réfractions et réflexions aux interfaces liquide-gaz. Cette méthode consiste à mesurer l'intensité lumineuse diffuse transmise à travers la mousse. Une mousse est d'autant plus observable optiquement qu'elle est humide et que les bulles sont petites. Si la fraction de liquide est connue, alors la taille des bulles moyenne peut être estimée par cette méthode. Lorsque l'échantillon est éclairé par une lumière cohérente, on parle de Diffusing Wave Spectroscopy (DWS). La méthode DWS est souvent utilisée pour étudier l'évolution du diamètre des bulles avec le temps ainsi que les réarrangements spatiaux des bulles [28].
- La réflectométrie permet de mesurer l'épaisseur des films des bulles. Les bulles présentent souvent des reflets colorés, générés par des interférences des rayons lumineux réfléchis sur la paroi des bulles. Certaines ondes lumineuses sont réfléchies sur la face avant du film, d'autres sur la face arrière. Les couleurs sur le film de la bulle dépendent donc de son épaisseur et de la composition du film, comme le montre la figure 150. L'épaisseur d'une bulle peut être déterminée en étudiant sa couleur [13,21]). L'épaisseur du film entre deux bulles est de l'ordre du 10nm à quelques μm [29].



Fig. 150 : Image d'une bulle où paraissent des reflets colorés montrant les différences d'épaisseur du film

Trois logiciels de traitement d'image sont couramment utilisés pour analyser une mousse :

- Le logiciel ImageJ permet d'effectuer des mesures statistiques complètes d'un matériau poreux à partir de clichés photographiques. La distribution de la taille des bulles d'une mousse 2D peut donc être déterminée par ce logiciel.
- Le logiciel Visilog est utilisé pour analyser la formation d'une bulle, associé à une caméra et une fibre optique d'éclairage (figure 151) [144].

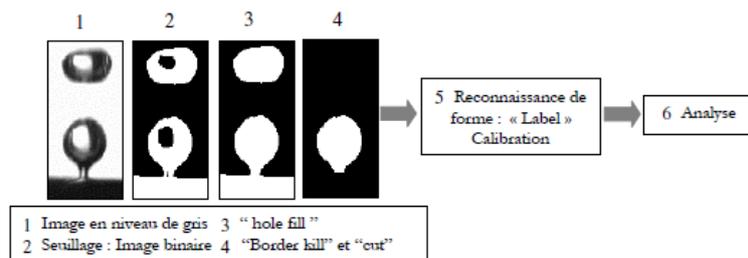


Fig. 151 : Traitement d'images par le logiciel Visilog (extrait de [144])

- Le logiciel Hélion pour le traitement des images enregistrées dans la cellule d'Hele Shaw. Sur la figure 152, une couleur est attribuée à chaque bulle afin d'en optimiser la différenciation (deux bulles adjacentes n'ont jamais la même couleur); cette mousse par exemple contient 961 bulles [145].

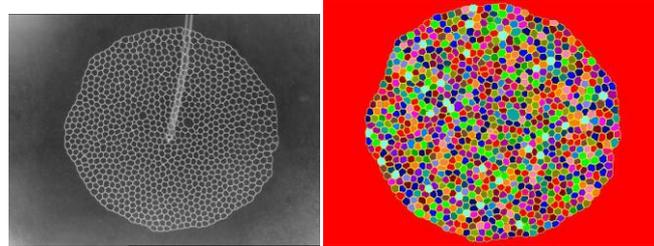


Fig. 152 : Traitement de l'image d'une cellule Hele-Shaw (a) avec le logiciel Hélion (b) (extrait de [145])

8.5.3 Deux autres modèles pour la célérité du son dans la mousse

8.5.3.1 Cas des liquides à bulles

Dans le cas des liquides à bulles, la propagation acoustique suit un comportement rappelant la résonance à basse fréquence dite de Minnaert, définie par [146]:

$$\omega^2 = \frac{3\gamma P_0}{\rho_l R^2} \quad (56)$$

avec :

P_0 : pression du gaz dans la bulle

R : rayon de la bulle

γ : rapport des chaleurs spécifiques, égal à 1.4 dans l'air

La bulle soumise à une onde acoustique est considérée comme un oscillateur harmonique forcé, dont la raideur est donnée par compressibilité du gaz ($\gamma P_0 R$), l'inertie par la densité du liquide ($\rho_l R^3$) et dont le forçage correspond à l'onde acoustique incidente [147].

Dans le cas d'un liquide à bulle et pour des hautes fréquences acoustiques, c'est-à-dire dans le cas où la couche limite visqueuse est plus grande que la taille des bulles, Crespo a montré que l'expression de célérité du son basée sur la formule de Wood (équation 10) prend la forme suivante [120]:

$$c_{mousse}^2 = \frac{1 + 2(1 - \varepsilon)}{\rho_l \chi_g \varepsilon (1 - \varepsilon)} \quad (57)$$

Il est aussi possible de définir une relation de dispersion dans une mousse, relation qui relie donc la pulsation (ω) au vecteur d'onde (k) Wijnngaarden a montré que le nombre d'onde est complexe dans un liquide à bulles [123]. La vitesse de phase (c) soit la célérité du son et le taux d'absorption (a) sont définis par les relations suivantes :

$$c = \frac{\omega}{Re(k)} \quad (58)$$

$$a = Im(k)$$

8.5.3.2 Modèle de Kann

Le modèle de Kann, appelé aussi le modèle film, considère que l'atténuation du son dans la mousse est principalement due à la perte hydrodynamique dans les films des bulles [40]. La célérité du son dans la mousse s'exprime en fonction de l'épaisseur (δ) et de la taille du film (d), grandeurs représentées sur la figure 153 :

$$c_{mousse} = \frac{c_{air}}{1 + \rho_{liquide} \frac{\delta}{d}} \quad (59)$$

Il montre aussi que le foisonnement (f) est lié à ces deux grandeurs par la relation suivante :

$$f = \frac{ad}{\delta} \quad (60)$$

avec :

a coefficient empirique estimé à 0.2

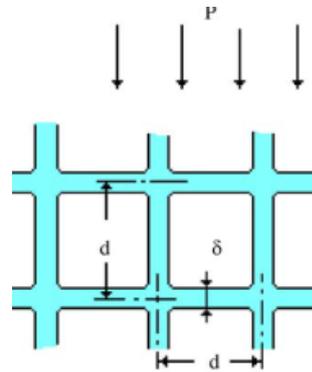


Fig. 153 :Modèle d'une mousse considérée comme cubique pour l'élaboration du modèle de Kann (extrait de [40])

8.5.4 Perméabilité

En considérant la mousse comme un matériau poreux, il est possible de définir un coefficient de perméabilité pour une mousse, (k). Cette grandeur dépend de la longueur des bords des nœuds, de la rhéologie de surface et de la fraction de liquide de la mousse. L'espace interstitiel entre les bulles (canaux et nœuds) joue le rôle de pores à travers lesquels le liquide s'écoule. Contrairement à un milieu poreux conventionnel, la perméabilité d'une mousse est couplée dynamiquement à la fraction liquide par cette relation [21,29] :

$$k = \frac{\epsilon}{C.A} \quad (61)$$

avec :

C : constante qui rend compte de la géométrie du réseau

A : surface spécifique du milieu poreux (m^2)

ϵ : fraction volumique de liquide

Cette relation a été établie sur le modèle de Carman et Kozeny basé sur les lois de Darcy. Si la perméabilité est trop grande, l'aire des bulles évolue trop vite par rapport à l'échelle de temps nécessaire pour qu'un algorithme, qui minimise

l'énergie superficielle, puisse converger. Si k est trop petite, le temps de calcul devient trop excessif. Des tests par Bonniou ont montré que le choix d'une perméabilité d'environ $0.001\text{m}^2/\text{N}$ est un bon compromis [29]. La vitesse de mûrissement est ainsi gouvernée par la constante de perméabilité des films.

8.5.5 Dilatance

Les mousses liquides ont aussi une tendance à se comporter comme un matériau granulaire, comme par exemple le sable mouillé [27]. On peut remarquer qu'en marchant sur le sable humide, on l'assèche autour des pieds, comme le montre la figure 154. Osborne Reynold explique ce phénomène pour la première fois en 1886 [142]. Au lieu qu'il y ait expulsion de l'eau comme pour une éponge humide pressée, le sable bien tassé et saturé en eau se déforme sous la compression, les grains s'écartent et laissent ainsi passer l'eau entre eux, le sable semble alors plus sec. La déformation a tendance à faire augmenter la fraction liquide, ce phénomène est appelé dilatance.

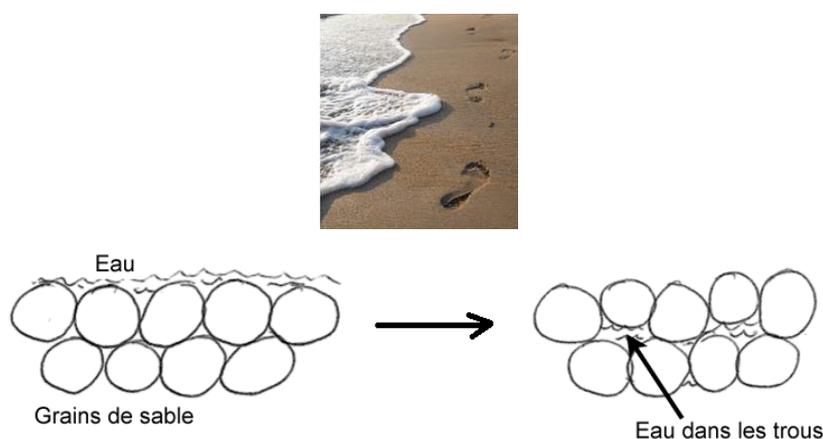


Fig. 154 : Illustration de dilatance pour le sable mouillé (<http://www.relais-sciences.org>)

Weaire et Hutzler ont montré théoriquement que la pression osmotique conduit à une dilatance quasi-statique lors du cisaillement aux petites déformations des mousses aqueuses et des émulsions [46]. La pression osmotique est la différence entre la pression atmosphérique et la pression du liquide, elle représente la pression nécessaire qu'il faut appliquer pour bloquer le courant créé lorsqu'une solution est séparée de son solvant par une membrane semi-perméable. Dans une mousse, la pression osmotique est déduite du travail à fournir pour extraire un volume de liquide qui est donc égal à la variation d'énergie interfaciale. Selon Marze, il est possible de mesurer la dilatance d'une mousse par conductimétrie, par diffusion de la lumière (DWS) ou par mesure du son [27].

8.5.6 Compressibilité

La variation de volume (V) sous l'effet d'une pression qui lui est appliquée (P_{ext}) à température constante est quantifiée par la compressibilité isotherme d'un fluide (χ_T). Elle se définit par à température constante par la relation suivante :

$$\chi_T = -\frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial P_{ext}} \right)_T \quad (62)$$

En supposant qu'une variation de volume se fait sans changement de structure dans la mousse, par transformation homothétique, alors on peut montrer, à partir de l'équation d'état (équation 59) d'une mousse, que la compressibilité isotherme d'une mousse sèche s'écrit sous la forme : [21]:

$$\chi_T = P_{ext} + \frac{4\gamma S_{int}}{9V} \quad (63)$$

avec :

γ : tension superficielle du liquide moussant (Nm^{-1})

S_{int} : surface intérieure de la bulle (m^2)

L'équation d'état d'une mousse se base sur la minimisation de l'énergie à la surface des bulles. L'équation traduisant cet équilibre s'écrit sous la forme [21]:

$$E = \frac{3}{2} \sum_1^N (P_i - P_{ext}) V_i \quad (64)$$

avec :

P_i : pression dans la bulle i (Pa)

V_i : volume de la bulle i (m^3)

Avec l'expression de la variation d'énergie basée sur l'accroissement de l'air d'une interface d'une quantité dS ($dE = \gamma dS$) on en déduit une expression de l'équation d'état d'une mousse [21]:

$$P_i = P_{ext} + \frac{2\gamma}{3V} \quad (65)$$

Le module de compression isotherme K_T est défini comme l'inverse de la compressibilité. Ce module pour une mousse humide se définit par rapport au module du gaz $K_{T,gaz}$ par la relation suivante :

$$K_{T,mousse\ humide} = \frac{K_{T,gaz}}{(1 - \varepsilon)} \quad (66)$$

Cette équation a été établie en considérant :

- qu'une variation de pression dP appliquée à un volume total de mousse V produit une variation du volume de liquide défini par $\frac{-\varepsilon V dP}{K_{T,liq}}$ et une variation du volume de gaz défini par $\frac{-(1-\varepsilon)V dP}{K_{T,gaz}}$
- que la contribution des interfaces liquide-gaz est négligeable
- que le liquide est bien moins compressible que le gaz ($K_{T,gaz} \ll K_{T,liq}$).

8.6 Désordre topologique lié aux réarrangements des bulles et mousses 2D

Sous l'effet d'un cisaillement appliqué à la mousse ou du fait de leur vieillissement, les bulles peuvent changer de voisins et/ou disparaître en raison de la diffusion du gaz dans le liquide. Ces réarrangements structuraux sont associés à deux types de processus topologiques élémentaires [29]:

- Type T1 : quatre bulles échangent leurs voisins (figure 155 a), ce processus modifie l'équilibre des forces
- type T2 : disparition d'une bulle (figure 155 b)

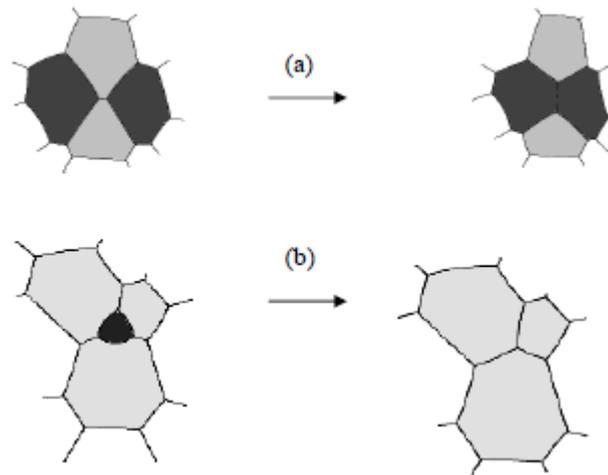


Fig. 155 : Deux processus topologiques élémentaires (T1 et T2) (extrait de [29])

Afin d'étudier plus facilement les mousses et d'éviter les réarrangements ci-dessus, une structure 2D est préférable. Une mousse 2D est obtenue en pressant un volume réduit de mousse entre deux plaques de verre, formant ainsi une monocouche de bulles. Cette mousse fut d'abord étudiée par le métallurgiste Smith dans les années cinquante. Quatre méthodes sont utilisées pour les générer [15,29] dont trois sont représentées sur la figure 156 :

- la mousse de Langmuir, décrite par Lösche : une monocouche de tensioactifs adsorbés à l'interface eau-air où coexistent une phase gazeuse et une phase liquide. Cette monocouche est déposée entre deux plaques
- la mousse dite « liquide-air », décrite par Abd el Kader et Dollet : les bulles sont emprisonnées entre la surface de liquide et une plaque
- la mousse de Bragg : les bulles flottent librement sur une surface liquide
- la mousse de Hele-Shaw, décrite par Debrégeas et par Cantat en 2005 : les bulles sont emprisonnées entre deux plaques

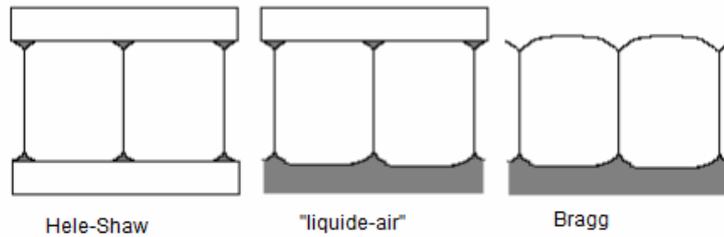


Fig. 156 : Trois types de mousse 2D (extrait de [29])

En raison de l'écoulement de la phase liquide au sein du squelette des bulles de gaz, les mousses 3D présentent une répartition hétérogène de la taille des bulles. La distribution de la valence des bulles (c'est-à-dire le nombre de voisins d'une bulle) définit la polydispersité topologique d'une mousse. Cette distribution est notée $\rho(n)$ et n est le nombre de voisins d'une bulle. La polydispersité topologique est caractérisée par [21,29] :

- la valeur moyenne des bulles :

$$\langle n \rangle = \sum^N \rho(n) \cdot n \quad (67)$$

- le second moment- soit la variance :

$$\mu = \sum^N \rho(n) \cdot (n - \langle n \rangle)^2 \quad (68)$$

Une mousse sera monodisperse topologiquement lorsque la valence des bulles est la même pour toutes les bulles.

8.7 Lois de comportement élémentaires

Ces lois valables si les déformations sont faibles pour qu'il n'y ait pas de déformations plastiques et suffisamment grandes pour que des effets mécaniques non linéaires apparaissent.

Deux lois de matériaux isotropes élastiques dans le domaine non-linéaire s'appliquent en négligeant toute dissipation mécanique.

- Modèle néo-Hooke : généralisation de la loi de Hooke pour l'élasticité linéaire en supposant le matériau incompressible
- Modèle des solides hyper-élastiques isotropes (simplification : modèle de Mooney-Rivlin) : description basée sur une énergie potentielle mécanique qui s'exprime en fonction des invariants du tenseur de déformation.

Les lois tenant en compte les contraintes élastique et visqueuse sont décrit par le modèle de Maxwell qui s'applique au domaine linéaire. Dans ce modèle, le liquide considéré est décrit par l'association en série d'un ressort de module élastique G et d'un amortisseur associé à sa viscosité k . Rappelons que le solide de Kelvin-Voigt est constitué de l'association en parallèle d'un ressort et d'un amortisseur. Dans le cas du modèle de Maxwell, les parties G' et G'' peuvent alors s'exprimer en fonction de G et du temps de relaxation, correspondant au rapport k/G [48]. On peut étendre ce modèle au domaine non-linéaire en décrivant l'élément élastique par la loi néo Hooke.

8.8 Modules complexes de cisaillement

La réponse mécanique type lors d'un balayage de déformation (γ) à faible fréquence est représentée de façon schématisée sur la figure 157. On distingue trois zones en fonction de γ , la déformation [14] :

- $\gamma < 0,1 \%$: domaine viscoélastique linéaire, où les modules sont constants. G' est largement supérieur à G'' , ce dernier exprime la dissipation visqueuse dans les films séparant les gouttes ; la mousse s'écoule comme un liquide. La mousse dissipe une quantité d'énergie qui dépend du taux de déformation.
- $0,1 \% < \gamma < 5 \%$: domaine quasi élastique, G' est constant et G'' croît. Cette augmentation est le signe de rupture mécanique et de quelques réarrangements topologiques ; la mousse se déforme réversiblement : elle emmagasine de l'énergie mécanique qu'elle restituera en revenant à sa forme initiale
- $\gamma > 5 \%$: domaine plastique où les deux modules décroissent. La déformation est irréversible et la mousse conserve alors sa nouvelle forme

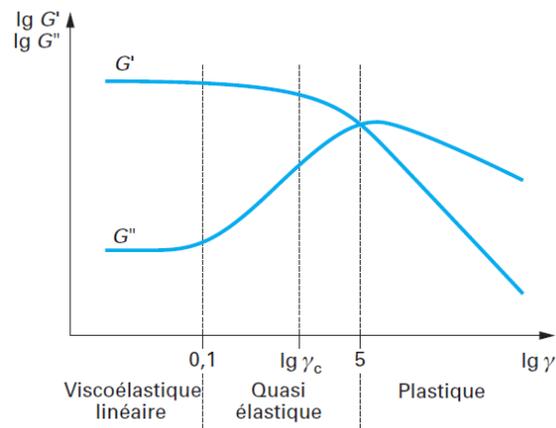


Fig. 157 : Réponse mécanique type pour une mousse lors d'un balayage en déformation (cisaillement oscillatoire) (extrait de [14])

L'ensemble des résultats expérimentaux montre que pour une mousse 3D désordonnée et sèche [21], on peut définir le module de cisaillement proche du module élastique par cette relation :

$$G^* = G' = 0.50 \frac{\gamma}{R_v} \quad (69)$$

avec :

γ : tension superficielle (N.m)

R_v : rayon de Sauter des bulles (m)

Pour les mousses sèches, le seuil de contrainte σ_y est du même ordre de grandeur que le module élastique G' . Donc l'élasticité des mousses est conditionnée par la déformation de l'interface des bulles, quantifiée par la tension de surface γ . G' représente une sorte de coefficient de raideur. G' est proportionnel à la tension de surface et inversement proportionnel au rayon des bulles [14]. La dépendance en

fraction de liquide a été étudiée par Labiausse [48]. L'énergie élastique emmagasinée par unité de volume sur un quart de période est définie par :

$$\frac{1}{2} G' \varepsilon_0^2 \quad (70)$$

Or une mousse sèche est plus rigide qu'une mousse humide à rayon de bulle donné. En effet pour les mousses humides, le seuil de contrainte est plus faible que le module élastique G' [14]. Pour une mousse 2D humide, une relation pour le module de cisaillement a été déterminée [21] :

$$G = 0.52 \frac{\gamma}{R_v} (1 - \epsilon)^{0.5} \quad (71)$$

La plasticité est associée aux réarrangements structuraux T1 et T2. Un réarrangement de la structure de la mousse s'accompagne d'une dissipation d'énergie mécanique par unité de volume par période, définie par [21, 28] :

$$\pi G'' \varepsilon_0 \quad (72)$$

8.8.1 Mécanismes de dissipation et relaxation

Des travaux récents ont montré que les mécanismes de dissipation dans les mousses dépendent de la fréquence des sollicitations appliquées [29] :

- à basse fréquence, l'énergie élastique est dissipée lors des réarrangements structuraux et une relaxation de la structure a lieu dont le temps caractéristique est gouverné par la tension de surface et la viscosité de surface des interfaces liquide-gaz.
- à haute fréquence, le module plastique G'' croît avec la racine carrée de la pulsation $\omega^{1/2}$. Cette dissipation anormale, que l'on observe également dans les émulsions est prédite par le modèle de Liu. Elle est attribuée aux défauts dans l'empilement des bulles, gouttelettes ou particules.

En fonction du taux de déformation, la dissipation d'énergie mécanique est soit dominée par [29] :

- le fluage ou la plasticité, à faible taux
- la viscosité à fort taux.

8.8.2 Mesures des modules de cisaillement

Deux géométries peuvent être utilisées pour cisailer un échantillon, comme le montre la figure 158 [48] :

- géométrie Couette plan à translation ou à plan-rotatif (a et b)
- géométrie Couette cylindrique et cône-plan (c)

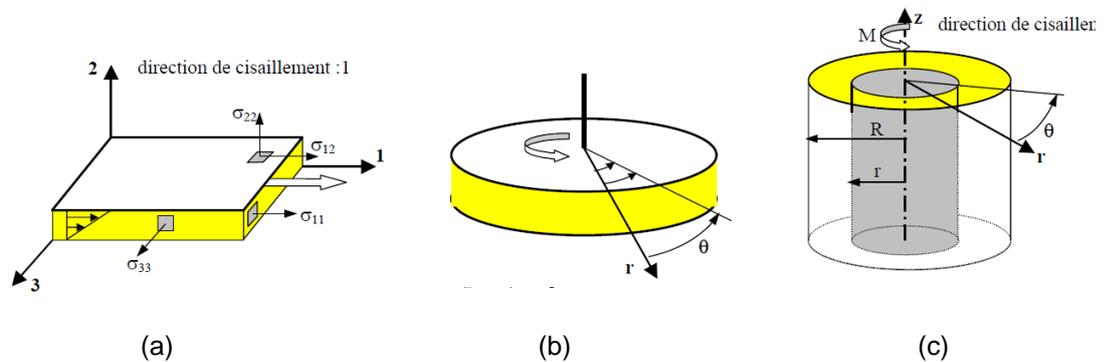


Fig. 158 :Géométrie de cisaillement possible pour un échantillon (extrait de [48])

Deux modes de mesure sur les rhéomètres sont possibles en fonction des grandeurs à déterminer [21,27]:

- mode oscillant : le module élastique G' , le module plastique G'' et le seuil d'écoulement sont mesurés
- mode continu : le taux de cisaillement, la contrainte et la viscosité sont déterminés
- utilisation du fluage : le temps de relaxation est déterminé en s'appuyant sur le modèle de Burger. Lors du fluage, une contrainte constante est imposée par le biais du couple et on mesure l'angle de déflexion entraîné par la sollicitation du fluide. Cet angle est directement proportionnel à la déformation qui varie dans le temps. Il est courant de définir la grandeur de la complaisance dans ce cas qui est le rapport entre la déformation variable et la contrainte constante.

8.9 Aide au dimensionnement du confinement par une mousse à l'aide des résultats expérimentaux de la littérature

Il est souvent délicat de comparer les études de la littérature entre elles ; les paramètres physiques entrant en ligne de compte sont nombreux et ne sont pas toujours clairement explicités comme par exemple la taille des bulles, la masse volumique, l'épaisseur de mousse considérée... Le phénomène de vieillissement dû au drainage constitue un exemple de paramètre pouvant influencer considérablement l'atténuation d'une mousse aqueuse en fonction des conditions expérimentales de chaque étude.

8.9.1 Explosion interne

8.9.1.1 Influence de la densité de la mousse

A l'aide de plusieurs résultats expérimentaux qui s'intéressaient au confinement des ondes acoustiques par mousse aqueuse, deux conclusions peuvent être retenues [38,87,88] :

- la mousse humide atténue mieux les ondes sonores que la mousse sèche, ce qui est confirmé par les observations déjà obtenues dans les liquides à bulles par Wijngaarden [123]. En revanche Krasinski qui a étudié la propagation du choc dans une mousse sèche observe l'inverse. Dans le cas des mousses sèches, l'atténuation est due principalement à la dispersion causée par la réflexion à la surface des bulles et non à la viscosité qui a très peu de rôle contrairement au cas des mousses humides [64].
- l'augmentation de la densité de la mousse est plus efficace que l'augmentation de l'épaisseur de mousse pour réduire le niveau sonore

Callen conclut expérimentalement que si la masse de la mousse est 10 fois supérieure à la masse de la charge, les surpressions sont diminuées de 50% pour un choc donné [164]. Winfield a montré que l'impulsion est moins réduite par la mousse que la surpression générée par la détonation d'un explosif [90].

Palamarchuk a montré que le rapport de la surpression du souffle en champ libre dans l'air (ΔP_{air}) sur celle dans une mousse (ΔP_{mousse}) dépend linéairement du rapport de masse entre la mousse et la charge sphérique utilisées [38] :

$$20 \log \frac{\Delta P_{air}}{\Delta P_{mousse}} = 3 \frac{m_{mousse}^{1/3}}{m_{charge}} - 2 \quad (73)$$

Cette relation est vraie pour des distances à la charge suffisamment grandes, à une distance 150 fois plus grande que le rayon de la charge.

Larsen en 1992 donne l'expression de la pression en fonction de la densité d'énergie réduite, en considérant que l'évaporation est le mécanisme principal de l'atténuation [165]. En 1994, il développe un programme, pour une calculatrice TI-85, appelé « NEST Containment Calculator » permettant aux démineurs de dimensionner rapidement le confinement de mousse [79]. Il donne des lois de

similitudes pour la surpression (ΔP) et l'impulsion réduite ($\frac{I+}{W^{\frac{1}{3}}}$), en réalisant un lissage sur les résultats expérimentales données par SANDIA en 1982-84 :

$$\Delta P = 0.07 \left(6.6047 - 0.00365\rho - (0.001679\rho + 2.8237) \ln \left(2.52 \frac{x}{W^{\frac{1}{3}}} \right) \right) \quad (74)$$

$$\ln \left(\frac{I+}{W^{\frac{1}{3}}} \right) = 0.07 (3.3379 + 0.00242\rho - (0.7681 + 0.00302) \ln \left(\frac{x}{W^{\frac{1}{3}}} \right)) \quad (75)$$

avec:

ΔP	surpression maximale (bar)
x	distance à la charge (m)
ρ	masse volumique (kg/m ³)
W	masse de l'explosif en équivalent TNT (kg)
$I+$	impulsion positive (bar.ms)

Hartman et al. exploitent les résultats expérimentaux réalisés entre 1982 et 1984 sur des mousses avec un foisonnement entre 10 et 1000 dans un rapport SANDIA en 2006 [102]. Le but est de déterminer un foisonnement optimal afin de réduire au maximum les distances de sécurité. Pour une charge de 0.45kg de C4, il faut presque 3m pour que la surpression soit inférieure à 0.7bar, minimum conduisant à la destruction des bâtiments, sans mousse. La figure 159 présente pour différents foisonnement de mousse, la réduction de distances de sécurité associée pour cette même charge et cette même condition. Le foisonnement optimal identifié est 60, réduisant ainsi de plus de 70% la distance de sécurité. Des lois empiriques de similitudes pour la surpression (ΔP), le temps d'arrivée (TOA) et l'impulsion dans la mousse ont été déterminées par Hartman. Les lois données ci-dessous pour la surpression et le temps d'arrivée ont été utilisées dans notre étude.

$$\Delta P = 3.7757 \exp(0.0315\rho + (0.00378\rho - 0.0372) \ln \left(\frac{x}{W^{\frac{1}{3}}} \right) - 3.2788 \ln \left(0.6622 \rho^{\frac{1}{3}} \frac{x}{W^{\frac{1}{3}}} \right)) \quad (76)$$

$$\text{TOA} = \frac{1}{A} \left(3.2808x - \frac{W^{\frac{1}{3}}}{\sqrt{\frac{A}{B}}} \text{atan} \left(3.3808x \sqrt{\frac{A}{B}} \frac{1}{W^{\frac{1}{3}}} \right) \right) \quad (77)$$

Avec :

x en mètres

TOA en secondes

Pour $\rho > 15\text{kg/m}^3$:

$$A = 9.6588\rho^{-1.0521}$$

$$B = 12.8014\rho^{-0.6121}$$

Pour les masses volumiques étudiées 42 et 60kg/m³ de la partie expérimentale §4.3.2, les valeurs de X, Y et 1/Y sont données dans ce tableau :

ρ	42kg/m ³ , 300g de C4	60kg/m ³ , 700g de C4
$X = \frac{1}{A}$	5.2886	7.6968
$Y = \frac{w^{\frac{1}{3}}}{\sqrt{\frac{A}{B}}}$	2.5357	3.6379
$\frac{1}{Y}$	0.3944	0.2749

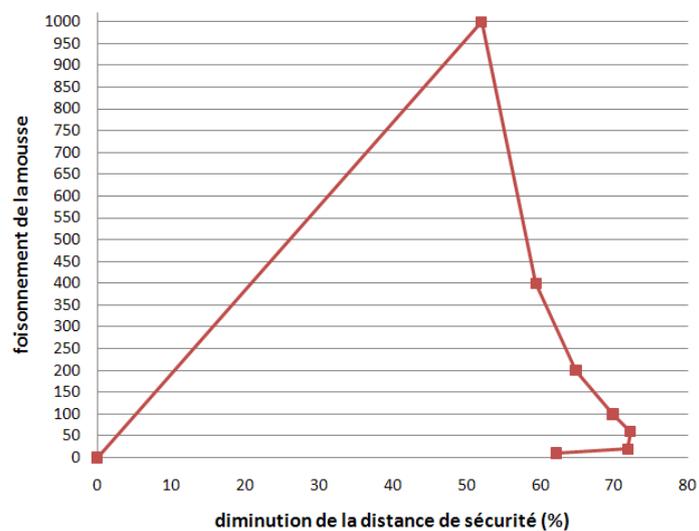


Fig. 159 : Foisonnement de la mousse en fonction de la réduction de la distance de sécurité pour que la surpression soit inférieure à 0.7bar [102]

En 2009, le CEA a mesuré l'atténuation des surpressions et des impulsions dans un volume de 2000m³ de mousse avec un foisonnement de 125 pour deux charges : 6.6kg et 22.17kg de Plastrite [166]. Les distances de sécurité semblent être divisées par deux. En 2012, Del Prete a étudié à plus petite échelle l'intérêt de 8m³ de mousse pour atténuer les effets de la détonation de 145g de Plastrite [179]. Une bonne cohérence entre les lois de similitude dans l'air et dans la mousse données par SANDIA [102] et les résultats expérimentaux du CEA a bien été observée pour les surpressions et pour les trois charges de masses différentes mais pas pour les impulsions dont les profils restaient encore difficiles à interpréter.

8.9.1.2 Influence de l'épaisseur de la barrière

Britan 2011 a souligné l'intérêt d'ajouter des particules solides, par exemple des cendres de charbon dans la mousse afin d'augmenter la stabilité et les performances d'atténuation d'un choc d'une mousse. Les particules ajoutées dans cette étude en tube à choc mesuraient environ $100\mu\text{m}$. Il semble en revanche que la pression réfléchiée par le fond du tube a été augmentée par cet ajout. Une expression de l'épaisseur de mousse nécessaire pour réduire la surpression est fournie pour un facteur de compaction des particules connu. L'épaisseur de mousse nécessaire est plus importante plus la mousse est sèche et/ou plus l'énergie du choc est fort [168].

Ball montre que l'effet total d'atténuation ne dépend pas linéairement de la différence d'impédance mais dépend aussi de l'épaisseur de la barrière. L'influence de l'épaisseur de la barrière l devient plus importante quand la durée de l'onde de souffle est plus courte que la longueur de propagation dans la mousse (l/D) [76]. En utilisant l'expression de la surpression dans l'air donnée par Smith [168], et en se plaçant au cas limite où la surpression finale derrière la protection de mousse entraîne la destruction des fenêtres d'un bâtiment, soit 1.7kPa , il est alors possible de tracer l'épaisseur de mousse nécessaire pour éviter ce cas extrême (l) sur le rayon de la charge (r_{ch}) en fonction du rapport de masse volumique entre la mousse ρ_f et la charge ρ_{ch} [38]. La figure 160 permet de dimensionner l'épaisseur de la mousse pour réduire la surpression, par exemple : il faut 2m de mousse à 50kg/m^3 pour réduire la surpression à 1.7kPa générée par la détonation d'une charge de 1kg de TNT.

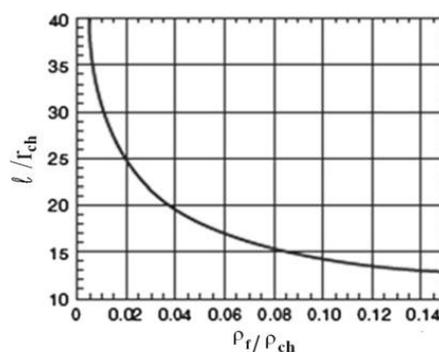


Fig. 160 : Evolution de l'épaisseur de mousse en fonction du rapport de densité entre la mousse et la charge pour que la surpression en sortie de mousse ne dépasse pas 1.7kPa (extrait de [38])

Gelfand souligne l'importance d'une couche d'air entre la charge et la couche de liquide pour protéger par exemple un bâtiment des effets de destruction de la détonation de la charge. Il étudie les trois configurations décrites à droite sur la figure 161 [58]:

- Cas 1 : la charge est nue
- Cas 2 : la charge est entourée de mousse
- Cas 3 : il y a un espace d'air entre la charge et la mousse

Il donne ensuite les domaines de pressions et les impulsions de chacun des cas en fonction de la distance réduite de chacune des configurations. Il semble que le cas 3 soit le plus favorable à l'atténuation du souffle.

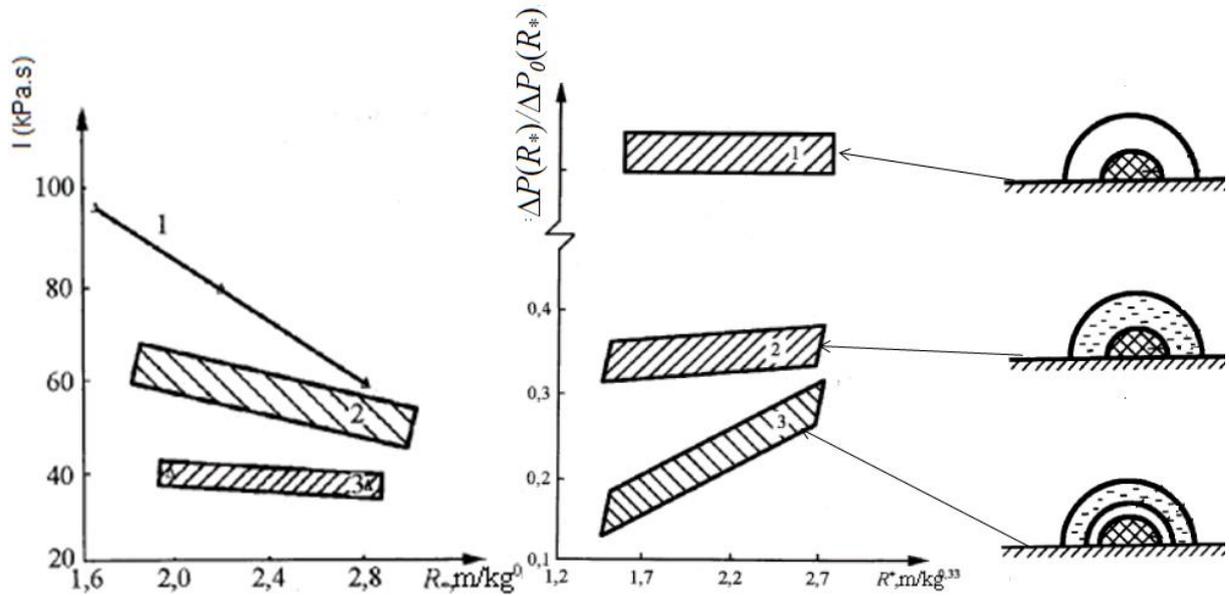


Fig. 161 : Evolution de la surpression et l'impulsion en fonction de la distance réduite R pour la détonation d'une charge dans l'air (cas 1) et de deux confinements par mousse (cas 2 et 3) (extrait de [58])

Une expression simplifiée de la célérité de l'onde dans un mélange diphasique, notée D^* par rapport à une célérité de l'onde dans un gaz, noté D est donnée en fonction d'un facteur de chargement massique. A une même distance du centre d'explosion, la célérité du mélange est inférieure à la célérité du gaz. En supposant que les particules ont une température constante, le rapport entre D^* et D , le rapport des pressions et le rapport d'impulsion I^* et I s'écrivent [58]:

$$\frac{D^*}{D} = (1 + \mu)^{-0.5} \quad (78)$$

$$\frac{P^*}{P} = (1 + \gamma\mu\nu)^{-0.5} \quad (79)$$

$$\frac{I^*}{I} = \left(\frac{(1 + \mu)(1 + \Gamma_{eq})}{(1 + \gamma\mu\nu)(1 + \gamma)} \right)^{0.5} \quad (80)$$

avec :

$\nu = \frac{c_l}{C_{p,g}}$: rapport entre les capacité calorifique des phases

$\mu = \frac{\epsilon\rho_l}{(1-\epsilon)\rho_g}$: facteur de chargement massique

D'après la figure 162, l'impulsion de l'onde réfléchiée dans la mousse est plus importante que dans l'air pour $R < 0,64 \text{ m/kg}^{1/3}$ et inversement pour $R > 0,64 \text{ m/kg}^{1/3}$.

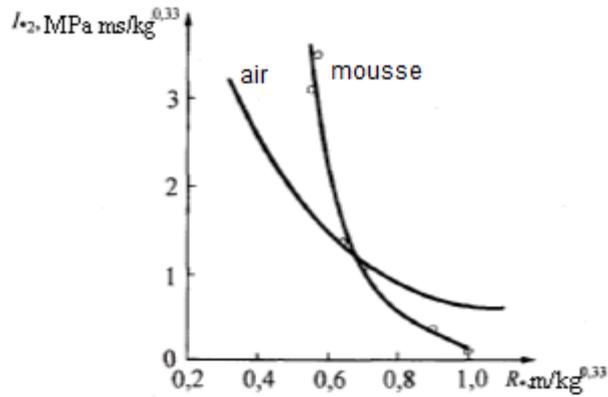


Fig. 162 : Evolution de l'impulsion réduite de l'onde réfléchi dans la mousse en fonction de la distance réduite (extrait de [58])

Pour une explosion interne, une relation linéaire entre le facteur d'atténuation des surpressions et la masse volumique de la mousse ρ comprise entre 2 et 20kg/m³ et pour des distances réduites entre 0.8 et 2.5kg/m^{1/3} a été déterminée [58] :

$$\frac{\Delta P_{air}}{\Delta P_{mousse}} = 1 + 0.75\rho \quad (81)$$

8.9.2 Expérience en tube à choc : simulation d'une explosion externe

Pour une étude plus fondamentale des phénomènes, des expériences à petite échelle sont conduites dans des tubes à choc (TAC). Dans ce cas, une onde de choc plane est générée à la place d'une onde de souffle sphérique. Les différences sont les suivantes :

- le front du choc n'est plus suivi par une phase décroissante, qui était due dans le cas de la détonation d'une charge explosive à l'expansion des produits de détonation et aux détentes de la divergence sphérique de l'écoulement
- aucune boule de feu n'est observée, les effets thermiques peuvent donc être négligés ce qui permet l'étude précise du transfert du moment entre les phases liquides et gazeuses et rend plus facile la modélisation de l'interaction entre un choc et de la mousse.

L'influence du drainage sur l'atténuation du choc a été mise en évidence par Britan [138]. Le drainage accroît l'inhomogénéité dans le sens vertical de la couche de mousse. En effet dans ces expériences le diamètre moyen passe de 50µm à 500µm en haut d'un tube de 500mm de haut et de 50µm à 200 µm pour le bas du tube. Le drainage lui a donc permis de faire varier la taille des bulles de la mousse choquée. Pour une masse volumique initiale de 200kg/m³ et un choc avec un nombre de Mach de 1.3, plusieurs conclusions ont été données :

- l'onde transmise dans la mousse est plus ralentie dans une mousse fraîche qui est initialement plus humide et possède des bulles plus petites
- l'onde transmise dans la mousse de plus en plus vieille résulte d'une série d'onde de compression qui cause une montée en pression plus progressive

- l'onde réfléchi au fond du tube d'essai est mieux atténuée pour les mousses qui ont vieilli, plus sèche et de bulles plus grosses

D'autres essais en tube à choc ont montré qu'à partir d'un certain temps, les profils de pression obtenus deviennent complexes à analyser du fait des multiples croisements des ondes [101]. La figure 163 montre que l'onde incidente (I) se réfléchi sur l'interface de mousse en (Rf). L'onde (Rf) se réfléchi sur la surface de contact (CS) en (Rd). L'onde (Rd) se propage jusqu'au front de la mousse et se réfléchi à l'interface en (Rf'). La durée Δt à considérer pour le test est définie par la relation suivante :

$$\Delta t = L_{ch} \frac{2 + (\gamma - 1)M_i^2}{(\gamma + 1)c_{air}M_i^3} \quad (82)$$

avec :

L_{ch} : longueur du tube d'essai

M_i : nombre de Mach de l'onde incidente dans l'air

c_{air} : célérité du son dans l'air non choqué

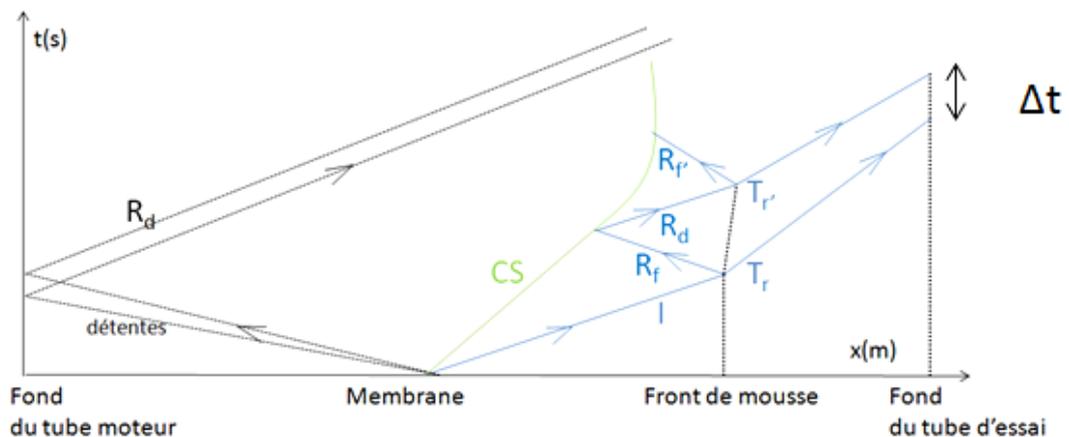


Fig. 163 : Trajectoires des ondes dans le tube à choc [101]

Durant cette durée, les paramètres du gaz sont stationnaires et peuvent se déterminer par les équations classiques de choc et les conditions de la mousse derrière le choc dépendent seulement de la structure initiale de la mousse. Il faut donc une longueur de mousse suffisante x^* pour observer la stationnarité de la compression transmise dans la mousse de l'ordre de :

$$x^* = c_{mousse} \Delta t \quad (83)$$

avec :

c_{mousse} : célérité du son dans la mousse

La taille du capteur de pression sur les temps de montée mesurés dans la mousse doit être prise en compte. Britan a défini un facteur de correction pour prendre en compte la taille des capteurs de pression. Les effets du film liquide dû au drainage et à la lubrification des capteurs sont aussi à prendre en compte dans l'analyse des résultats en tube à choc [122].

La visualisation de la propagation est possible grâce à la technique du « open-shutter », diaphragme de la caméra complètement ouvert [110]. A l'issue de la

fragmentation de la mousse après le passage du choc, un brouillard de gouttelettes se forme. La visualisation à travers ce brouillard est réalisée par la transparence spectrale [111], étude qui convient principalement pour les mousses sèches [38]. Par transparence, le front du nuage est déterminé par un algorithme et la dynamique de la courbure du front est convertie en fraction de liquide et/ou en diamètre des gouttelettes. Une partie a bien été évaporée comme le montre une autre étude de Britan [169].

8.10 Autres types de matériaux pour atténuer le souffle

La propagation d'une onde dans un milieu est principalement liée à la compressibilité du milieu. Le coefficient de compressibilité isotherme χ_t se définit en fonction de la célérité du son (c) et de la masse volumique (ρ) tel que :

$$\chi_t = \frac{1}{c^2 \rho} \quad (84)$$

Intuitivement, il semble qu'un milieu est d'autant plus efficace pour atténuer une onde de choc, que :

- sa célérité du son est basse
- sa compressibilité ou sa masse volumique sont élevées.

Le tableau 29 présente les caractéristiques de différents matériaux homogènes et diphasiques qui sont couramment utilisés pour confiner les effets d'une onde de souffle.

Matériau	Diamètre de la phase dispersée	Célérité du son (m/s)	Masse volumique (kg/m ³)	Taux de Compressibilité isotherme (m ² N ⁻¹)	Conductivité thermique (W·m ⁻¹ ·K ⁻¹)	Capacité Thermique Massique Cp (J.kg ⁻¹ . K ⁻¹)
Air	-	340	1.2	-	0.02	1004
Eau	-	1430-1550	1000	5.10 ⁻¹⁰	0.6	4185
Mousse solide (polyuréthane)	100µm	6	10-800	-	0.02- 0.03	1450
Sable	10µm-10mm (2/3 particules 1/3 air)	10-300	2000	-	1	835
Neige	10µm-0.1mm	3200 (glace)	10-600	-	0.03-0.6	2060 (glace)
Mousse liquide	10µm-5mm	30-250	10-100	-	-	-
Rideau de bulles	1mm	-	1000 (eau) ?	-	-	-
Brouillard d'eau	100µm	-	2500 ?	-	-	-

Tab. 29 : Caractéristiques des matériaux souvent utilisés pour atténuer un choc comparées à celles de l'air

8.10.1 Intérêt des bulles de gaz

L'introduction d'éléments compressibles comme des bulles de gaz dans un liquide entraîne la diminution de la célérité du son dans ce milieu et influence donc la propagation de l'onde. L'immersion d'une charge explosive dans un milieu diphasique change les profils des caractéristiques du souffle et augmente les échanges d'énergie entre les produits de détonation et le milieu absorbant. Ces échanges dépendent donc de la capacité thermique et la conductivité thermique du milieu et donne une idée de la diffusion de la chaleur réalisée grâce à ce matériau [58].

Dès les années 1910, la propagation des ondes dans un liquide à bulles a été étudiée dans le but de contrôler le son produit par les propulseurs des navires

[36,61]. Les liquides bulleux sont bien un cas particulier des mousses dont la fraction volumique de liquide est supérieure à 30%. Des études plus récentes sont disponibles sur ce sujet [123,124,126] et ont permis de déterminer une expression de la célérité du son dans ces milieux à bulles.

Les rideaux de bulles sont utilisés à proximité des navires pour modifier la structure de l'onde de souffle sous-marine. Le passage de l'onde à travers un rideau de bulles peut entraîner des phénomènes de cavitation au sein des bulles de gaz. Grandjean a pris en compte des hétérogénéités de porosité dans le modèle de liquide à bulles où les bulles sont concentrées sous forme d'amas sphériques [61]. Des atténuations de l'ordre de 35% à 90% en énergie ont été constatées dans cette étude en faisant varier dans la simulation la porosité, la taille de bulles, et la largeur de rideau. L'atténuation de l'onde est fortement liée aux effets combinés de la fission des bulles et des échanges thermiques entre le gaz et le liquide. Ce modèle décrit la fragmentation des bulles lors du passage du choc. Grandjean a remis en cause la sphéricité des bulles par la fission de ces dernières et a souligné l'influence de la polydispersité sur la réponse d'un milieu aéré. La dispersion de la taille des bulles contribue à lisser le profil des chocs, il y a annulation de phase entre les oscillations de bulles.

8.10.2 Intérêt d'un nuage de gouttelettes liquides dispersées dans l'air

Pour protéger des bâtiments contre les effets de souffle aérien, des pulvérisateurs (ou sprinklers) sont utilisés. En effet un nuage de gouttes d'eau permet de réduire la boule de feu et d'atténuer les effets du souffle par la fragmentation des gouttes. Les études réalisées sur des gouttes entre 1 μ m et 2.5mm ont démontré la capacité des nuages à atténuer la surpression et à réduire la vitesse de propagation des ondes. Une atténuation du pic de pression pouvant aller jusqu'à 80 %, pour une fraction volumique de liquide de l'ordre de 1% [60]. Chauvin et Jourdan ont mis en valeur une zone de relaxation dans un nuage dont la fraction volumique de liquide est inférieure au pourcent ($\Delta\tau_{relax}$) [60]. Le temps de fragmentation relatif à la zone de relaxation augmente avec le diamètre et diminue avec la vitesse d'écoulement. Cette zone comporte un pic de pression suivi par une diminution de la pression (une détente d'une durée de τ_{det}) jusqu'à atteindre un minimum et tendre vers une pression d'équilibre à l'instant τ_p , comme le montre la figure 164.

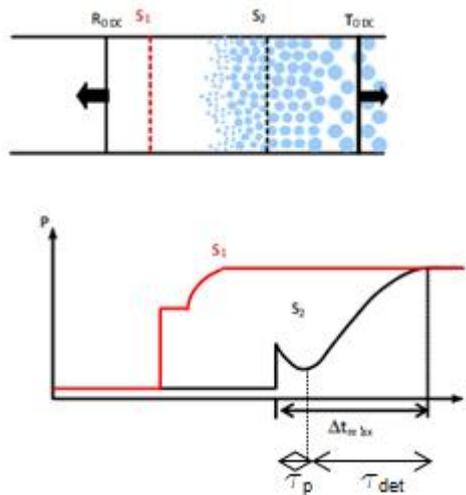


Fig. 164 :Schématisation des profils de pression dans une phase dispersée composée de gouttes d'eau de fraction volumique de liquide <1% (extrait de [60])

La zone de détente augmente avec :

- l'augmentation de la distance parcourue dans le nuage
- l'augmentation de la fraction volumique
- l'augmentation du diamètre des gouttes
- la diminution du nombre de Mach.

Cette zone entraîne une réduction de l'impulsion.

A l'interface air/nuage, en revanche l'onde réfléchie est augmentée avec l'accroissement de la fraction volumique ou du nombre de Mach. Cette augmentation est liée au changement d'impédance acoustique. Au front aval, un faisceau d'ondes de détente est généré au niveau de l'interface nuage/air une fois que l'onde de choc est transmise et sortie du nuage. Ce faisceau se propage alors dans le sens opposé à l'écoulement et sa présence provoque une diminution de l'impulsion en amont.

Le code de calcul PEGASE, monodimensionnel, stationnaire Eulérien, prend en compte le phénomène de fragmentation des gouttes et un taux de production de gouttes. La pression d'équilibre et la vitesse de l'onde de choc réfléchie sur le front amont sont surestimées par le code.

8.10.3 Mousse solide vs. mousse aqueuse

8.10.3.1 Réduction des surpressions par des mousses solides

Sewell a comparé deux matériaux homogènes (air et eau) avec un matériau diphasique [140]. La surpression à 1.5m d'une charge de 400g de TNT au sein de matériaux d'atténuation est mesurée. La charge est confinée par le système gonflable breveté qui contient ces matériaux à comparer. Il a conclu que :

- la surpression réfléchiée dans l'eau est 100 fois plus grande que celle réfléchiée par l'air.
- la mousse polyuréthane solide semble être le meilleur moyen de protection en réduisant par 10 la surpression réfléchiée par rapport à l'air.

Dans le brevet de Edberg, l'épaisseur d'un matériau absorbant nécessaire pour que la surpression en sortie du matériau soit égale au seuil de bris de vitre (2kPa) est tracée en fonction de la surpression incidente issue de la détonation de la charge, comme le montre la figure 165 [170]. Il semble qu'il faut moins d'épaisseur de mousse solide (polystyrène) que de sable ou d'eau pour réduire la surpression à ce seuil. Ces courbes sont données pour des particules de diamètre 0.2mm et un taux de compaction de 0.001. Une formule empirique plus générale est donnée pour déterminer l'épaisseur du matériau diphasique nécessaire en fonction de la pression initiale (P_i) et finale (P_f), du diamètre des particules (r) et du taux de compaction (F) [38] :

$$l = 1.24 \frac{d}{F^{1/2}} \left(\frac{\rho_p}{\rho_{air}} \right)^{1/4} \left(\ln \frac{P_i}{P_f} \right)^{1/2} \quad (85)$$

avec :

ρ_p : masse volumique des particules du matériau diphasique

ρ_{air} : masse volumique de l'air

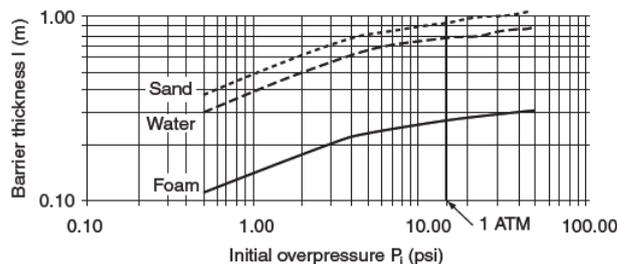


Fig. 165 : Epaisseur du matériau (sable, eau ou mousse solide) pour que la surpression finale soit réduite à 2kPa (soit 0.29psi) en fonction de la surpression initiale (pour $d= 0.2\text{mm}$ et $F=0.001$) (extrait de [170])

En effet une mousse solide peut absorber de l'énergie par déformation plastique. Petel en étudiant l'interaction d'un polymère avec un souffle a mis en évidence l'existence d'un précurseur élastique durant la compaction dynamique d'un matériau cellulaire [109]. Les mousses solides à la différence des mousses aqueuses ont des cellules de gaz non fermés et permettent ainsi une redistribution de l'énergie de l'onde de choc par le mouvement du gaz dans la structure hétérogène [5]. Les mousses solides contribuent à la génération de feu et de fumée [86] alors que les mousses liquides les réduisent, de plus elles atténuent mieux les ondes sonores que les solides [77,87].

8.10.3.2 Réduction des surpressions par des mousses aqueuses

En 1991, à l'ISL, l'efficacité entre une mousse à raser et une mousse polyuréthane solide a été comparé en tube à choc [171,172,173]. La vitesse du choc dans la mousse est un paramètre important pour l'effet protecteur. Selon les résultats des expériences physiologiques, il est confirmé que la mousse à raser protège davantage que la mousse polyuréthane. Ces essais ont été réalisés sur des cochons recouverts de 10cm de mousse placés à une distance telle qu'ils soient exposés à une surpression de 4bar d'une durée de 2ms [174].

Gelfand a comparé la surpression obtenue lors de la détonation d'une charge dans un tapis dense, un sol poreux et une mousse liquide avec ceux obtenus dans l'air. Pour une pression du choc incident de 1bar, la figure 166 montre les surpressions obtenues dans les différents matériaux en fonction de la distance réduite R [58].

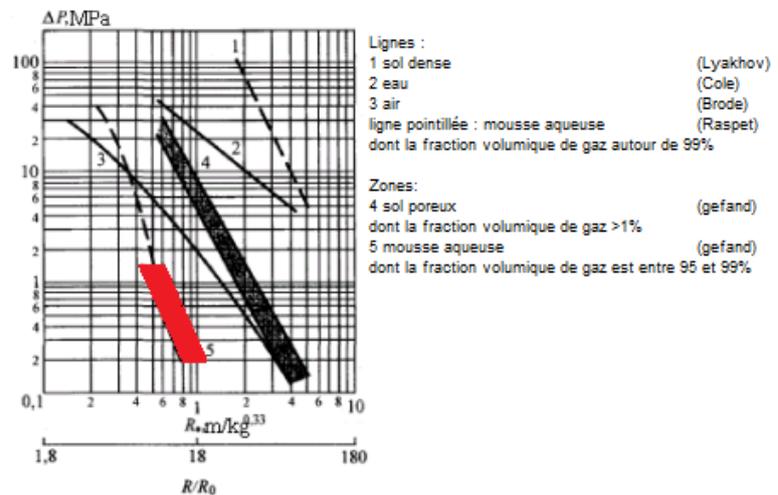


Fig. 166 : Comparaison de la surpression obtenue dans la mousse avec celle obtenue dans l'eau et l'air et d'autres matériaux diphasiques (sol dense, sol poreux) en fonction du rapport entre la distance à la charge R et le rayon de la charge R_0 ou de la distance réduite R(extrait de [58])

Pour résumer sur un même graphique, l'atténuation du niveau de la pression du son avec différents matériaux de protection, une relation est donnée et permet de tracer le domaine présenté en figure 167. Cette relation s'écrit [58] :

$$\Delta L = 20 \log \left(\frac{\Delta P}{\Delta P_{air}} \right) = 3Z - 4 \quad (86)$$

avec :

$$Z = \frac{\sigma V}{G}$$

V volume du matériau de protection

G masse de la charge en équivalent TNT

σ concentration massique de la phase condensée (kg/m³)

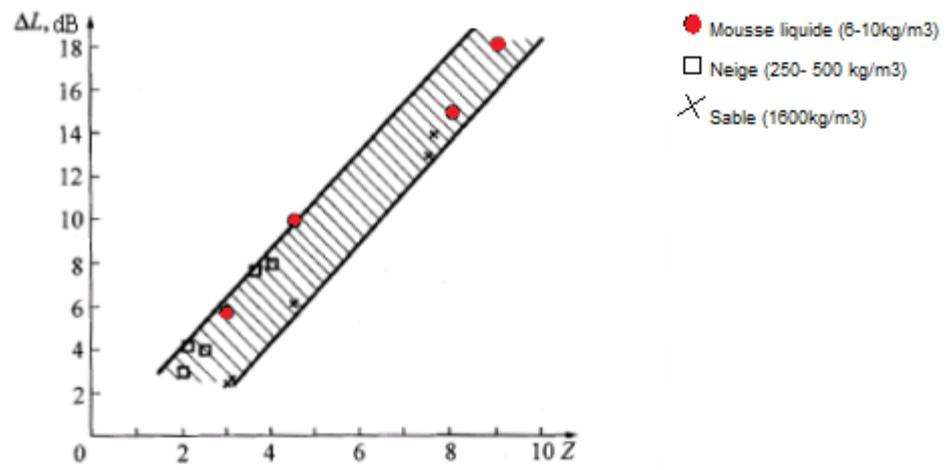


Fig. 167 : Comparaison du niveau sonore entre une mousse liquide sèche et deux autres matériaux (sable et neige) (extrait de [58])

8.11 Modèles de l'interaction choc/mousse proche de la charge

8.11.1 Modèle EGF simple (Effective Gas Flow)

Dans ce modèle, la mousse est considérée comme un « pseudo-gaz » vérifiant les équations classiques d'un écoulement monophasique d'un gaz pour lequel les constantes thermodynamiques sont pondérées par rapport à sa phase liquide et gazeuse, comme l'ont proposé Rudinger, Kudinov et Palamarchuk [67,84,85,91,99]. La mousse est considérée comme un gaz homogène avec un coefficient adiabatique effectif.

Les équations de conservations sont décrites en eulérien. Ce système d'équations est résolu par un schéma implicite aux différences finies. Les hypothèses de ce modèle sont les suivantes :

- 1) l'équilibre thermodynamique des deux phases est atteint instantanément, d'où l'autre nom du modèle « single-velocity » ce qui paraît justifiée si la zone de relaxation des vitesses observée expérimentalement est plus importante que le diamètre moyen des cellules de gaz dans la mousse [81]. Ces effets de relaxation peuvent être négligés si le domaine proche de la charge est étudié [78].
- 2) l'air est considéré comme un gaz parfait avec une capacité calorifique constante
- 3) la pression de la mousse est la même que celle de l'air ce qui est vérifiée si les dimensions de la phase liquide sont très grandes devant la phase gazeuse
- 4) l'eau est incompressible et n'est pas évaporée ce qui est vraie pour des pressions de travail inférieures à 1kbar, ainsi l'influence de la phase liquide sur la pression totale est négligée et donc le travail de compression du choc fournit l'énergie seulement à la phase gazeuse [81].

Pour prédire la montée en pression et la vitesse du choc dans la mousse, le modèle EGF est souvent utilisé mais surestime les pressions du choc réfléchi sur un mur [67]. De plus ce modèle ne prend en compte ni la dissipation ni la dispersion. Ce modèle permet donc de bien prédire le comportement avant l'interface air/mousse mais pas dans la mousse [101].

En supposant que la mousse peut être considérée comme un mélange de bulles de gaz dans un liquide, l'équation d'état associée à ce modèle est écrite sous la forme suivante [91,101] :

$$e = \frac{p(1 - \epsilon)}{\rho(\Gamma - 1)} \quad (87)$$

avec :

e : énergie interne du mélange

$\Gamma = \gamma \frac{1 + \mu v}{1 + \gamma \mu v}$: coefficient adiabatique effectif, soit le rapport entre les chaleurs spécifiques

$v = \frac{c_l}{c_{p,g}}$: rapport entre les capacité calorifique des phases

$\mu = \frac{\epsilon \rho_l}{(1-\epsilon)\rho_g}$: facteur de chargement massique

ϵ : fraction de liquide massique

Souvent l'exposant adiabatique effectif Γ de la mousse est considéré comme constant et égal à sa valeur initiale, ce qui est justifié si l'on suppose les hypothèses 1 et 2 et que l'on néglige la pression partielle du liquide (hypothèse 5). Le rapport entre la pression de l'onde transmise dans la mousse et celle dans l'air peut s'écrire en fonction du nombre de Mach M_{tr} et du coefficient adiabatique, Γ , d'après une des relations de Rankine-Hugoniot:

$$\frac{P_{f1}}{P_0} = \frac{2\Gamma M_{tr}^2 - (\Gamma - 1)}{\Gamma + 1} \quad (88)$$

avec :

P_{f1} : pression de l'onde transmise dans la mousse

P_0 : pression atmosphérique (air)

$M_{tr} = \frac{D}{c_{tr}}$: nombre de Mach de l'onde transmise dans la mousse

$c_{tr}^2 = \Gamma \frac{P_0}{(1-\epsilon)\rho_0}$: célérité du son dans la mousse

ρ_0 : masse volumique initiale de la mousse

Si $\frac{P_{f1}}{P_{f0}} \gg 1$, alors l'équation 84 devient :

$$P_{f1} = \frac{2\rho_0 D^2}{\Gamma + 1} \quad (89)$$

Dans ce cas, ce rapport de pression peut être tracé en fonction de la célérité de l'onde transmise dans la mousse notée D mesurée dans un tube à choc et en fonction de la fraction volumique de liquide (liée à la masse volumique de la mousse). Britan a résumé les différents résultats expérimentaux de kudinov dans la figure 168 et a montré une bonne corrélation entre les valeurs expérimentales et la formule 89 [38,82]. Cependant plus la célérité D augmente, plus on observe une dispersion entre les résultats théoriques et expérimentaux. En effet le modèle néglige la relaxation qui entraîne une diminution de la pression.

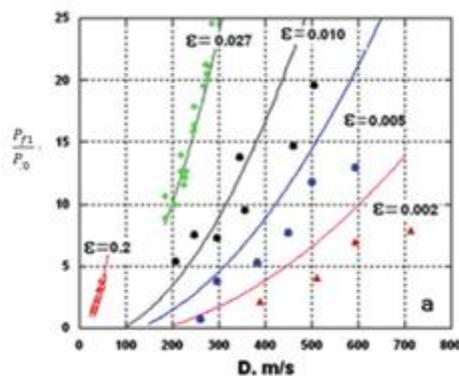


Fig. 168 : Evolution du rapport de pression en fonction de la célérité du choc de l'onde transmise dans la mousse et de la fraction volumique de liquide (ϵ) (extraite de [38], points expérimentaux issus de [82])

Dans le cas d'une mousse humide, on démontre que : $\Gamma \approx 1$ [94]. Alors la formule 88 devient ; [82] :

$$\frac{P_{f1}}{P_0} \approx M_{tr}^2 \quad (90)$$

Kudinov a estimé l'atténuation du souffle dans la mousse en supposant que l'énergie est immédiatement transférée du point d'explosion équivalent à la mousse. Pour le cas sphérique, une expression pour le pic de pression est donnée. Ce pic de pression diminue proportionnellement à l'inverse de la distance à la charge au cube [38,83]:

$$P_{f1} = \frac{3\Gamma - 1}{\pi\Gamma + 1} \frac{E_0}{1 - \varepsilon} r^{-3} \quad (91)$$

avec :

E_0 : énergie transférée immédiatement du point d'explosion à la mousse

r : distance entre le point d'explosion au front de mousse considérée

Avec l'équation 85, $p_{f1} \sim D^2$ et avec l'équation 87, $p_{f1} \sim r^{-3}$, la célérité de l'onde transmise dans la mousse est donc proportionnelle au rayon à la puissance 1.5, soit $D \sim r^{-1.5}$, ce qui est montré sur les courbes de la figure 169. En revanche il semble que la célérité de l'onde transmise dépend de la masse de l'explosif, ce qui montre les limites du modèle EGF.

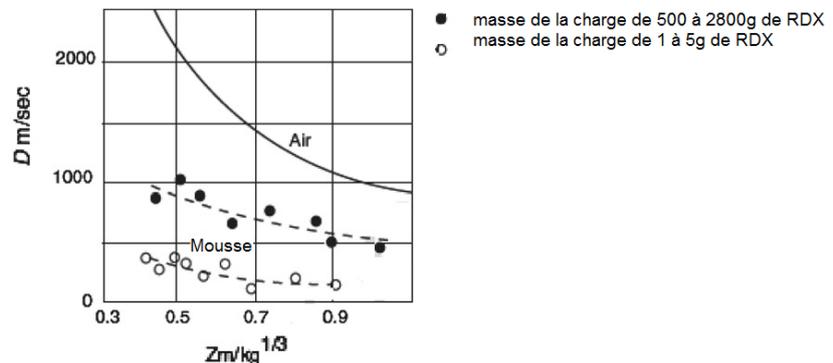


Fig. 169 : Evolution de la célérité du front du souffle dans une mousse de 10kg/m^3 pour des masses de RDX différentes en fonction de la distance réduite Z. La ligne est tracée pour $\Gamma = 1.008$ à l'aide du modèle EGF (extrait de [38], qui s'appuie sur les résultats expérimentaux de Palamarchuk, article disponible qu'en russe)

Plusieurs hypothèses sont émises dans ce modèle afin d'en déduire le rapport de réduction de pression mesurée au front du souffle dans la mousse et celle mesurée dans l'air [38]:

- la distance parcourue par l'onde de souffle (r) doit être supérieure au rayon de la charge (r_{ch}) ($r \gg r_{ch}$)
- la masse de mousse confinant le souffle doit être supérieure à la masse des produits de détonation
- la pression du souffle (p_{front}) doit être supérieure à la pression atmosphérique ambiante $p_{front} \gg p_0$

Le rapport de pression s'écrit alors tel que :

$$\frac{P_{f1}}{P_{air 1}} = (1 - \varepsilon) \frac{\gamma - 1 \Gamma - 1}{\gamma + 1 \Gamma + 1} \quad (92)$$

La figure 170 a permis de mettre en évidence que la pression dans la mousse proche de la charge ($R < 0.3 \text{ m/kg}^{1/3}$) a tendance à être supérieure aux valeurs d'un souffle aérien selon ce modèle [82]. En effet à cette distance proche de la charge, les températures sont hautes et le liquide est certainement surchauffé et donc s'évapore. La mousse n'a alors plus d'efficacité. Alors que plus loin de la charge les pressions deviennent presque 10 fois inférieures à l'air.

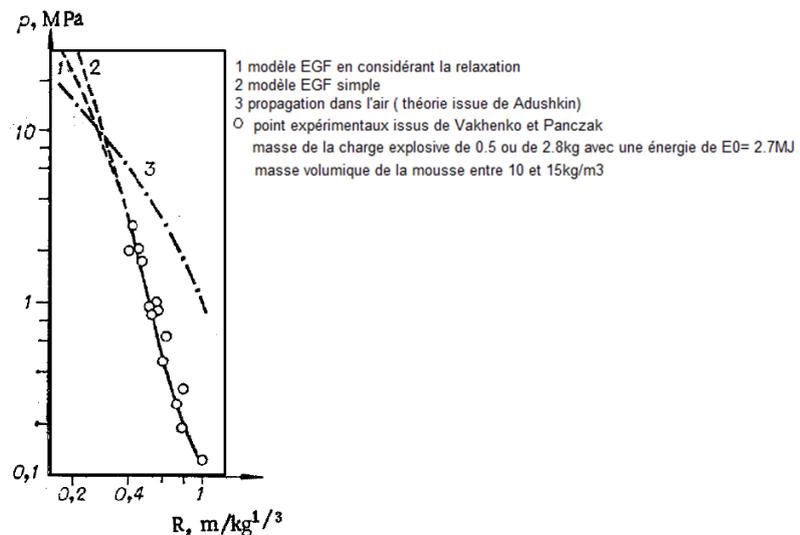


Fig. 170 : Evolution de la pression du front du souffle dans une mousse de 10 kg/m^3 en fonction de la distance réduite (extrait de [88,89])

8.11.2 Modèle EGF avec prise en compte de l'évaporation

Kudinov [83] a expliqué que l'évaporation des gouttelettes issues de la propagation du choc dans la mousse ralentit le choc formé par le transfert d'énergie des produits de détonation (prodets) vers l'air. En effet des microbulles entrent dans la région des prodets chauds et augmentent ainsi la surface de contact du milieu diphasique avec les prodets. Elles sont ensuite accélérées dans l'onde de raréfaction. L'énergie spécifique est alors consommée, un refroidissement rapide a lieu et les prodets sont ainsi ralentis. Le transfert d'énergie et de moment entre les prodets et le liquide est gouverné par la taille des particules formées lors de la destruction de la mousse. La taille des micro-bulles augmente avec la concentration en liquide.

Zhdan s'intéresse aux cas où l'explosion de la charge a lieu à l'intérieure de la mousse et au cas proche de la charge ($Z < 0.35$) [78]. Dans ce cas, il semble nécessaire de prendre en compte l'évaporation du liquide [131]. On peut parler d'écoulement diphasique à trois fluides [38]. Les hypothèses du modèle EGF deviennent alors les suivantes :

- 1) la capacité calorifique de l'air à volume constant n'est plus constante
- 2) l'eau n'est plus incompressible et l'influence de la phase liquide sur la pression totale n'est plus négligée (dans ce cas, l'équation d'état de Tait peut être utilisée [67])
- 3) la pression de la phase liquide est la même que celle de l'air
- 4) une fois que le front de détonation a passé le rayon de la charge, r_{ch} , la forme de l'onde de détonation est supposée sphérique avec les paramètres typiques d'une détonation auto-semblable définie par Taylor [175]

Une fonction auto-semblable est invariante par un changement d'échelle en temps. La méthode de recherche de solutions auto semblables consiste à imposer une certaine forme à la solution recherchée et de ce fait à transformer l'équation aux dérivées partielles en une équation différentielle ordinaire.

Afin de prendre en compte l'évaporation, un terme de transfert de chaleur de contact est ajouté aux équations de conservation d'énergie pour la phase liquide [38]. Le rapport entre la pression de la mousse et celle de l'air obtenu grâce à cette modélisation est bien plus grand que l'unité lorsqu'on est proche de la charge ($Z < 0.35$), ce qui peut être expliqué par le fait qu'il y a une grande différence d'impédance entre l'air et la mousse [87]. Avec ce modèle, plusieurs conclusions en sont tirées [78,81] :

- la vaporisation du liquide et donc l'augmentation du volume gazeux du milieu, pénalisent un maximum d'atténuation
- trop près de la charge ($Z < 0.15$), la température est tellement haute que les effets d'évaporation sont négligeables
- plus la masse de la charge augmente, plus l'énergie transférée immédiatement du point d'explosion à la mousse (E_0) augmente et donc le transfert de chaleur aussi entre le gaz et les gouttelettes
- le diamètre des gouttes et la masse de la charge sont les facteurs dominants dans le transfert de chaleur, d'après l'expression du terme de transfert de chaleur
- si le rayon de la charge est largement supérieur au diamètre des bulles, alors l'équilibre cinématique entre les deux phases est atteint à une distance 10 fois supérieure au diamètre des bulles. Ces conditions ont été réunies dans le cas où les bulles mesurent environ 2mm et que le poids de la charge est supérieur à 0.05kg.

Il faut noter que peu d'expériences ont pu être menées jusqu'ici pour une distance 10 fois inférieure au rayon de la charge, afin de vérifier les courbes théoriques obtenues par Zhdan et Panczak [78,88]. L'étude de Crepeau porte sur l'interface entre les produits de détonation et la mousse et balaye la plage de distance réduite entre 0.1 à 3.5kg/m^{1/3} avec des expériences réalisées avec du C4. Ce modèle repose sur les hypothèses suivantes [94] :

- le mélange composé d'air et de vapeur d'eau est comme un gaz parfait
- seule la fraction massique d'eau sous forme de vapeur varie avec les conditions locales
- la pression partielle de l'eau est alors considérée comme égale à la pression de saturation de l'eau à température ambiante.

Hartman a comparé les résultats expérimentaux de NEST R&D obtenus dans les années 80 avec ce modèle implémenté dans le code à deux dimensions, nommé SHAMRC (Second order Hydrodynamic Automated Mesh Refinement Code), utilisé par Crepeau [102]. Il semble que cette théorie où l'équilibre en vitesse et en température entre les phases est supposé instantané ne permet pas d'estimer les caractéristiques du choc mesurées par SANDIA [102] :

- les temps d'arrivée calculés sont trop rapides proche de la charge et trop lents loin de la charge par rapport aux expériences
- les pressions calculées sont surestimées par rapport aux expériences.

Avec ce modèle, les instabilités de Rayleigh-Taylor ont pu être mises en évidence sur le profil de température pour une mousse de masse volumique de 15kg/m^3 . Crepeau a proposé alors d'adapter son modèle en considérant que l'eau se fragmente en gouttelettes. L'eau est modélisé à 20% en équilibre et 80% sous forme de gouttelettes de 200 à $500\mu\text{m}$ en mouvement. Il a aussi proposé de prendre en compte la réduction de la taille des gouttelettes associée au souffle par le modèle de Wolfe. Les temps d'arrivée obtenus avec ce modèle modifié sont plus en accord avec les expériences pour des distances réduites suffisamment grandes entre 1.5 et $2.5\text{kg.m}^{1/3}$.

Boughton a proposé d'utiliser une équation d'état à deux paramètres énoncée par Bjerre pour traiter le problème à l'interface entre les produits de détonation et la mousse [93]. Cette équation est une forme dérivée de l'équation de Redlich-Kwong. Dans ce cas, l'eau présente dans la mousse est surchauffée et en dessous du point critique. Le mélange considéré est composé d'air et de vapeur d'eau. Cette théorie semble cohérente avec les résultats expérimentaux de Vakhenko à +/-10% près [89]. D'après la figure 170 et en se plaçant à la distance réduite de 0.4kg/m^3 où commence l'atténuation, la pression déterminée est bien de l'ordre de 50bar et la vitesse de l'onde de 6000m/s , valeurs qui sont proches de celles déterminée par l'analyse de Boughton pour une mousse de masse volumique de 10kg/m^3 [93].

Des récentes études ont néanmoins continué à améliorer ce modèle à trois fluides (air, vapeur et eau) [95]

8.12 Modèles de l'interaction choc/mousse loin de la charge

8.12.1 Atténuation du souffle loin de la charge

Il semble que l'évaporation ne soit pas vraiment un facteur d'atténuation. Quand la phase liquide s'évapore, l'air ne s'appuie plus sur un matériau incompressible alors la vitesse du choc augmente, ceci permet au choc secondaire de rattraper et de renforcer le choc principal. Cette augmentation de la vitesse du choc secondaire entraîne aussi une réduction de la durée de la phase négative [88].

Panczak a montré qu'une mousse dense atténue mieux qu'une mousse légère [88]. En effet une fois le choc passé, il reste dans le milieu un résidu de chaleur. Quand le milieu retourne à la pression atmosphérique, le choc converti une part de l'énergie pour propager l'onde devant lui et conserve un résidu d'énergie résultant de l'échauffement irréversible des particules cisillées par le front du choc. La plus grande partie de cette énergie transmise à la mousse par le choc est transformée en une onde de détente ensuite l'atténuation est due à la divergence. Plus un choc est intense, plus il produit une importante partie d'énergie résiduel. Les mousses de bas foisonnement ayant une suppression initiale plus importante (dû au fait de la différence d'impédance plus importante) génèrent une partie d'énergie résiduelle plus importante que les mousses plus légères.

Raspet a mis en évidence que pour $X > 2.5$, la masse volumique n'avait plus vraiment de rôle, en présentant la réduction du niveau sonore en fonction de l'épaisseur adimensionnée X sur le graphique, repris à la figure 171 [87]. Deux mousses de masses volumiques différentes sont comparées : 4 et 33 kg/m³. Pour $X < 2.5$, le niveau sonore dans les mousses humides et sèches suit une loi linéaire en fonction de X . En revanche pour $X > 2.5$ une dispersion des résultats est observée, ce qui signifie que l'atténuation ne dépend plus que de la masse volumique (incluse dans la définition de X). D'autres paramètres comme la viscosité de la mousse ou la taille des bulles peuvent aussi avoir un rôle sur l'atténuation.

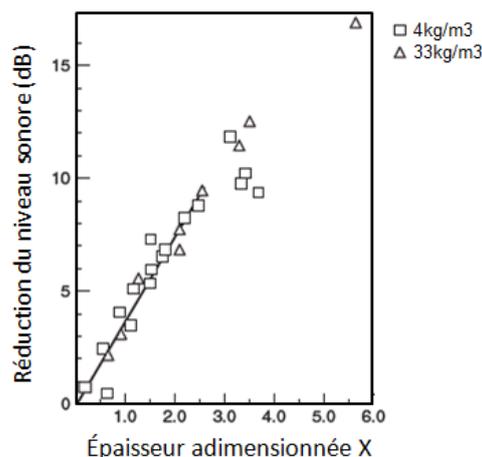


Fig. 171 : Evolution de la réduction du niveau sonore en fonction de l'épaisseur adimensionnée X pour deux mousses de masses volumiques différentes (mousse humide et sèche) (extrait de [87])

8.12.2 Dispersion et dissipation visqueuse dans les mousses humides

Il semble que le facteur prédominant soit la dispersion dans les mousses humides et principalement dans les liquides à bulles [123,124]. La dispersion est due à une différence de vitesse : la tête de l'onde se propage plus vite que la queue de l'onde [64]. Les mécanismes de dispersion peuvent se diviser en plusieurs groupes, rangés par ordre croissant d'importance [123,64,68] :

- la dispersion en fréquence due à la conduction thermique entre les bulles et le fluide et vice-versa, causant une différence de phase entre la pression dans les bulles et la pression externe. Ce mécanisme a tendance à aplatir l'onde de pression. Il dépend du diamètre des bulles et de la longueur d'onde. Si la distance inter-bulle est proche du diamètre de la bulle (surtout pour les mousses sèches) alors cette dispersion est très faible.
- la dissipation
 - visqueuse liée à la friction des bulles lors de leur oscillation. Ce mécanisme dépend donc du coefficient de la viscosité du fluide.
 - acoustique liée à la radiation acoustique des bulles
 - en amplitude due à la non-linéarité des équations, ce qui peut entraîner un raidissement de l'onde.

Krasinski souligne les conséquences de la dispersion et la dissipation par friction sur les profils de pressions [64] :

- la dispersion implique que l'impulsion intégrée reste constante mais l'onde s'étale dans le temps et l'espace et le temps de la durée positive est plus grand et alors la tête va plus vite que la queue de l'onde
- la dissipation par friction implique que l'impulsion intégrée diminue mais la durée de la phase positive reste constante.

Noordzij ajoute à la dissipation visqueuse les effets de relaxation dues aux forces visqueuses qui peuvent aussi altérer la vitesse des bulles par rapport au fluide et ainsi modifier les profils du choc en tube à choc [176].

Wijngaarden s'appuie sur des équations similaires à celles de Korteweg-de Vries développées pour décrire une onde avec une amplitude finie se propageant dans une direction soumise à des phénomènes de dispersion [123]. Selon lui il y a donc une compétition entre les effets non linéaires qui ont tendance à raidir l'onde et les mécanismes linéaires de dispersion qui ont tendance à élargir l'onde.

Dans le cas des liquides à bulles, deux cas peuvent être observés selon la sonocité de l'onde à basse ou haute fréquence. Crespo a souligné que le nombre de Mach de l'onde dans le cas d'un liquide à bulles peut être soit basé sur la célérité du son soit pour des basses fréquences soit pour des hautes fréquences [120]. Campbell a montré que si le nombre de Mach pour des basses fréquences est plus grand que un, alors il y a bien un choc qui se propage dans le liquide à bulles [74]. Crespo distingue deux cas :

- si les deux nombres de Mach (de haute et basse fréquence) sont plus grands que un, alors l'onde de choc commence avec une montée en

exponentielle et est suivie par une zone de relaxation où des oscillations en pression apparaissent jusqu'à atteindre un état d'équilibre. Ces oscillations sont atténuées par la dissipation thermique et visqueuse.

- si le nombre de Mach basé sur les hautes fréquences est plus petit que un, alors les oscillations disparaissent.

8.12.3 Modèle diphasique EGF avec prise en compte de la relaxation thermique

Palamarchuk, Kudinov et Vakhenko se sont intéressés particulièrement au transfert de chaleur entre le film liquide et la bulle de gaz [82]. Les phénomènes de relaxation sont pris en compte dans le modèle, et donc l'écoulement n'est plus auto-similaire, c'est-à-dire que le système d'équations différentielles dépend du temps. L'expression du coefficient adiabatique effectif du modèle, présenté dans le modèle EGF simple, est modifiée afin de prendre en compte le phénomène de relaxation [82] par :

$$\Gamma f = \gamma \frac{1 + \mu \nu \frac{\tau - T_0}{T}}{1 + \gamma \mu \nu \frac{\tau - T_0}{T}} \quad (93)$$

avec :

$\mu = \frac{c}{c_p}$: rapport entre la capacité thermique de la phase condensée sur la phase gazeuse

$\nu = \frac{\rho}{\rho_g}$: rapport entre la concentration massique de la phase condensée sur la phase gazeuse

τ : température de la phase condensée

T_0 : température à la discontinuité

T : température de la phase gazeuse

Les hypothèses considérées pour ce modèle sont les suivantes :

- la mousse est une phase gazeuse constituée de particules liquides, le milieu est donc toujours considéré comme homogène
- il n'y a pas de transfert de masse entre les phases
- la vitesse du gaz et de la phase condensée sont égales, il y a équilibre cinématique entre les phases au front du choc
- le temps de relaxation entre le gaz et la phase condensée est constant
- la densité et la capacité thermique de la phase condensée sont constantes et sa fraction volumique est négligeable
- la fraction et la pression partielle du liquide sont négligeables
- le gaz est considéré comme un gaz parfait avec c_p et un γ constants

Deux cas extrêmes sont mis en valeur :

- si la relaxation est dite gelée, c'est-à-dire $\tau = T_0$, condition réalisée sur le front d'un choc fort, alors : $\Gamma f = \gamma$
- si l'équilibre thermique est atteint c'est-à-dire $T \gg T_0$ et $\tau = T$, alors $\Gamma f = \Gamma eq = \gamma \frac{1+\mu\nu}{1+\gamma\mu\nu}$
- le cas d'une mousse humique implique $\Gamma eq = 1$ [97].

Modèle cinétique

En supposant maintenant que le transfert d'énergie à la phase liquide est dû à la conduction thermique qui suit elle une loi exponentielle qui fait passer le coefficient adiabatique effectif du modèle de Γf à γ . Il est alors possible de définir un modèle cinétique dépendant d'un paramètre temporelle θ qui définit le temps de vie du micro volume dans l'onde de choc [82]:

$$\Gamma f = \Gamma eq + (\gamma - \Gamma eq) \exp\left(-\frac{\theta}{t_0}\right) \quad (94)$$

avec :

t_0 temps de relaxation thermique entre les phases

θ temps de vie du micro-volume dans le choc

L'instant t_0 peut se déterminer à l'aide de la pente de la pression en fonction de la distance réduite [89]. Britan donne une expression pour t_0 [38]:

$$t_0 = \frac{\rho d^2 c}{12\lambda} \quad (95)$$

avec :

ρ : masse volumique de la phase condensée

d : diamètre des gouttelettes de l'ordre de grandeur de l'épaisseur du film d'une bulle

c : capacité thermique spécifique du liquide

λ : coefficient de transfert thermique de l'air

Dans le cas d'une explosion sphérique, et en s'appuyant sur l'équation donnée pour la montée en pression au front de l'onde de souffle dans une mousse, il est possible d'écrire la pression du front du souffle p_{front} en fonction de X [83] :

$$P_{f1} = \frac{0.5(\gamma - 1)T_g}{\gamma\mu T_l} X \quad (96)$$

avec :

T_g : température de la phase gazeuse

T_l : température de la phase liquide

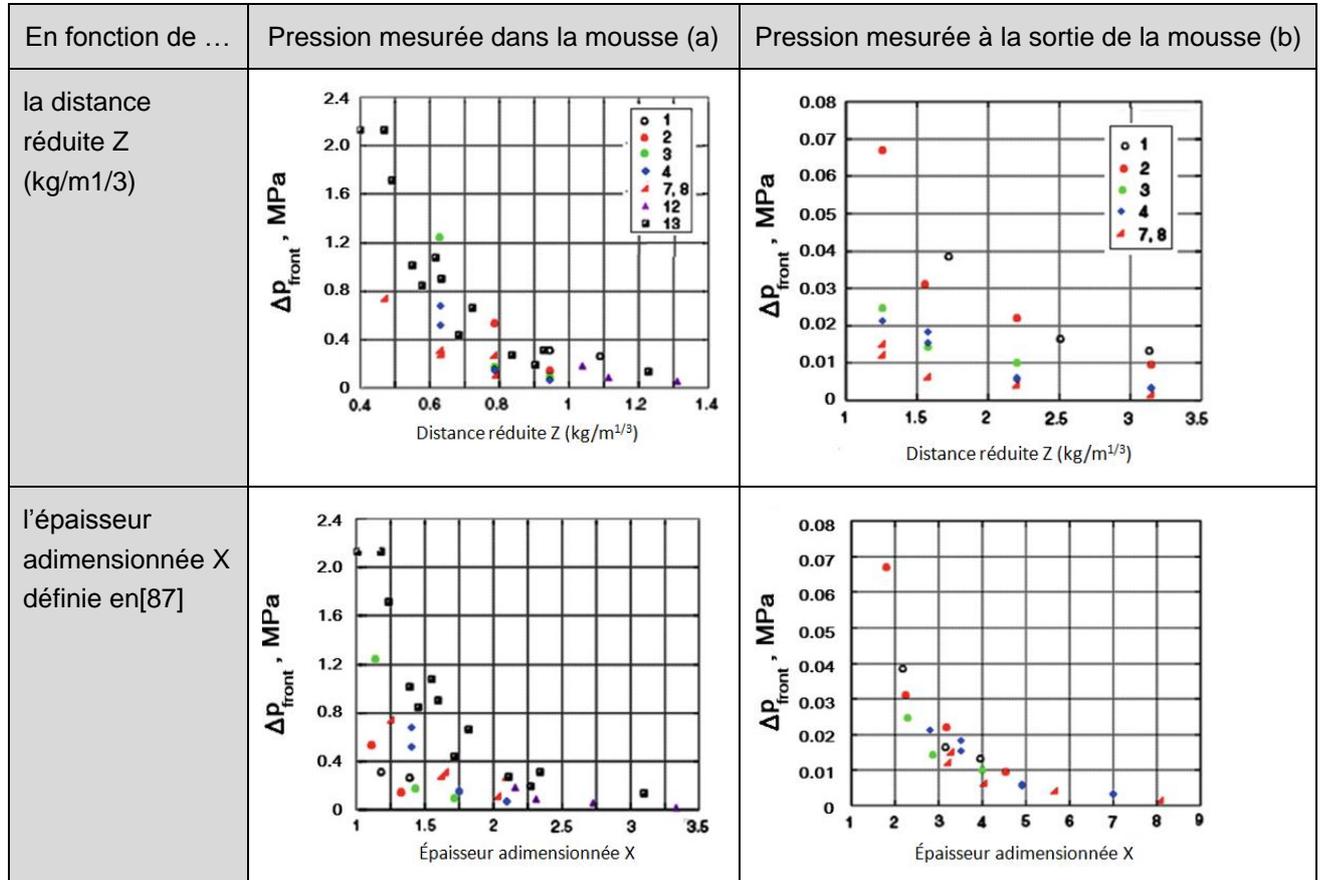
$X = \frac{m_{ch}}{P_{\text{front}} r_{\text{front}}^3}$ définit par

ρ_m : masse volumique du matériau (kg/m³)

m_{ch} : masse de l'explosif en équivalent TNT (kg)

r_{ch} : distance à la charge

Britan compare les valeurs de la pression du front des ondes de souffle en fonction de X et de la distance réduite Z entre différentes expériences réalisées avec des masses volumiques et des volumes de mousse différents [102,82,166]. La pression est mesurée soit dans la mousse (colonne a du tableau 30) soit en aval de l'interface mousse/air (colonne b du tableau 30).



Tab. 30 : Comparaison de la réduction de pression mesurée dans la mousse et en sortie de mousse. Points expérimentaux : 1, 2, 3, 4 7 8 proviennent de SANDIA [102], 12 de Domergue [166] et 13 kudinov [82]. (extrait de [38])

La grandeur adimensionnée X permet d'unifier les résultats pour la réduction de pression du choc émergent dans l'air, ce qui montre que cette pression est surtout gouvernée par la densité de la mousse et que les processus instationnaires induisant une atténuation de l'onde émergente de la barrière de mousse sont rapidement diminués dans l'air (colonne b du tableau 30). En effet dans le cas où $T_g = T_l$ et d'après l'équation 92, la pression de front dépend bien de la masse volumique.

A l'interface mousse/air a bien lieu une atténuation non acoustique et une diminution de la pression apparait principalement à cause de la différence d'impédance entre la mousse et l'air selon Panczak [88]. Mais il semble que l'effet total d'atténuation ne dépend pas linéairement de la différence d'impédance mais dépend aussi de l'épaisseur de la barrière, ce qui a déjà été identifié par Ball [76]. L'influence de l'épaisseur de la barrière (l) devient plus importante quand la durée de l'onde de souffle est plus courte que la longueur de propagation dans la

mousse (l/D). Pour les mesures de pression dans la mousse (colonne a du tableau 30), la longueur X ne permet pas de réduire la dispersion des résultats. La réduction de pression peut être gouvernée par d'autres paramètres que la masse volumique, comme par exemple le transfert de chaleur entre les phases et la réfraction à l'interface mousse/air.

8.12.4 Deux modèles multiphasiques avec prise en compte du déséquilibre cinématique entre les deux phases

Deux modèles (GDF, Gas Droplet Flow et DGD, Dusty Gas Droplet) reposent sur l'hypothèse que la mousse est détruite immédiatement en gouttelettes et que l'équilibre thermique et cinématique entre les deux phases n'est pas instantané.

8.12.4.1 Modèle GDF (Gas Droplet Flow)

Ce modèle a été développé en premier par Britan [97] et repris par Vasilev [98,99] et Vakhenko [89]. L'énergie pour détruire la mousse est donc négligée mais l'échauffement et l'accélération des gouttelettes sont bien pris en compte.

Les équations de conservations pour chaque gouttelette sont décrites en lagrangien. Le diamètre des gouttelettes peut être différent. Chaque gouttelette interagit avec l'air et sa vitesse change avec le temps. La phase liquide bouge à une vitesse différente de l'écoulement de gaz. La force de traînée qui s'exerce sur la gouttelette par l'air dépend de la taille des gouttelettes et d'un coefficient de traînée C_d . Le coefficient de transfert de chaleur dépend aussi de la taille des gouttelettes et du nombre de Nusselt, qui peut s'exprimer en fonction du nombre de Reynold et du nombre de Prandtl. La force de traînée et la perte d'énergie en chaleur et en friction augmente avec le carré du diamètre des gouttelettes.

En revanche pour la phase gazeuse, les équations de conservations sont décrites en eulérien, auxquelles des termes sources de quantité de mouvement et d'énergie s'ajoutent au membre droit de l'équation.

Britan [38] a comparé les résultats de ce modèle avec les expériences réalisées en tube à choc sur des vraies gouttelettes d'eau pour valider ce modèle [60]. Mais la taille des gouttelettes, leur densité et leur vitesse changent à cause de la destruction et des processus de coalescence par exemple ou de l'accélération des gouttelettes, or ces phénomènes ne sont pas pris en compte par le modèle. Britan a donc réécrit les équations en les adimensionnant, en supposant que les gouttelettes ont toutes la même taille. Deux cas numérique ont été étudiés pour un nombre de Mach de 1.31 :

- Cas 1 : la masse volumique fixée à 70kg/m^3 , l'influence du diamètre des gouttelettes est étudiée, la taille varie de 10 et à $50\mu\text{m}$. Quand le diamètre des gouttelettes augmente, le temps de relaxation augmente aussi ce qui est une conséquence directe du déséquilibre en vitesse entre les deux phases. Les plus grosses gouttelettes sont accélérées plus lentement que les plus petites et ne s'équilibrent qu'au bout de 2ms après l'arrivée du choc dans la mousse, ce qui est cohérent avec l'expression de la force de traînée qui est proportionnelle au carré du diamètre des gouttelettes.

- Cas 2 : le diamètre des gouttelettes fixé à $10\mu\text{m}$, l'influence de la masse volumique est étudiée, elle varie entre 70 et 200kg/m^3 . Pour un diamètre identique, le nuage de gouttelette plus dense a besoin de plus de temps pour atteindre sa vitesse finale que les gouttelettes plus fines. Les profils de vitesses sont mieux simulés que les profils de pression où des différences de forme sont notables bien que les niveaux et les temps d'arrivée sont relativement bien cohérents avec les résultats expérimentaux.

Deux simulations ont été effectuées avec un nombre de Mach de 1.23 et 1.70 et une mousse de masse volumique de 200kg/m^3 . Ces essais ont montré que la montée en pression est d'autant plus brutale, que le diamètre des gouttelettes est petit, ce qui a déjà été confirmé par les simulations d'un nuage de particules [100], figure 172. Les simulations avec de grosses gouttelettes ($d=500\mu\text{m}$, taille qui correspondant au bord de Plateau) surestiment la perte d'énergie liée à l'accélération des gouttelettes et induisent alors une montée en pression trop lente par rapport aux expériences.

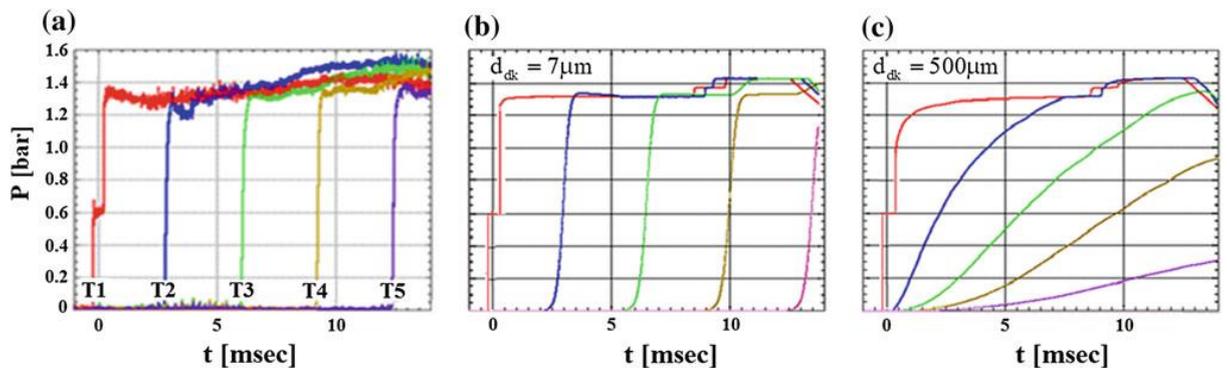


Fig. 172 : Comparaison pour une mousse de 200kg/m^3 et un nombre de Mach de 1.23 entre essais expérimentaux et numériques (extrait de [101]):

- (a) profils de pression mesurés en tube à choc
- (b) profils simulés avec un diamètre de gouttelettes de $7\mu\text{m}$
- (c) profils simulés avec un diamètre de gouttelettes de $500\mu\text{m}$

Pour simuler au mieux la propagation du choc dans une mousse sèche avec ce modèle, il semble que le mieux soit un nuage composé de 90% de larges gouttelettes ($d=50\mu\text{m}$) et de 10% petites gouttelettes ($d=10\mu\text{m}$) ou un nuage composé de 95% de larges gouttelettes ($d=50\mu\text{m}$) et de 5% d'eau implémenté par le modèle EGF, comme le montre les profils de pression de la figure 173.

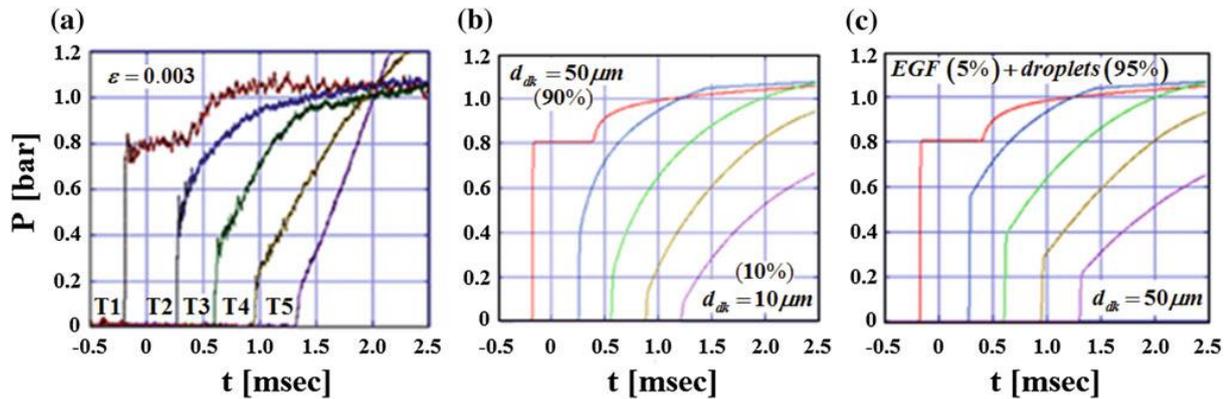


Fig. 173 : Comparaison pour une mousse de 4kg/m^3 et un nombre de Mach de 1.31 entre essais expérimentaux et numériques (extrait de [101]):
 (a) profils de pression mesurés en tube à choc
 (b) profils simulés avec le modèle GDF avec un diamètre de gouttelettes de $50\mu\text{m}$
 (c) profils simulés avec des gouttelettes de $50\mu\text{m}$ en combinant avec le modèle EGF

8.12.4.2 Modèle DGD (Dusty-gaz-droplet)

Le modèle développé par Igra a été utilisé pour modéliser le comportement de mousse aqueuse sous choc [100]. En effet ce code permet de tenir compte de variations temporelles de concentration en gouttelettes. La mousse détruite après le passage se présente alors sous la forme d'un spray de liquide [5]. Ce modèle prend en compte les effets hors équilibre tels que l'accélération des gouttes, le transfert de chaleur, l'évaporation et la condensation de la vapeur d'eau. Ces effets entraînant la perte d'énergie sont introduits dans un terme source dans les équations classiques de conservation. Ce modèle néglige les effets de la boule de feu, ce modèle s'adapte donc bien aux essais en tube à choc [98,99].

Rudinger a supposé dans ce modèle en plus que [91]:

- la fraction volumique de liquide, ce qui est valable pour les mousses sèches
- le liquide est incompressible, valable loin de la charge
- la destruction des gouttes n'a pas lieu

Alors les équations incluent une force de traînée entre les phases et un taux de transfert de chaleur. Schwer a pris ensuite en compte la taille des gouttes [103]. Steward a généralisé le modèle à la propagation du souffle dans un milieu diphasique prenant aussi en compte les mousses humides [104].

Lorsque l'on est proche de la charge, le front de détonation atteint l'interface explosive/mousse et alors la pression peut atteindre 100bars et à ce niveau le liquide est compressible. Baer a proposé donc un modèle où les deux phases sont compressibles et ont des pressions différentes [105]. Ce modèle était conçu initialement pour modéliser la zone de réaction hors équilibre d'un explosif condensé. Baer a décrit le comportement transitoire des mousses polymériques

par ce modèle, comportement confirmé par des expériences en tube à choc par Seitz [106]. La principale difficulté de ce modèle est la présence de flux non conservatifs. Baer a choisit d'utiliser le schéma numérique de second ordre de Rusanov pour résoudre ce problème. Les simulations de Baer ont été comparées à des expériences [177] et ont montré que l'atténuation du souffle dans le cas réel est plutôt gouvernée par les effets d'inertie que par l'évaporation. Il semble aussi que si les processus de relaxation sont suffisamment lents, alors l'onde de pression se propage à la célérité du son dans le gaz.

Chinnayya a généralisé ce modèle à n phases et a choisit d'utiliser le solveur Riemann appliqué à l'interface entre les fluides pour décrire l'interaction microscopique des phases [107]. Les expressions à l'interface de la pression et des vitesses résultent des phénomènes de relaxation, alors que Baer avait considéré qu'il y a équilibre entre les phases liquides et gazeuse (pression à l'interface est égale à la pression du gaz et la vitesse à celle du liquide) [105]. Le modèle de Chinnayya s'est appuyé sur la « méthode des équations discrètes » (DEM). Cette méthode a été confrontée aux expériences réalisées au CEA dans le cadre de l'interaction d'une onde de souffle avec une mousse aqueuse sèche à petite (tube à choc) et grande échelle (onde de souffle issue de la détonation d'une charge explosive) [5]. Les surpressions obtenues par le modèle montrent un bon accord avec les valeurs expérimentales. L'ensemble de la résolution de ce modèle numérique multiphasique est nommé M3OUSSACA (Modélisation de la Mitigation par des MOUSSes Sèches Aqueuses et Capture d'Aérosols). En considérant que les grandeurs mécaniques, thermodynamiques et topologiques soient constantes par morceaux, la DEM consiste à écrire les lois de conservations de chaque phase au sein de chaque volume de contrôle. Dans ce modèle, plusieurs hypothèses ont été émises :

- la célérité du front de détonation se propage, au sein de l'explosif, à la célérité constante fournie par le modèle de détonation idéale de Chapman-Jouguet
- les produits de détonation de la postcombustion n'ont pas été implémentés, ainsi la position de l'onde de choc secondaire ne peut pas être restituée
- la célérité du son est celle donnée par Wood [33], ce qui ne permet de faire varier la taille des gouttelettes

Les lois constitutives d'échange entre phases (loi de traînée et transferts thermiques) qui décrivent les phénomènes de relaxation sont basés sur le fait que la phase liquide est un nuage de gouttelettes. Les efforts de traînée entre la phase gazeuse et les gouttes liquides est donnée en fonction d'un coefficient de traînée, qui dépend du nombre de Weber et le nombre d'Ohnesorge pour les gouttelettes. Ces paramètres sont réajustés en fonction des données expérimentales et de la taille des bulles, déterminée expérimentalement par une analyse de la distribution. Les interactions entre chaque phase sont décrites par la solution du problème de Riemann.

Un système d'équations de bilans discrets est ainsi obtenu sous forme intégrale. Après un passage à la limite, en considérant que les dimensions du volume de

contrôle tendent vers zéro, une formulation plus classique peut être obtenue. Le système d'équation a été fermé par l'utilisation d'équations d'état pour chacune des phases :

- la phase gazeuse est décrite par l'EOS « Gaz parfait »
- la phase liquide par « Stiffened Gas »
- les produits de détonation par Jones-Wilkins-Lee.

Ce modèle a permis de mettre en évidence la décomposition du train d'ondes de compression dans la mousse en deux parties :

- en "choc précurseur" se propageant dans une mousse intègre qui se comporte comme un milieu homogène diphasique
- en un "train d'ondes de compression" correspondant à une mousse détruite en un spray de gouttelettes et dont les ondes de pression sont principalement transportées par la phase gazeuse. Ces phénomènes de relaxation vont alors ramener les deux phases vers le même équilibre, ce qui est dû aux forces de traînée et aux transferts thermiques.

Del prete a souligné l'importance d'ajouter à ce modèle une équation sur le nombre d'éléments liquides créés lors de l'atomisation secondaire [5]. En effet après le passage de l'onde de choc, un ensemble d'instabilités au niveau de chaque goutte comme celle de Rayleigh-Taylor va déstabiliser la surface. Pour pouvoir implémenter au modèle une prise en compte de l'atomisation secondaire, il faut pouvoir définir avant tout le bord de Plateau, qui contient principalement le liquide, ce qui a motivé les derniers travaux [179].

8.12.4.3 Amélioration du modèle DGD pour une explosion interne

Britan [86] a comparé les différents modèles sur la figure 174 par rapport à des points expérimentaux [102, 96]. Il trace l'évolution de la pression dans la mousse en fonction du rapport de la distance à la charge (r) sur le rayon de la charge explosive (r_{ch}) pour différents modèles celui de Zhdan [78] et de Panczak [88]. Cette figure montre que pour $r/r_{ch} < 10$, la pression est supérieure dans la mousse, en effet l'évaporation a lieu et donc l'atténuation ne peut avoir lieu. Selon les simulations, il semble que plus la mousse est humide moins elle atténue les pressions, or SANDIA a observé l'inverse.

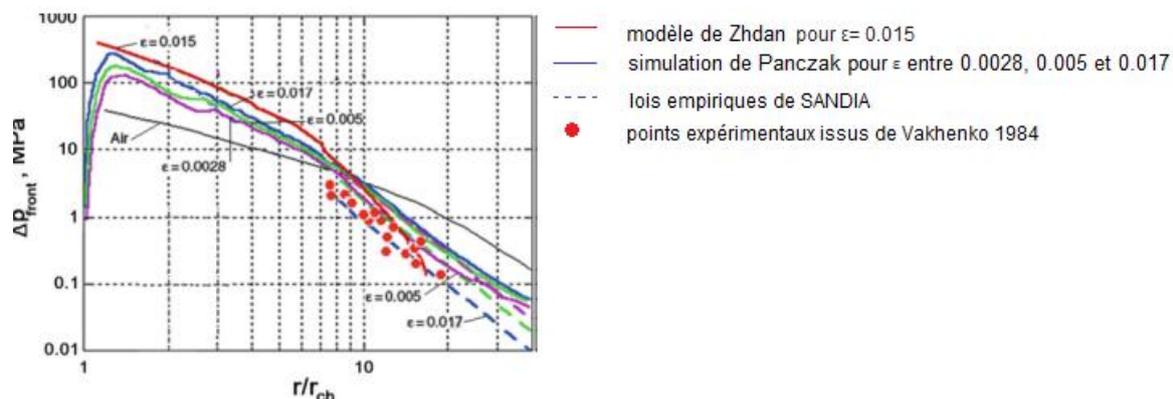


Fig. 174 : Evolution de la surpression sur front du souffle en fonction de la distance à la charge pour les expériences de Vakhenko [96] et les

simulations selon les différents modèles détaillés pour l'interaction choc mousse et la loi de similitude de SANDIA [102] (extrait de [86])

L'énergie réelle du souffle E_0 est remplacée par une énergie d'explosion à un point équivalent E , telle que [38] :

$$E = \chi E_0 \quad (97)$$

$$\chi = 1 + \frac{2 - \Gamma_{eq}}{\Gamma_{eq} - 1} \frac{E(r_{ch})}{E_0} \quad (97)$$

Cette nouvelle expression de l'énergie permet de prendre en compte l'expansion isentropique des produits de détonation. Britan a donc comparé ce modèle modifié aux précédents sur la figure 175. Ce modèle semble mieux correspondre aux expériences réalisées pour a des distances adimensionnées entre 7 et 30 [38].

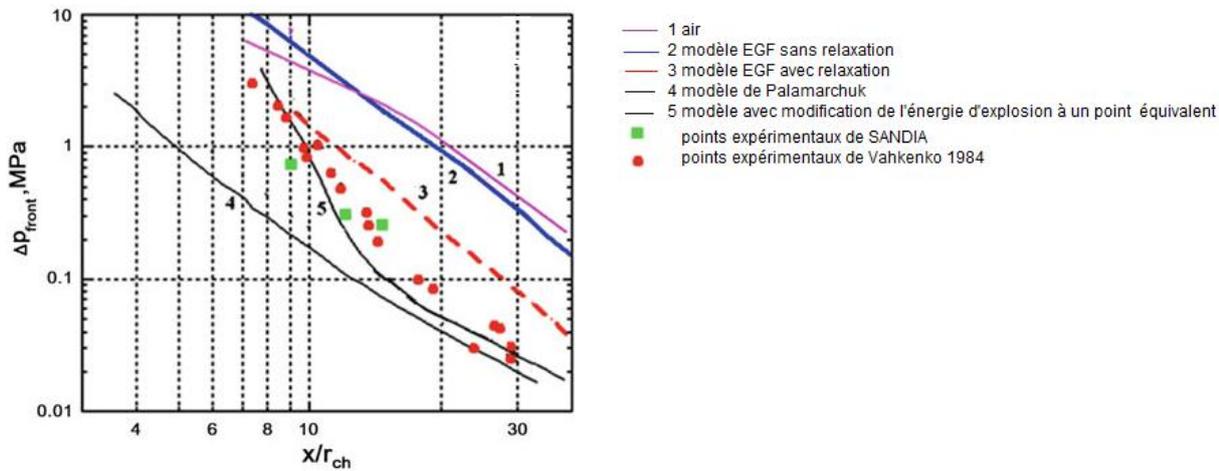


Fig. 175 : Evolution de la surpression sur front du souffle en fonction de la distance à la charge pour les expériences de Vakhenko [96] et de SANDIA [102] et les simulations selon les différents modèles détaillés pour l'interaction choc mousse (extrait de [86])

8.12.5 Modèle discret avec prise en compte des oscillations des bulles

Rakmatulin a considéré que l'état thermodynamique n'est pas atteint entre les phases et prend donc en compte de l'irréversibilité de la compression du choc dans les phases et ainsi le rapport de pression s'écrit [178]:

$$\frac{P_{f1}}{P_{f0}} = \frac{\gamma(1 + M_{tr}^2) + \sqrt{1 - 2\gamma^3 M_{tr}^2 + \gamma^4 M_{tr}^4} - (\Gamma - 1)}{\gamma + 1} \quad (98)$$

Surov en 1995 a montré que la vibration qu'induit le choc dans les bulles de gaz a une importance dans la perte d'énergie observée lors du passage d'un choc faible dans la mousse [178]. La mousse est alors considérée un milieu poreux imperméable au gaz, modélisée comme un système avec des alternances de couche de liquide et de gaz. Ce modèle discret s'appuie le modèle de Shreiber qui a utilisé l'équation de Burger [73]. Les hypothèses du modèle sont les suivantes :

- la mousse est supposée homogène, les films de liquides et de gaz sont donc supposés d'épaisseur égale à l'état initial. La masse volumique de la mousse dans son état initiale s'écrit donc en fonction des épaisseurs des couches de liquide et de gaz
- les transformations de phase et l'inertie du gaz et du liquide sont prises en compte en revanche les échanges entre les couches de gaz sont supposés adiabatiques.

En utilisant ce modèle 1D, l'onde de choc dans la mousse est considérée comme une onde oscillante se propageant dans un milieu à bulles. L'apparition de l'oscillation est associée à une excitation de vibrations non-linéaires dans la mousse. Une fois le choc passé l'interface mousse/air, une raréfaction de l'onde se propage dans la mousse ce qui réduit l'amplitude des variations en pression dans la mousse.

Surov a déterminé une expression de la vitesse de propagation de l'onde de compression dans la mousse en fonction un facteur de compatibilité k dépendant de la masse volumique initiale. Cette relation est valable pour un nombre de Mach de 1.1 à 2.1 et pour une masse volumique initiale comprise entre de 5 à 990kg/m^3 .

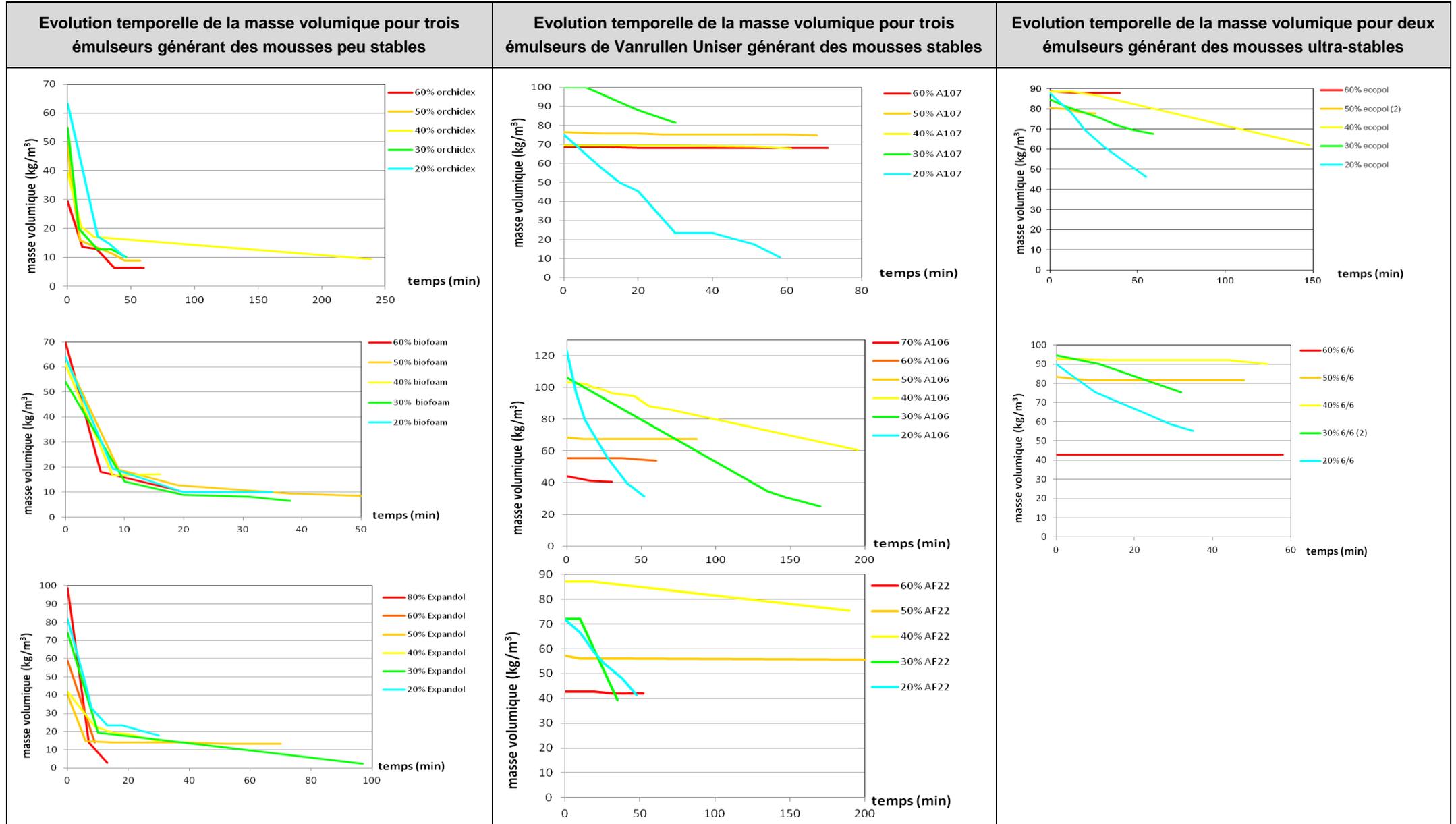
Surov a comparé alors ces vitesses obtenues avec le modèle de Rudinger et celui de Rakmatulin [178]. Les calculs ont été réalisés pour :

- une épaisseur de la couche de gaz de 1mm la couche de gaz
- un nombre de Mach au maximum de 1.7
- une masse volumique initiale de mousse de 5kg/m^3 .

Il a conclut que ce modèle discret est adapté pour prédire la vitesse de propagation de l'onde dans la mousse mais ne permet pas modéliser la formation du précurseur qui stratifie la mousse une fois le choc passé, car le modèle est unidimensionnel. Le liquide principalement contenu dans les bords de Plateau est fragmenté en partitions liquides sous l'effet d'un choc. La formation d'un précurseur est associée au mouvement des fragments d'un certain poids de mousse, que Surov a appelé partitions. En revanche ce modèle a permis de modéliser les compressions successives des cellules de mousse formant l'onde principale [178].

Emulseur	A107-A4 P	Uniseral AF22*	Uniseral A106-A4P	SFPM 6/6	Expandol	Ecopol	Biofoam 5	Orchidex A
Industriel	Vanrullen Uniser	Vanrullen Uniser	Vanrullen Uniser	Eau et feu	Eau et feu	Bio-ex	Bio-ex	Orchidee
Apparence	-	Gel jaune	Jaune	-	liquide ambre	gel vert	liquide jaune	-
Propriétés de l'émulseur pur								
Masse volumique (kg/m ³)	-	1050± 10	1050	1040	1030	1060± 20	1020±20	1030±20
Viscosité (20°C)	-	-	1000 ± 100mPa	-	7mPa.s	1300mPa.s (60tr/min)	7mPa.s	<10mPa.s
pH (20°)	-	7,0 ± 0,5	7,0 ± 0,5	7,5	7	7,0 ± 1,0	7,0±1,0	8 ±1
Tension superficielle	-	-	18 ± 1,5 mN/m	18mN/m	25mN/m (3%)	25± 2mN/m (à 3%)	26±2mN/m (à 2%)	-
Tension interfaciale	-	-	3,5 ± 1mNm	5mN/m	2mN/m (à 3%)	-	-	-
Propriétés de stabilité et de moussabilité de l'émulseur dilué								
BF à 6%	-	9	-	8.5	9,5 (à 3%)	9	14	-
Décantation à 25% du BF à 6%	-	15 min	-	14min	8min (à 3%)	30min	11min	-
MF à 6%	-	70	-	120	130	130	190	-
HF à 6%	-	400	-	550	590	-	900	-
Conseils d'utilisation et de stockage de l'émulseur pur								
T° de congélation (°C)	-	-16	-16	-15	-	-16	-5	-15
pt d'ébullition (°C)	-	100	-	-	-	100	-	-
T° d'utilisation (°C)	-	-	-15 / +55	-15/ +60	-15/ +60	-10 /+50	0 /+50	-
T° de stockage (°C)	-	-	-	-	-	-0,5	-0,5	-0,6
Biodégradabilité	-	Facilement (63%)	-	-	-	76.1% à 23 jours	-	90% en 28 jours

8.13 Caractéristiques des huit émulseurs sélectionnés pour le confinement d'explosifs par mousse aqueuse



8.14 Etude de la stabilité des huit émulseurs sélectionnés pour le confinement d'explosifs par mousse aqueuse

Système de génération	Diffusion d'air	Focalisation de flux		Venturi	
	Diffuseur 100µm + pompe Newair	Constriction	Connecteur à billes	Lance + proportionneur	Propak
Type de l'étude de l'interaction	Choc mousse Choc mousse	Choc mousse	Choc mousse	- Souffle mousse - Fragments mousse	Fragments mousse
Rapport eau/émulseur	60/40 (eau déminéralisée)	60/40 (eau déminéralisée)	60/40 (eau déminéralisée)	94/6	94/6
Débit de mousse sortant (L/min)	≈10	≈1	≈10	≈500	≈500
Taux de variation sur la mesure de la masse volumique	17%	4%	3%	13%	17%
Masse volumique par pesée (kg/m ³)	47 à % 5 près	60 à 6% près	42 à 5% près	47 à 15% près	25 à 19% près
Taux de variation sur la mesure de la conductance de la mousse	21%	61%	52%	43%	13%
Masse volumique par conductimétrie (kg/m ³)	43 à 1% près	37 à 1% près	37 à 1% près	36 à 1% près	30 à 1% près
Temps moyen de vieillissement (min)	30	45	20	20	20
Rayon moyen (mm)	0.5	1.4	0.2	0.2	0.4
Coefficient de polydispersité	0.2	0.2	0.3	0.3	0.2

8.15 Résumé des caractéristiques des trois types de mousse sélectionnés en fonction de l'étude

8.16 Procédure pour traiter les images par le logiciel ImageJ

- 1) Convertir l'image en 8bit et jouer sur la luminosité et le contraste de l'image
- 2) Effectuer un seuillage Image>Adjust> threshold pour faire ressortir les contours des bulles en blanc et l'intérieur en noir
- 3) Donner l'échelle de l'image (sélectionner une distance connue puis Analyze>set scale puis compléter « known distance » et « unit of length » et sélectionner « global »
- 4) Mesurer la plus grosse taille des bulles à mesurer avec « set scale »
- 5) Procéder à l'analyse de la taille des bulles avec l'onglet Analyze
 - compléter l'intervalle pour la taille des bulles à mesurer
 - sélectionner « overlay outline » par exemple sinon la figure 176 montre les autres possibilités

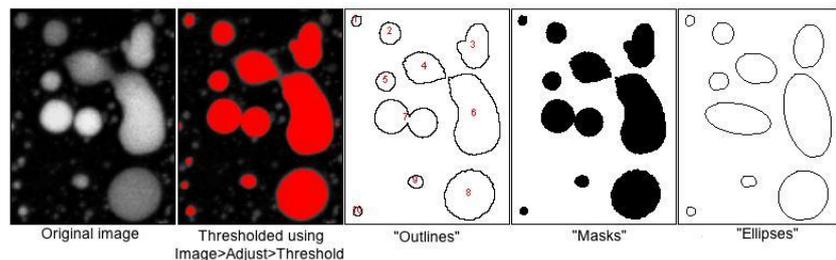


Fig. 176 : Cinq modes pour afficher les résultats (extrait de [32])

- sélectionner « exclude on edges » « include holes » « display results »
- sinon la figure 177 montre les autres possibilités

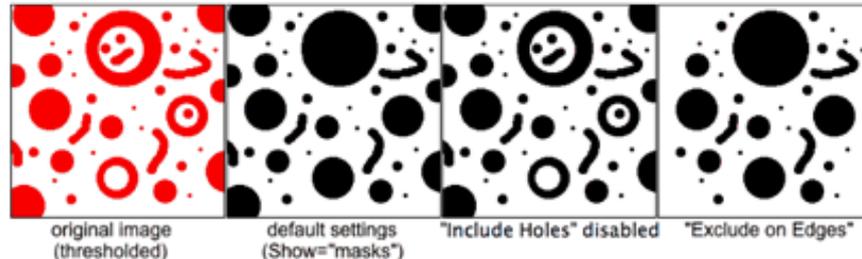


Fig. 177 : Autres possibilités pour prendre en compte les bulles (extrait de [32])

Pour sélectionner le type de mesure à effectuer sur l'échantillon, aller dans analyze> set measurements. La figure montre les différentes grandeurs mesurables par ImageK possibles.

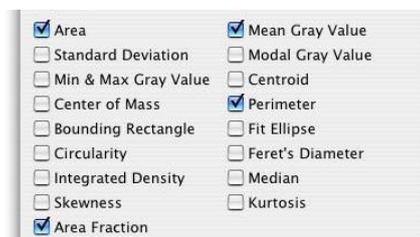


Fig. 178 : Autres grandeurs mesurables (extrait de [32])

8.17 Calculs préliminaires avec BLAST_ISL

Les caractéristiques du choc généré par la détonation de 300g et 700g de C4 dans la configuration étudiée ont été calculées à l'aide de BLAST_ISL à 0.8, 1.1 et 1.4m de la charge (surpressions, temps d'arrivée, impulsion et célérité de l'onde). Trois sources de données ont été mobilisées pour réaliser ces calculs :

- Kinney : donnant des formules analytiques déterminées à l'aide d'expériences de 1985 [52]
- Frobose : abaques issus d'un rapport ISL de 1968 [131]
- AMP : abaques issus d'un rapport américain AMCP de 1974 [132]

Le tableau 31 et 32 donne les caractéristiques du choc selon les relations empiriques de Kinney [52] pour la charge de 300g et de 700g de C4. L'écart entre la théorie de Kinney et les résultats expérimentaux de la littérature [131,132] sont compris entre 3 et 25% pour les surpressions, entre 3 et 44% pour les impulsions, en revanche l'écart pour les temps d'arrivée et les vitesses de l'onde entre 1 à 10%, comme le montre le tableau 30 et 31. En effet proche de la charge, les résultats divergent cela est due aux différences entre les conditions expérimentales.

300g de C4		Surpression (bar)	Ecart avec Kinney (%)	Temps d'arrivée (ms)	Ecart avec Kinney (%)	Impulsion (bar.ms)	Ecart avec Kinney (%)	Vitesse de l'onde (m/s)	Ecart avec Kinney (%)
C1 @0.8m	Kinney	8,60	-	0,43	-	0,81	-	979	-
	ISL	7,91	8	0,43	1	0,99	23	943	4
	USA	7,15	17	0,44	3	0,91	13	904	8
C1 @1.1m	Kinney	4,19	-	0,79	-	0,71	-	726	-
	ISL	4,05	3	0,80	2	0,70	2	716	1
	USA	3,17	24	0,84	6	0,69	2	653	10
C3 @1.4m	Kinney	2,39	-	1,25	-	0,62	-	592	-
	ISL	2,22	7	1,27	2	0,60	3	577	3
	USA	1,82	24	1,35	8	0,56	10	542	8

Tab. 31 :Caractéristiques du choc incident pour 300g de C4 à trois distances de la charge : 0.8m, 1.1m et 1.4m calculées à l'aide du logiciel BLAST_ISL et selon les trois sources de la littérature [52,131,132]

700g de C4		Surpression (bar)	Ecart avec Kinney (%)	Temps d'arrivée (ms)	Ecart avec Kinney (%)	Impulsion (bar.ms)	Ecart avec Kinney (%)	Vitesse de l'onde (m/s)	Ecart avec Kinney (%)
C1 @0.8m	Kinney	15,70	-	0,33	-	1,14	-	1286	-
	ISL	14,80	6	0,33	1	1,60	41	1252	3
	USA	14,92	5	0,34	1	1,49	31	1256	2
C1 @1.1m	Kinney	7,94	-	0,61	-	1,06	-	945	-
	ISL	7,30	8	0,62	1	1,28	21	913	3
	USA	6,51	18	0,63	3	1,18	11	868	8
C3 @1.4m	Kinney	4,60	-	0,97	-	0,96	-	753	-
	ISL	4,44	3	0,98	2	1,05	9	740	2
	USA	3,49	24	1,02	6	0,96	1	677	10

Tab. 32 : Caractéristiques du choc incident pour 700g de C4 à trois distances de la charge : 0.8m, 1.1m et 1.4m calculées à l'aide du logiciel BLAST_ISL et selon les trois sources de la littérature [52,131,132]

8.18 Généralités sur les tubes à choc

En 1899, Paul Vieille inventa le tube à choc pour étudier les discontinuités produites par la détente brusque des gaz comprimés. Le tube à choc est par la suite utilisé en détonique pour étudier les conditions de formation des ondes de choc ainsi que les phénomènes résultant de la propagation et de la réflexion des chocs. Il peut aussi être employé pour l'analyse des processus rapides impliqués dans les réactions chimiques, par exemple.

Un tube à choc est un tube en acier généralement cylindrique et d'une section intérieure circulaire ou carrée. Il est divisé en deux par :

- un tube moteur, dit de haute pression (HP), rempli d'un gaz de pression P_0 , appelé gaz moteur
- un tube d'essai dit de basse pression (BP), contenant le gaz de pression P_1 , appelé gaz de travail. La partie basse pression est 5 à 10 fois plus longue que la partie haute pression [133]. Elle peut être ouverte ou fermée en son extrémité.

Initialement, les deux gaz sont séparés par un diaphragme, placé à l'abscisse $x=0$ sur la figure 179. Quand le diaphragme se rompt, l'instant $t=0$ est donc défini. Le gaz moteur et le gaz de travail sont séparés par une surface immatérielle, appelée surface de contact (SC). De part et d'autre de cette surface, les pressions sont très inégales. Pour rétablir son équilibre thermodynamique, cette surface se met en mouvement du côté BP et se comporte comme un piston engendrant, comme le montre la figure 179:

- une onde de choc dans le gaz de travail, notée (I) créant l'état 2 dans la partie BP. Elle provoque une mise en route instantanée du fluide, dans le sens du déplacement du choc, à une vitesse égale à celle du piston. Le passage du choc provoque une compression, un échauffement du gaz ainsi qu'un accroissement de son entropie.
- une onde de détente, notée (D), centrée dans le gaz moteur, créant l'état 3 dans la partie HP

L'onde de détente se réfléchit sur le fond du tube moteur en une onde de détente notée (Rd). Si le tube d'essai est fermé à son extrémité, alors l'onde de choc (I), qui est une compression se réfléchit en une onde de compression, notée (R). En revanche si le tube d'essai est ouvert, alors cette onde de compression se réfléchit en une onde de détente.

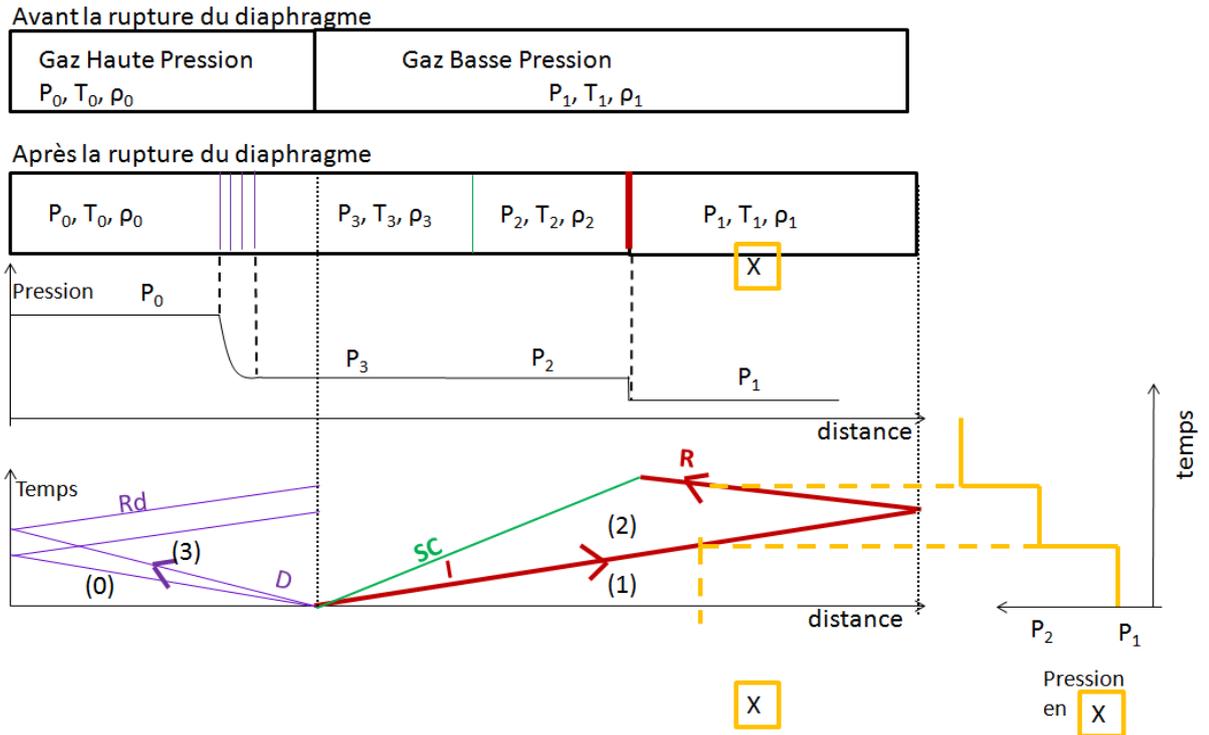


Fig. 179 : Schématisation du fonctionnement d'un tube à choc et profils de pression pour un capteur dans le tube basse pression en X

Sur la figure 179, à droite, un profil de pression enregistré par un capteur situé dans le tube d'essai à l'abscisse X est schématisé. La pression passe de l'état 1 à 2, le rapport de pression est défini par une des relations de Rankine-Hugoniot :

$$\frac{P_2}{P_1} = \frac{2\gamma_1 M_1^2 - \gamma_1 + 1}{\gamma_1 + 1} \quad (99)$$

avec :

- M_1 : nombre de Mach de l'onde incidente (I)
- γ_1 : rapport des capacités calorifiques du fluide (1.4 dans l'air)

L'état entre 3 et 0 sont séparés par une détente de Riemann. Une relation est obtenue à l'aide de la méthode des caractéristiques entre l'état 3 et 0 :

$$u_3 + \frac{2}{\gamma_3 - 1} c_3 = u_0 + \frac{2}{\gamma_0 - 1} c_0 \quad (100)$$

avec :

- u_k : vitesse de l'état k des particules du fluides
- c_k : célérité de l'onde à l'état k dans le milieu

En considérant l'entropie constante, la relation de Laplace s'applique :

$$P c^{\frac{\gamma-1}{2\gamma}} = cst \quad (101)$$

On obtient alors, dans le cas où $u_0 = 0$:

$$\frac{P_3}{P_0} = 1 - \frac{\gamma_0 - 1}{2} \frac{u_3}{c_0} + c_0$$

Avec $P_3 = P_2$ et $u_3 = u_2$ et en utilisant un des relations de Rankine-Hugoniot entre 2 et 1, on obtient :

$$\frac{P_2}{P_0} = \left(1 - \frac{\gamma_0 - 1}{c_0} \cdot \frac{c_1}{\gamma_1 + 1} \left(M_1 - \frac{1}{M_1} \right) \right)^{\frac{2\gamma_1}{\gamma_1 - 1}} \quad (102)$$

Dans le cas où on travaille dans les deux tubes avec de l'air, $c_1 = c_0$, ainsi le rapport des pressions entre l'état 0 et 1 peut s'exprimer en fonction du nombre de Mach de l'onde incidente M_1 générée par (I), selon la relation suivante [98] :

$$\begin{aligned} \frac{P_0}{P_1} &= \frac{2\gamma_1 - M_1^2 (\gamma_1 - 1)}{\gamma_1 + 1} \frac{1}{\left(1 - \frac{\gamma_0 - 1}{\gamma_1 + 1} \left(M_1 - \frac{1}{M_1} \right) \right)^{\frac{2\gamma_1}{\gamma_1 - 1}}} \end{aligned} \quad (103)$$

Une fois ce rapport connu, il est alors possible de déterminer les autres grandeurs (vitesse, pression, température et masse volumiques). Le laboratoire Wisconsin Shock Tube Laboratory (WiSTL) a développé un logiciel disponible en ligne qui permet de calculer ces différentes grandeurs dans le cas d'un tube à choc [180]. Les profils de pression diffèrent entre une étude en tube à choc et ceux mesurés après la détonation d'une charge explosive, provoquant une onde de souffle, comme le montre la figure 180. La pression présente un plateau, elle est entretenue par le piston et maintenue constante. Les intérêts de mener une étude en tube à choc sont les suivants : aucune boule de feu n'est créée, les effets thermiques peuvent être négligés, les caractéristiques de l'onde de choc sont suffisamment reproductibles d'un essai à l'autre (niveau des surpressions, temps d'arrivée,...), les essais sont peu coûteux.

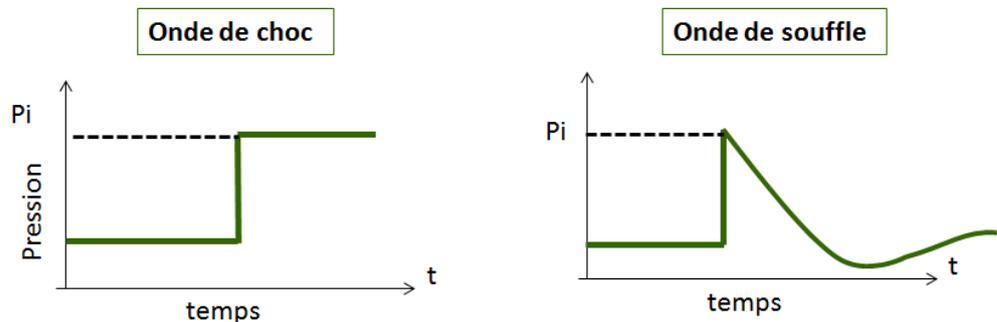


Fig. 180 : Différence entre le profil de pression entre une onde de choc et une onde de souffle

8.18.1 Logiciels de simulation d'une onde de choc

Les codes permettent de résoudre par des schémas explicites les équations de conservation de la mécanique des milieux continus. Les équations de conservation en eulérien s'écrivent de façon générale sous cette forme [38]:

Conservation de la masse :	$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u}{\partial r} = -(\nu - 1) \frac{\rho u}{r}$
Conservation de la quantité de mouvement :	$\frac{\partial \rho u}{\partial t} + \frac{\partial (\rho u^2 + p)}{\partial r} = -(\nu - 1) \frac{\rho u^2}{r}$
Conservation de l'énergie	$\frac{\partial \rho E}{\partial t} + \frac{\partial (\rho E u + p u)}{\partial r} = -(\nu - 1) \frac{\rho E u + p u}{r}$
Equation d'état :	$e = e(p, \rho)$

avec :

ν vaut : 1 (coordonnée plane), 2 (coordonnée cylindrique) ou 3 (coordonnée sphérique)

$E = e + \frac{u^2}{2}$: énergie totale

Autodyn et Fluent de ANSYS s'appuient sur la méthode des éléments finis pour résoudre ces systèmes. Ces codes incluent des solveurs eulériens (maillages fixes, bien adaptés aux écoulements), lagrangiens (déformation du maillage, bien adapté à la déformation d'un corps) ou mixte (remaillage automatique, ...). Fluent est plus utilisé pour modéliser une onde de choc, alors qu'Autodyn est plutôt utilisé pour modéliser les ondes de souffle.

Glossaire

bords de Plateau	18
Arêtes des bulles ou encore les canaux liquides qui entourent le volume de gaz	
bullage	22,28,78
Procédé de génération de mousse qui force le liquide moussant à passer à travers un matériau poreux	
bulleur	22, 28
Système de génération de mousse s'appuyant sur le procédé par bullage	
Composition C4	7,13,42
Explosif militaire de la famille des plastiques, composé de 91% de RDX (cyclotriméthylènetrinitramine), de 6% de TNT et de 3% de liants (DOA- adipate de dioctyle et d'un plastifiant, l'adiapate)	
cavitation.....	180,214
Naissance et l'oscillation radiale de bulles de gaz et de vapeur dans un liquide soumis à une dépression	
CEA	11,73,101,139
Commissariat à l'énergie atomique et aux énergies alternatives	
célérité du son	32,49,98,151,192
Vitesse de propagation d'une onde acoustique dans le milieu considéré	
CMC.....	20,25,27
Concentration micellaire critique, c'est donc la concentration en tensioactifs pour laquelle l'interface est saturée et pour laquelle la moussabilité tend à diminuer	
coefficient de compressibilité isotherme.....	213
Variation de volume (V) sous l'effet d'une pression qui lui est appliquée (Pext) à température constante	
coefficient de polydispersité	31,63,78,198
complaisance.....	203
conductivité.....	30
Aptitude d'un matériau à laisser les charges électriques se déplacer librement et donc permettre le passage d'un courant électrique. La conductivité électrique correspond à la conductance d'une portion de matériau de 1m de longueur et de 1 m ² de section. La conductance est égale à l'inverse de la résistance. Donc la conductivité est aussi l'inverse de la résistivité et s'exprime en S.m ⁻¹ .	
confinement	10
Système mis en place autour de la charge d'explosif permettant de contenir ou de limiter la propagation des effets générés lors de la détonation de l'engin	
contrainte seuil	36
dentifrice de l'éléphant.....	181
DGA	11
Direction générale de l'armement	
diffuseur	28

ici : matériau poreux plongé dans un liquide moussant qui permet de diffuser l'air pour former les bulles

diffuseur à air	22
dilatance	194
Propriété qu'ont certains corps d'augmenter de volume sous l'action d'un état de contrainte de cisaillement simple	
dispersion	226
Phénomène affectant une onde ne se propage pas à la même vitesse selon ses fréquences constituantes. Dans le cas d'une onde de pression, l'impulsion reste constante mais l'onde s'étale dans le temps et l'espace. [64]	
disproportionnement	26
dissipation visqueuse	226
Phénomène affectant une onde qui perd de l'énergie à cause des frottements par exemple. L'énergie est transformée par exemple en chaleur. Dans le cas d'une onde de pression, l'impulsion diminue mais la durée de la phase positive reste constante [64]	
distance réduite	42
EEL	9
Engin Explosif Improvisé, « Improvised Explosive Device » (IED), souvent élaboré à partir d'explosifs « home-made », fabriqués artisanalement	
effet Venturi	21
Phénomène de la dynamique des fluides où il y a formation d'une dépression dans une zone où les particules de fluides sont accélérées	
effet Gibbs-Marangoni	25
Phénomènes de transport de matière le long d'une interface sous l'effet d'un gradient de tension superficielle	
émulseur	28
Solution aqueuse contenant des tensioactifs permettant ainsi de favoriser la formation de la mousse. Emulseur + eau = liquide moussant	
flottation	17
Technique de séparation fondée sur des différences d'hydrophobicité des surfaces des particules à séparer. Elle est utilisée en minéralurgie pour séparer des minéraux entre eux et dans le traitement des eaux usées pour éliminer les graisses (wikipedia)	
flow-focusing	23
Méthode permettant de former des bulles de taille identique (mousse monodisperse) en forçant un gaz et un liquide à débit contrôlé dans une constriction, appelé aussi barbotage	
fluage	203
Phénomène physique provoquant la déformation irréversible d'un matériau soumis à une contrainte constante, inférieure à la limite d'élasticité du matériau, pendant une durée suffisante (wikipedia)	
fluide non newtonien	29, 189
foisonnement	30

	Rapport entre le volume de mousse sur le volume de liquide nécessaire à la formation de la mousse, soit le volume de liquide contenu dans la mousse	
fonction auto–semblable.....		223
	Fonction invariante par un changement d'échelle en temps. La méthode de recherche de solutions auto semblables consiste à imposer une certaine forme à la solution recherchée et de ce fait à transformer l'équation aux dérivées partielles en une équation différentielle ordinaire).	
force capillaire		29
	Effet d'un liquide à forte tension superficielle remontant contre la gravité dans un tube très fin. Plus les molécules du liquide ont une cohésion forte, plus le liquide est susceptible d'être transporté par capillarité.	
force de traînée		230
	Force d'inertie qui s'oppose au mouvement d'un corps dans un fluide	
fraction volumique de liquide		30
	Proportion de liquide incluse dans un certain volume de mousse produite.	
friction		226
	Interaction qui s'oppose au mouvement relatif entre deux systèmes en contact	
grossissement		36
IED.....		9
	Engin Explosif Improvisé, « Improvised Explosive Device » (IED), souvent élaboré à partir d'explosifs « home-made », fabriqués artisanalement	
ImageJ.....		32, 191
	Nom du logiciel de traitement d'images utilisé pour caractériser la taille et le nombre de bulles dans un échantillon de mousse pour cette étude [32]	
impulsion.....		41
	Dans cette étude, donc au sens de percussion mécanique, c'est une variation de quantité de mouvement (mv) consécutive à l'action d'une force . Elle est donc calculée comme étant l'intégrale de la force pendant la durée d'action de la force. (en anglais « impulse »)	
impulsion réduite		43
instabilités de Rayleigh-Taylor		224
	Instabilité de l'interface séparant deux fluides de densités différentes, qui résulte de la poussée du fluide le plus lourd sur le fluide le plus léger. Cas où l'origine de la mise en vitesse est un choc: instabilité de Richtmeyer-Meshkov	
ISL		11
	Institut franco-allemand de recherches de Saint-Louis	
Korteweg-de Vries(équation).....		226
	Modèle mathématique pour les vagues en faible profondeur, qui résulte d'un système d'équation aux dérivées partielles non linéaires dont les solutions comprennent des solitons	
LBMS.....		12
	Laboratoire Brestois de Mécanique et des Systèmes (ENSTA Bretagne)	

liquide à bulles	31
liquide moussant.....	14, 28
Mélange entre de l'eau et une solution contenant des tensioactifs	
loi de Laplace	19, 24, 29
loi de puissance d'Ostwald	189
loi de Von Neumann	26, 185
lois de Darcy	193
lois de similitude	42
matériaux rétrogrades	49
métamatériaux	34
micelle.....	20
Agglomération de tensioactifs quand par exemple l'interface air/ liquide est saturé	
modèle EGF	47
modèle GDF	47,230
module complexe de cisaillement	37
monodisperse	31, 181
Structure ayant la même taille de sous-structure (même taille de bulles)	
moussabilité.....	28
Estimation de l'abondance de mousse produite	
mousse CAF (Compressed Air Foam)	180, 181
mousse liquide.....	18
mousse sèche	31
mûrissement	26, 194
nœuds.....	18
nombre de Mach.....	41
nombre de Reynold	56, 230
onde de choc	13
propagation d'une discontinuité des grandeurs caractéristiques (vitesse, pression, température, masse volumique...) supersoniques de l'état thermodynamique et mécanique d'un milieu	
onde de détente ou dite de raréfaction	245
onde de souffle	41
pression d'arrêt.....	43
pression osmotique	194
pression statique	43
pression totale	43
résonance de Minnaert.....	192
rhéologie.....	35
Etude de la déformation et de l'écoulement de la matière sous l'effet d'une contrainte appliquée	
SANDIA	224
SDS	20
tensioactif.....	20
tension superficielle	19
force qui s'exerce sur une unité de longueur d'une courbe imaginaire découpant la surface d'un liquide pour maintenir en contact les deux parties coupées, s'exprime en N/m	
test de Bikerman.....	28
tube à choc	245

valence	198
nombre de voisins d'une bulle	
vertex	39
jonction de quatre bords de Plateau, analogie en mécanique du solide point où se rejoignent les droites d'action des forces pour un solide à l'équilibre est soumis à trois forces extérieures	
viscosité apparente.....	29, 36, 190

Liste des équations

(1)	Loi de la place	19
(2)	Viscosité apparente pour un fluide non newtonien	29
(3)	Fraction volumique de liquide	30
(4)	Foisonnement	30
(5)	Expression de la fraction de liquide en fonction de la conductance	30
(6)	Coefficient de polydispersité	31
(7)	Epaisseur du bord de Plateau	32
(8)	Diamètre apparent de la bulle	32
(9)	Célérité du son pour un fluide	32
(10)	Célérité du son pour un mélange air-liquide	33
(11)	Célérité du son pour une mousse (Wood)	33
(12)	Célérité du son pour une mousse (« stiffened gas »)	34
(13)	Célérité du son pour une stimulation sinusoïdale	35
(14)	Contrainte seuil d'une mousse	36
(15)	Loi de Herschel-Bulkley	36
(16)	Viscosité apparente pour un écoulement d'une mousse 2D	36
(17)	Module complexe de cisaillement d'une mousse	37
(18)	Impulsion positive du souffle	41
(19)	Nombre de Mach	41
(20)	Relation de Rankine Hugoniot	42
(21)	Surpression	42
(22)	Distance réduite	42
(23)	Facteur d'équivalence en TNT	42
(24)	Impulsion réduite	43
(25)	Relation empirique pour la surpression du souffle dans l'air	43
(26)	Théorème de Bernoulli	43
(27)	Rapport entre la pression totale et statique en incompressible	44
(28)	Expression empirique de l'impulsion	44
(29)	Epaisseur adimensionnée de mousse	46
(30)	Equation d'état pour le modèle EGF	52
(31)	Fréquence d'une oscillation d'une bulle dans un liquide bulleux	55
(32)	Epaisseur du choc pour un liquide à bulles	55
(33)	Masse volumique pour un modèle « single bubble »	56
(34)	Loi de distribution normale	75
(35)	Angle d'incidence maximal pour la réflexion de Mach	88
(36)	Nombre de Mach associé à l'angle d'incidence maximal	88
(37)	Distance nécessaire pour observer la formation du pied de Mach	88
(38)	Hauteur du point triple	88
(39)	Expression pour la célérité de l'onde transmise dans une mousse	99
(40)	Indice de l'indice de réfraction	111
(41)	Variation du chemin optique	111
(42)	Seconde loi de Newton	152
(43)	Trajectoire d'une sphère	152
(44)	Décroissance de vitesse	157
(45)	Coefficient d'atténuation	157

(46)	Loi de croissance normale des bulles liée au drainage	185
(47)	Loi de Von Neumann	185
(48)	Contrainte tangentielle de viscosité pour un fluide newtonien	189
(49)	Taux de déformation	189
(50)	Couple résistant	189
(51)	Relation entre le couple et la vitesse de rotation	189
(52)	Contrainte tangentielle de viscosité pour un fluide non newtonien	189
(53)	Relation entre le couple et la vitesse de rotation	190
(54)	Viscosité apparente pour un fluide non newtonien	190
(55)	Viscosité apparente pour un fluide non newtonien	190
(56)	Résonnance à basse fréquence de Minnaert	192
(57)	Célérité du son dans la mousse (Crespo)	192
(58)	Vitesse de phase et taux d'absorption	193
(59)	Célérité du son dans la mousse (Kann)	193
(60)	Foisonnement (Kann)	193
(61)	Perméabilité d'une mousse	193
(62)	Compressibilité	195
(63)	Compressibilité d'une mousse sèche	195
(64)	Equation d'état d'une mousse par minimisation de l'énergie	195
(65)	Equation d'état d'une mousse	195
(66)	Module de compression isotherme d'une mousse humide	195
(67)	Valeur moyenne des bulles	198
(68)	Second moment, variance des bulles	198
(69)	Module de cisaillement pour une mousse 3D désordonnée et sèche	201
(70)	Energie élastique emmagasinée	202
(71)	Module de cisaillement pour une mousse 2D humide	202
(72)	Energie mécanique	202
(73)	Expression du rapport de surpressions dans une mousse et dans l'air	205
(74)	Expression de la surpression dans la mousse (Larsen)	206
(75)	Expression de l'impulsion réduite dans la mousse (Larsen)	206
(76)	Expression de la surpression dans la mousse (SANDIA)	206
(77)	Expression des temps d'arrivée dans la mousse (SANDIA)	206
(78)	Rapport des célérités dans la mousse et dans l'air (Gelfand)	209
(79)	Rapport des surpressions dans la mousse et dans l'air (Gelfand)	209
(80)	Rapport des impulsions dans la mousse et dans l'air (Gelfand)	209
(81)	Rapport des surpressions dans la mousse et dans l'air (Gelfand)	210
(82)	Durée d'examen possible en tube à choc dans une mousse	211
(83)	Epaisseur de mousse équivalente à la durée d'examen en tube	211
(84)	Coefficient de compressibilité isotherme d'un milieu	213
(85)	Epaisseur d'un matériau diphasique pour obtenir le seuil de 2kPa	216
(86)	Rapport de surpression dans la mousse et dans l'air (Raspet)	217
(87)	Equation d'état de la mousse pour le modèle EGF	219
(88)	Relation de Rankine Hugoniot avec le coefficient effectif pour mousse	220
(89)	Surpression dans la mousse selon le modèle EGF	220
(90)	Surpression simplifiée dans la mousse selon le modèle EGF	221
(91)	Surpression en 3D dans la mousse selon le modèle EGF	221

(92)	Rapport des surpressions mousse/air (modèle EGF)	222
(93)	Coefficient effectif de la mousse (modèle EGF avec relaxation)	227
(94)	Coefficient effectif de la mousse (modèle EGF cinétique)	228
(95)	Pente de la pression dans la mousse (modèle EGF cinétique)	228
(96)	Pression du front du souffle dans la mousse (modèle EGF cinétique)	228
(97)	Energie réelle du souffle dans la mousse (3D)	235
(98)	Surpression dans la mousse (modèle discret)	235
(99)	Relation de Rankine-Hugoniot	246
(100)	Relation entre les vitesses pour un choc plan (méthode des caractéristiques)	246
(101)	Relation de Laplace à entropie constante	246
(102)	Relation de Rankine- Hugoniot entre 2 et 1	247
(103)	Rapport entre l'état choqué et non choqué en fonction du nombre de Mach	247

Bibliographie

- [1] <http://www.defense.gouv.fr/>, consulté le 2/12/2012
- [2] <http://globalsecurity.org/military/intro/ied-package.htm>, consulté le 2/12/2012
- [3] www.clermark.com/allenvanguard/ consulté le 5/11/2012
- [4] <http://simatod.free.fr/> consulté le 2/11/2012
- [5] Del Prete E., "Choc et onde de souffle dans les mousses aqueuses. Etude expérimentale et modélisation numérique ", Thèse de doctorat : physique, Université de Rouen, 2012
- [6] Ranjan D., Oakley J., Bonnazza R., "Shock-Bubble Interactions ", Annual Review of Fluid Mechanics, vol. 43, pp. 117-140, 2010
- [7] Herzhaft B., "Rheology of Aqueous Foams: a Literature Review of some experimental Works ", Oil & Gas Science and Technology- Rev. Institut Français du Pétrole, vol. 54, n°. 5, pp. 587–596, 1999
- [8] Blazy P., Jdid E., "Flottation - Mécanismes et réactifs ", Techniques de l'Ingénieur Référence J335, 2000
- [9] <http://www.livescience.com/34354-new-injectible-foam-could-help-heal-wounds-in-battle.html> , consulté le 5/03/2013
- [10] Monfreux A., "Traitement sclérosant des troncs saphéniens et leurs collatérales de gros calibre par la méthode Mus ", Phlébologie, vol. 50, p.351–353, 1997
- [11] Monfreux A., "Quelles mousses pour quelles indications ? ", Phlébologie, vol. 66, n°3, p11-18, 2013
- [12] Gachet G., "Une nouvelle méthode simple et économique pour confectionner de la mousse pour sclérose échoguidée ".Phlébologie, vol. 54, p. 63–65, 2001
- [13] Verges M., "Les secrets des mousses ", Découverte, n°. 332, pp. 24–31, 2005
- [14] Salager J.-L., Choplin L., "Mousses- Formation, formulation et propriétés ", Techniques de l'Ingénieur., vol. Génie des Procédés, Chapitre J2–200, pp. 1–14, 2008
- [15] Talebi S. A., "Cisaillement de mousses bidimensionnelles : étude du régime élasto-plastique ", thèse de doctorat : physique, Joseph Fourier- Grenoble I, Laboratoire de Spectrométrie Physique, 2008
- [16] Rostand, "Dynamique des fluides ", <http://plrostand.free.fr/>, consulté le 25/02/2013
- [17] Rullier B., "Rôle des agrégats de protéines dans la formation et la stabilisation de mousses ", thèse de doctorat : Sciences Agroalimentaires, Université de Nantes, 2009
- [18] Voisin C., "Quelques aspects de la nucléation des bulles de Champagne dans une flûte et de leur ascension à petits nombres de Reynolds ", thèse de doctorat : Physicochimie, Université de Reims, 2005
- [19] www.cea.fr/content/download/113135/.../file/La-mousse-CEA181.pdf consulté le 10/07/2015, consulté le 07/06/2015
- [20] Guillermic R.-M., "Propriétés physico-chimiques des mousses : études approfondies sur des mousses, modèles et études exploratoires sur de nouvelles mousses ", thèse de doctorat : Physique, Université de Rennes, 2011
- [21] Cantat I. et al., Les mousses : structure et dynamique, Belin, Paris, 2010
- [22] AFNOR, Agents extincteurs - Émulseurs - Partie 4 : spécification pour les émulseurs bas foisonnement destinés à une application à la surface des liquides ayant une affinité pour l'eau, NF EN 1568 4, 2008, 42p.
- [23] AFNOR, Agents extincteurs contre l'incendie- liquides émulseurs pour mousse physique pour feux d'hydrocarbures et de liquides polaires- spécifications et méthodes d'essais, NF S 60-210, 1989
- [24] Kirkpatrick, Formulation de mousse, Bureau J., Cowan G., Cundasamy E. N., Purdon G., Brevet européen n° 1155281, 2003
- [25] Peter B. R., Stabilized aqueous foam systems and concentrate and method for making them, US Patent 4,442,018, 1982
- [26] Leonard R.A., Lemlich R., "A study of interstitial liquid flow in foam, Part I, theoretical model and application to foam fractionation ", A.I.Ch. E. Journal, vol. 11, n° 1, p.11-18, 1965

- [27] Marze S., "Couplages expérimentaux des propriétés interfaciales et volumiques des mousses aqueuses : les cas de l'imbibition en micropesanteur et de la rhéologie", thèse de doctorat : physique, Université Paris Sud, 2006
- [28] Durand M., "Contributions théorique et expérimentale à l'étude du drainage d'une mousse aqueuse ", thèse de doctorat, Université Paris Sud, 2002
- [29] Bonnieu S. V., "Simulation et modélisation multi-échelles de la rhéologie des mousses 2D ", thèse de doctorat : Physique, Université de Marne-La-Vallée, 2006
- [30] Durian D.-J., Weitz D.-A., Pine D.-J., "Scaling behavior in shaving cream", *Physical Review A*, vol. 44, no. 12, p. R7902, 1991
- [31] Le Goff A., "Figures d'impact : tunnels, vases, spirales et bambous ", thèse de doctorat : Physique des liquides, Université Pierre et Marie-Curie, 2009
- [32] <http://imagej.nih.gov/ij/> consulté le 01/06/2012
- [33] Wood A. B., *A Textbook of Sound*, Bell, London, 1944.
- [34] Mujica N., Fauve S., "Sound velocity and absorption in a coarsening foam ", *Phys. Rev. E* 66, 021404, 2002
- [35] Goldfarb I. I., Shreiber I. R., Vafina F. I., "Heat transfer effect on sound propagation in foam """, *J. Acoust. Soc. Am.*92, 2756, 1992
- [36] Mallock A. B., "The damping of sound by frothy liquids", *Proc. Roy. Soc., Series A*, vol. 84, p. 391-395, 1910
- [37] Janser P.W., Basler E.; "Lethality of unprotected persons due to debris and fragments", 20th Explosives Safety Seminar, Norfolk, USA, August 1982
- [38] Britan A., et al., "Macromechanical modeling of blast-wave mitigation in foams. Part I: review of available experiments and models", *Shock Waves*, vol. 23, p. 5-23, 2013
- [39] Moxon N. T., Torrance A. C., Richardson S. B., "The attenuation of acoustic signals by aqueous and particulate foams ", *Appl. Acoust.*24, 193, 1988
- [40] Kann K. B., "Sound wave in foams", *Colloids Surf.* A263, 315 (2005).
- [41] Pierre J., Dollet B., Leroy V., "Resonant Acoustic Propagation and Negative Density in Liquid Foams ", *Physical Review Letters*, vol. 112, 148307, 2014
- [42] Weaire D., "De la bulle à la mousse ", *La Recherche*, vol. 26, no. 273, pp. 246–252, 1995
- [43] Taylor J.E., "The Structure of Singularities in Soap-Bubble-Like and Soap-Film-Like Minimal Surfaces ", *Annales of Mathematics*, 2nd Ser., vol. 103, no. 3, pp. 489–539, 1976
- [44] Bolton F., Weaire D., "The effects of Plateau borders in the two-dimensional soap froth. II. General simulation and analysis of rigidity loss transition ", *Philosophical Magazine Part B*, vol. 65, pp. 473–487, 1992
- [45] Durand M., "Contributions théoriques et expérimentale à l'étude du drainage d'une mousse aqueuse", thèse de doctorat, Université Paris XI Orsay, 2002
- [46] Weaire, D., Hutzler S., *The Physics of Foams*, ed. C. Press, Oxford, 1999
- [47] www.cea.fr/content/download/113135/.../file/La-mousse-CEA181.pdf consulté le 10/07/2015, consulté le 07/06/2015
- [48] Labiausse V., "Rhéologie non linéaire des mousses aqueuses ", thèse de doctorat : physique, Université de Marne-La-Vallée, 2004
- [49] G. B. Bourde, E. Rio, and V. Klein, "Mise en place d'un régulateur de débit liquide gazeux pour la génération de mousse monodisperse ", *Laboratoire de Physique des Solide - Paris sud*, mai-2008.
- [50] Ganan-Calvo A., Gordillo J. M., " Perfectly Monodisperse Microbubbling by Capillary Flow Focusing ", *Physical Review Letters*, vol. 87, n° 27, 274501, 2001
- [51] Ganan-Calvo A., "Perfectly monodisperse microbubbling by capillary flow focusing : an alternate physical description and universal scaling ", *Physical Review E*, vol. 69, 027301, 2004
- [52] Kinney G. F., Graham K. J., *Explosive Shocks in Air*, Springer Verlag -Second ed. New York, 1985
- [53] Baker W.E., *Explosions in Air*. Austin, University of Texas Press, 1973
- [54] Hopkinson B., *British Ordonance Board Minutes*, 13565, 1915
- [55] Duong D.-H., " Etude de la vulnérabilité de structures cylindriques soumises à une forte explosion externe ", thèse de doctorat : Mécanique-Energétique, Université d'Orléans, 2012

- [56] Parmentier G., "Synthèse des résultats expérimentaux relatifs aux détonations d'explosifs sphériques ", rapport ISL 113/93, 1993
- [57] Kogarko S.M., Adushkin V.V., Ljamin A.G., "Investigation of spherical detonations in gas mixtures", *Combust. Explos. Shock Waves*, USSR 1 2 :22,1965
- [58] Gelfand B., Blast effects caused by explosions, 2004
- [59] Trelat S., "Impact de fortes explosions sur les bâtiments représentatifs d'une installation industrielle ", thèse de doctorat : Mécanique-Energétique, Université d'Orléans, 2006
- [60] Chauvin A., "Etude expérimentale de l'atténuation d'une onde de choc par un nuage de gouttes et validation numérique " ; thèse de doctorat : Energétique, Université Aix-Marseille, 2012
- [61] Grandjean H., "Propagation d'une onde de choc dans un liquide aéré : modélisation et application aux rideaux de bulles ", Thèse de doctorat : Mécanique des matériaux, des structures et des fluides, Université de Bretagne Occidentale, 2012
- [62] Ranjan D., Oakley J., Bonnazza R., "Shock-Bubble Interactions ", *Annual Review of Fluid Mechanics*, vol. 43, pp. 117-140, 2010
- [63] Szaniawski A., "Propagation of small perturbations in a liquid-gas emulsion", *Rozpr. inz.* 5, 269-330, Polish Academy of Science, Warsaw, 1957
- [64] Krasinski J.S., "Some aspects of the fluid dynamics of liquid-air foams of high dryness fraction", *Prog. Aerospace Sci.*, vol. 29, p. 125-163, 1993
- [65] Batchelor G.K., "Compression waves in a suspension of gas bubbles in liquid, *Fluid Dynamics Transactions*", Vol. 4, pp. 425-445, Institute of Fundamental Technical Research, Polish Academy of Science, Warsaw. 1968
- [66] Mallock A. B. "The damping of sound by frothy liquids", *Proc. Roy. Soc., Series A*, Vol. 84, pp. 391-395, 1910
- [67] Surov V.S., "Comparative Analysis of two foam models", *Combustion, Explosion and Shock Waves*, vol. 31, n° 31, 1995
- [68] Krasinski J.S., Khosla A., "Shock wave propagation and attenuation in foams", Fifth Australian Conference, University of Canterbury, 1974
- [69] Lighthill J., *Waves in Fluids*, pp. 463 and 470-486, Cambridge University Press, 1978
- [70] Weaver P. M., Pratt N. H., "Experiment study of shock structure in aqueous foams and the unsteady shock emergence at a foam/air boundary", *AIP Conf. Proc.*, 208, 819, 1990
- [71] Weaver P. M., Pratt N. H., "An experimental Investigation of the mechanisms of shock wave aqueous foam interactions", 12th Int. Symp. Shock Tubes and Waves. VCH, Aachen, Germany, 1988
- [72] Mori Y., Hijikata K., Ohmori T., "Propagation of a pressure wave in two-phase flow with very high void fraction", *Int. J. Multiphase Flow*, 2, 45, 1976 Elperin T.,
- [73] Igra O., Shreiber I., "Formation of shock waves in gas-liquid foams", *Shock Waves*, 5, p 189-192, 1995
- [74] Campbell I.-J., Pitcher A. S. "Shock waves in liquids containing bubbles", *Proc. Roy. Soc., Series A*, Vol. 243, pp. 534-545, 1958
- [75] Miura H., "Weak Shock Waves in a liquid containing gas bubbles", *Journal of the Phy. Society of Japan*, vol 32, o 3, 1972
- [76] Ball G.J., East, R.A., "Shock and blast attenuation by aqueous foam barriers: influence of barrier geometry", *Shock waves* 9(1), 37-47 , 1999
- [77] Solomon Investment Group, "Système d'affaiblissement d'ondes de choc et d'ondes acoustiques", brevet, EPA 93 918 145.9, EP 0 706 596, 2002
- [78] Zhdan, C.A., "Numerical modeling of the explosion of a high explosive charge (HE) in foam", *Combust. Explos. Shock Waves* 26(2), 221-227 (1990)
- [79] M. Larsen, "NEST Containment Calculator," Sandia Report Unclassified Controlled Nuclear Information SAND94-2030, 1984 1982.
- [80] Clark C. J., Bennett E. M., "Method for explosive blast control using expanded foam", US Patent 4, 589,341, 1986
- [81] Mertz J.-F., "Confinement des explosions par mousse aqueuse", these professionnelle, Ecole nationale supérieure d'arts et métiers de Bordeau, CEA-CESTA, 1996

- [82] Kudinov, V.M., Palamarchuk, B.I., Vakhnenko, V.A., Cherkashin, A.V., Lebed, S.D., Malakhov, A.T., "Relaxation phenomena in foamy structure", 8th ICOGER, Minsk, pp. 96–118, 1981
- [83] Kudinov, V.M., Palamarchuk, B.I., Vakhnenko, V.A., "Attenuation of a strong shock wave in a two-phase medium", *Sov. Phys. Dokl.* 28(10), 842–842, 1983
- [84] Kudinov, V.M., Palamarchuk, B.I., Gelfand, B.E., Gubin, S.A., "Shock waves in gas-liquid foams", *Appl. Mech.* 13(3), 279–283, 1977
- [85] Borisov, A.A., Gelfand, B.E., Kudinov, V.M., Palamarchuk, B.I., Stepanov V.V., Timofeev, E.I., Khomik, S.V., "Shock waves in water foams", *Acta Astronaut.* 5, 1027–1033, 1978
- [86] Britan A., Shapiro H., Ben-Dor G., "Foams for Blast Mitigation", in *Foam engineering – Fundamentals and Applications*, edited par Paul Stevenson, Wiley-Blackwell, 2012
- [87] Raspet R., Griffiths S.K., "The reduction of blast noise with aqueous foam", *J. Acoust. Soc. Am.*, Vol. 74, 6, p. 1757-1763, 1983
- [88] Panczak, T.D., Krier, H; "Shock propagation and blast attenuation through aqueous foams", *J. Hazard. Mat.* 14, 321–336, 1987
- [89] Vakhnenko, V.A., Kudinov, V.M., Palamarchuk, B.I., "Damping of strong shocks in relaxing media", *Combust. Explos. Shock Waves* 20(1), 97–103, 1984
- [90] Winfield, F.H., Hill, D.A., "Preliminary research on the physical properties of aqueous foams and their blast attenuation characteristics", Suffield TN 389, Def. Res. Est. Ralston, Alberta, Canada, 1977
- [91] Rudinger, G., "Some properties of shock relaxation in gas flows carrying small particles", *Phys. Fluids* 7, 658–1711265, 1964
- [92] Vakhnenko, V.A., Kudinov, V.M., Palamarchuk, B.I., "Damping of strong shocks in relaxing media", *Combust. Explos. Shock Waves* 20(1), 97–103, 1984
- [93] Boughton, B.A., "Shock Propagation in Aqueous Foam", Sandia Internal Memo, 1988.
- [94] Crepeau, J., Needhan, C., Caipen, T., Grady, D., Harper, F., "First principles of the interaction of the blast waves with aqueous foams", Furnish, M.D., Chhabildas, L.C., Hixson, R.S. (eds.) *Proceedings of Shock Compression of Condensed Matter*, pp. 779–782, 2000
- [95] Faure, S., Ghidaglia, J.M., "Violent flows in aqueous foams I: physical and numerical models", *Euro. J. Mech. B, Fluids* 30, 341–359; 2011
- [96] Vakhnenko V.A., Kudinov, V.M., Palamarchuk, B.I., "Effect of thermal relaxation of attenuation of shockwaves in two-phase medium", *Prikladnaya Mekhanika* 18(12), 91–97, 1982
- [97] Britan, A.B., Vasilev, E.I., Kulikovskiy, B.A., "Modeling the process of shock-wave attenuation by a foam screen", *Combust. Explo., Shock Waves* 30(3), 389–396; 1994
- [98] Vasilev, E., Mitichkin, S., Testov, V., Haybo, H., "Pressure dynamics in the shock loading of the gas-liquid foams", *J. Tech. Phys.* 68(7), 19–23, 1998
- [99] Vasilev, E., Mitichkin, S., Testov V.G., Khaibo K, "Numerical simulation and experimental research on the effect of syneresis on the propagation of shock waves in a gas-liquid foam", *American Institute of Physics, Tech. Phys. Vol. 42, 11, p. 1241-1248, 1997*
- [100] Igra, O., Ben-Dor, G., "Dusty shock waves", *Appl. Mech. Rev.* 41, 11, 1988
- [101] Britan, A., Shapiro, H., Liverts, M., Ben-Dor, G., Chinnayya, A., Hadjadj, A, "Macromechanical modeling of blast-wave mitigation in foams, Part III: verification of the models", *Shock Waves*, vol. 24, Issue 3, p. 241-256, 2014
- [102] Hartman, W.F., Boughton, B.A., Larsen, M.E., "Blast mitigation capabilities of aqueous foam", SANDIA Rept., SAND2006-0533, 2006
- [103] Schwer, D.A., Kailasanath, K., "Direct comparison of particle tracking and sectional approaches for shock driven flows", *Int. J. Spray Combust. Dyn.* 1(1), 1–37; 2009
- [104] Stewart, H.B., Wendroff, B., "Two-phase flow: models and methods", *J. Comput. Phys.* 56, 363–409, 1984
- [105] Baer, M., "A numerical study of shock wave reflections on low density foam", *Shock Waves* 2(2), 121–124, 1992
- [106] Seitz, M., Skews, B., "Effect of compressible foam properties on pressure amplification during shock wave impact", *Shock Waves* 15(3/4), 177–197, 2006

- [107] Chinnayya, A., Daniel, E., Saurel, R., "Modeling detonation waves in heterogeneous energetic materials", *J. Comp. Phys.* 196(2), 490–538, 2004
- [108] Del Prete, E., Chinnayya, A., Domergue, L., Hadjadj, A., Haas J.F., "Blast wave mitigation by dry aqueous foams", *Shock Waves* 23(1), 39–53; 2013
- [109] Petel O.E., Ouellet S., Higgins A.J., Frost D.L., "the elastic-plastic behavior of foam under shock loading", *Shock Waves* 23, p. 55-67, 2013
- [110] Britan, A.B., Zinovik, I.N., Levin, V.A., "Breaking up foam with shock waves"; *Combust. Explos. Shock Waves* 28(5), 550–557, 1992
- [111] Britan, A.B., Zinovik, I.N., Levin, V.A., "Measurement of gas suspension parameters behind a shockwave in foam", *FluidDyn.* 28(3), 400–405 ;1993
- [112] Britan, A.B., Zinovik, I.N., "Interaction of pressure waves with a wet foam", *J. App. Mech. And Tech. Physics*, vol. 35, 5, p. 712-717,1994
- [113] Jourdan G., Mariani C., Houas L., Chinnayya A., Hadjadj A, Del Prete ., E., Haas J.-F, Rambert N., Counilh D., Faure S., "Analysis of shock-wave propagation in aqueous foams using shock tube experiments", *Physics of Fluids*, vol. 27, 2015
- [114] Arif S., "Fracture Mechanism in Quasi-two-dimensional Aqueous Foam", PhD thesis, University de Northwestern, 2010
- [115] Denkov N.D., Tcholakova S., Golemanov K., Ananthapadmanabhan K.P, Lips A., "Viscous friction in foams and concentrated emulsions under steady shear", *Phys. Rev. Lett.*, 100: 138301,2008
- [116] Katgert G., Mobius M E.,van Hecke M., "Rate dependence and role of disorder in linearly sheared two-dimensional foams", *Phys. Rev. Lett.*, 101: 058301-4, 2008.
- [117] Hamilton L. J., "Propagation of pressure waves in two-phase media", Ph.D. Dissertation, Berkeley University, 1968
- [118] Delery J., *Traité d'aérodynamique compressible. Volume 3: Applications de la théorie des caractéristiques et écoulements transsoniques*, Coll. Mécanique des fluides, Lavoisier, 2008
- [119] Taylor G. I., "The propagation of blast waves over the ground", *Scientist Papers* 3, 274-276, ed. G. K. Batchelor, 1963
- [120] Crespo A., "Sound and Shock Waves in liquid containing bubbles", *The physics of Fluid*, vol. 12, n°11, 1969
- [121] Shapiro A., *The Dynamics and Thermodyaamics of Compressible Flow*, Ronald Press, New York, 1953
- [122] Britan, A., Liverts, M., Shapiro, H., Ben-Dor, G., "Macromechanical modeling of blast-wave mitigation in foams. Part II: reliability of pressure measurements", *Shock Waves* 23(1), 25–38, 2013
- [123] Wijngaarden V.L., "On the structure of shock waves in liquid-bubble mixtures", *Phys. Common* 1, 2, Twente Inst. of Technology, 1969
- [124] Wijngaarden, L., "One-dimensional flow of liquids containing small gas bubbles", *Ann. Rev. Fluid Mech.* 4, 369–396, 1972
- [125] Delale, F., Tryggvason, G., "Shock structure in bubbly liquids: comparison of direct numerical simulations and model equations"; *Shock Waves* 17, 433–440, 2008
- [126] Brennen, C.E.: *Cavitation and Bubble Dynamics*. Oxford University Press, Oxford 1995
- [127] Miller and al., "Reduction of 5"/54 Gun Blast overpressure by means of an aqueous foam-filled muzzle device", NSWG TR 81-128, 1981
- [128] Adams, "Experimental determination of drag coefficients in low-density polyurethane foam", UCRL-T R-220737, 2006
- [129] Reck B., Eckenfels D., Legendre J.-F., "Blast-fragment interaction effects of explosive devices at close standoff", 15th International Symposium on the Interaction of the Effects of Munitions with Structures (ISIEMS), Potsdam, DE, September 16-20, 2013, rapport ISL, ISL-PU 6046/2013
- [130] Gitterman Y., " Secondary shock features for large surface explosions: results from the Sayarim Military Range, Israel and other experiments", *Shock Waves*, May 2014, Volume 24, Issue 3, pp 267-282
- [131] Fröbose, "Fonctions de propagation des ondes de choc aériennes sphériques", Rapport ISL R3/68, 1968
- [132] *Engineering Design Handbook : Explosion in Air, Part 1*, AMCP 706-181, Army Material command, July 1974

- [133] Gnemmi P., Srulijies J., Striby J.-L., Magnan P., De Mezzo S., "Étude du comportement des protections souples individuelles soumises au blast : Étude pilote sur l'utilisation du tube à choc ISL pour leur évaluation", Rapport ISL-CS 22/2012, 2012
- [134] Prenel J.-P., Smigielski P., "Mécanique des fluides- Visualisation par variation d'indice", Techniques de l'ingénieur, AF 3332, 1999
- [135] Tomita Y., "Interaction of Shock wave with a single bubble", Shock Wave Science and technology Reference Library, Editor M. van Dongen, Springer, p.35-66, 2007
- [136] Kull H.J., "Theory of the Rayleigh-Taylor instability", Physics reports, 206, n°5, pp. 197-325, 1991
- [137] Bremond N., Villermaux E., "Bursting thin liquid films", J. Fluid. Mech. Vol 24, pp121-130, 2005
- [138] Britan, A., Ben-Dor, G., Shapiro, H., Liverts, M., Shreiber, I, "Drainage effects on shock wave propagating through aqueous foams", Colloids Surf. A Physicochem. Eng. Aspects 309, 137–150, 2007
- [139] Bowen I.G., Pletcher E.R., Richmond D.R., "Estimate of man's tolerance to the direct effects of air blast", Technical progress report, Defence Atomic Support Agency, 1968
- [140] Graham K.J., Sewell R.G.S., "Blast attenuator", US Patent 4,543,872, 1985
- [141] Communication privée, Pierre Wey, ISL.
- [142] Reynolds O., "Experiments showing dilatancy, a property of granular material, possibly connected with gravitation, Proc. R. Inst. GB, vol. 11, p. 354-363, 1886
- [143] Lambert J. et al. , "Extraction of relevant physical parameters from 3D images of foams obtained by X-ray tomography, Colloids and Surfaces A: Physicochem. Eng. Aspects 263, p. 295–302, 2005
- [144] Painmanakul P., "Analyse locale du transfert de matière associé à la formation de bulles générées par différents types d'orifices dans différentes phases liquides Newtoniennes : étude expérimentale et modélisation", thèse de doctorat : Génie des procédés et de l'environnement, INSA de Toulouse, 2005
- [145] Guene E. M., "Réaction d'une mousse monodisperse 2D soumise à une déformation cyclique localisée", thèse de doctorat : Physique, université de Rennes, 2010
- [146] Minnaert, M., "On musical air-bubbles and the sound of running water", Philosophical Magazine 16 (104), p.235–248, 1933
- [147] N. Mujica, S. Fauve, "Sound velocity and absorption in a coarsening foam", Phys. Rev. E 66, 021404, 2002
- [148] Rouyer F., "Quelques études de la physique des écoulements d'une mousse et dans une mousse", Habilitation à diriger des recherches, Université Paris-Est, 2011
- [149] Doi M., Ohta T., "Dynamics and rheology of complex interfaces", J. Chem. Phys., 95(2), 1242, 1991
- [150] Larson R.G., "The elastic stress in film fluids", J. Rheol., 41(2), 365, 1997
- [151] Sollich P., "Rheological constitutive equation for model of soft glassy materials", Phys. Rev.E, 58(1), 738, 1998.
- [152] Brakke K., "The surface evolver", *Exp. Math.* 1:141, <http://www.susqu.edu/brakke/evolver/evolver.html> 1992
- [153] Glazier JA, Anderson MP, Grest GS., „Coarsening in the two-dimensional soap froth and the large-Q Potts model: a detailed comparison”, *Philos. Mag. B* 62:614-45, 1990
- [154] Holm EA, Battaile CC, "The Computer Simulation of Microstructural Evolution", JOM 53:20-3, 2001
- [155] Okuzono T, Kawasaki K, Nagai T., "Rheology of random foams", Journal of Rheology 37:571-86, 1993
- [156] Mclaughlin R., "Self-foaming shave gel products", European Patent 1 744 724 B1, 2004
- [157] Imen B.S., "Réponse mécanique d'une mousse liquid à une injection d'air ou à une onde acoustique", thèse de doctorat : Physique, université de Rennes, 2012
- [158] Teske R.E, LaskarasM. A., "Compressed Air Foam system", US Patent 5,255,747, 1993
- [159] Turchet J.P, Fournel B., Method, module and device for contacting a gas and a liquid, US Patent 6,905,610 B2, 2005.

- [160] Koman-Boerblom, Wijnen M. E., Method for obtaining a monodisperse foam, and product obtainable by such method, U.S. Patent EP 1 520 484 A110-Apr-2004.
- [161] J. G. Bureaux, G. Cowan, E. N. Cundasamy, and G. J. Purdon, "Formulations de mousse," U.S. Patent 00904769.7juin-2003
- [162] Saint-Cloud J.P., Guerrand C., Moreau M., Manson N., "Expériences sur la propagation des détonations dans un milieu biphasique", Acta Astronautica. Vol. 3, pp. 781-794, 1976
- [163] Manson L., "Contribution à l'étude de l'absorption du son par les mousses aqueuses. Application à l'atténuation," Paris, 1974
- [164] McCallen R.C. and al., "SERDP Munition Disposal source characterization pilot study", UCRL-CR-121838, Lawrence Livermore National Laboratory, 1995
- [165] Larsen M.E., "Aqueous Foam mitigation of confined blasts", Int. J. Mech. Sci., vol 34, n° 6, p.409-418, 1992
- [166] Domergue L., Nicolas R., Marle J.-C., Mathey L., D'aloisio M., Buche L., Hubert C., "Shock wave attenuation in aqueous foam", 3rd International Conference on Safety and Security Engineering, WIT Transactions on the Built Environment, Safety and Security Engineering III, Rome, Italy, volume 108, pages 83–92, 2009
- [167] Britan A., Liverts M., BenDor G., "Shock wave propagation through wet particulate foam", Colloids and Surfaces A: Physicochem. Eng. Aspects 382, p.145–153, 2001
- [168] Smith, P.D., Hetherington, J.G., Blast and Ballistic Loading of Structures. Butterworth-Heinemann Ltd., Linacre House, Oxford, 1994
- [169] Britan, A.B., Kortsenshtein, N.M., "Drop evaporation behind shock waves in dry foam", J. App. Mech. Tech. Phys. 3(44), 480–485, 1993
- [170] Edberg, D.L., Schneider, S., Blast attenuation device and method, US Patent 6,901,839B2, 2005
- [171] Bobin L., Kronenberger G., "Comportement macroscopique d'un matériau diphasique (liquide-gaz) soumis à une onde de choc d'intensité modérée", rapport ISL CO 241/88, 1988
- [172] Parmentier G., Bobin L., Kronenberger G., "Etude de la propagation des ondes de choc dans des milieux diphasiques, 1^{ère} partie : Etude à l'aide d'un échelon de pression", rapport ISL R 110/01, 1991
- [173] Parmentier G., Kronenberger G., "Etude de la propagation des ondes de choc dans des milieux diphasiques, 2^{ème} partie : Étude expérimentale à l'aide d'une onde de détonation", rapport ISL R 123/92, 1992
- [174] Bobin L., Vassout P., Dancer A., Dood K., "Protective effects of foams against the biological effects of shock waves", rapport ISL CO 230/89, 1989
- [175] Taylor, G.I., "The dynamics of the combustion products behind plane and spherical detonation fronts in explosives", Proc. Roy. Soc.Lond. A 200–235, 1950
- [176] Noordzij L., Van Wijngaarden L., "Relaxation effects, caused by relative motion, on shock waves in gas-bubble/liquid mixtures", J. Fluid. Mech., vol. 66, pp.115-148, 1974
- [177] Allen, R.M., Kirkpatrick, D.J., Longbottom, A.W., Milne, A.M., Bourne, N.K., "Experimental and numerical study of free-field blast mitigation", Shock Compression and Condensed Matter—2003, AIP Conf. Proc. 706(1), p. 823–826, 2004
- [178] Surov V.S., "Propagation of Waves in Foams", High Temperature, vol. 34, n 2, p.280-287, 1996
- [179] Del Prete E., Chinnayya A., Domergue L., Hadjadj A., Haas J.-F., "Blast wave mitigation by dry aqueous foams", Shock waves, vol. 23, Issue 1, p39-53, 2012
- [180] <http://silver.neep.wisc.edu/~shock/tools/gdcalc.html>, consulté le 23/02/2012