HAL
open science

Confinement de la détonation d'un objet explosif par mousse aqueuse sèche. Etude expérimentale et numérique

Félix Ballanger

To cite this version:

Félix Ballanger. Confinement de la détonation d'un objet explosif par mousse aqueuse sèche. Etude expérimentale et numérique. Autre. ISAE-ENSMA Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechique - Poitiers, 2016. Français. NNT : 2016ESMA0011 . tel-01404678

HAL Id: tel-01404678

https://theses.hal.science/tel-01404678

Submitted on 29 Nov 2016

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

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

THÈSE

Pour l'obtention du Grade de

DOCTEUR DE L'ÉCOLE NATIONALE SUPÉRIEURE DE MÉCANIQUE ET D'AÉROTECHNIQUE

(Diplôme National - Arrêté du 25 mai 2016)

École Doctorale :

Sciences et Ingénierie en Matériaux, Mécanique, Énergétique et Aéronautique

Secteur de recherche : **Énergétique, Thermique et Combustion**

Présentée par :

FÉLIX BALLANGER

Confinement de la détonation d'un objet explosif par mousse aqueuse sèche Étude expérimentale et numérique

---

Directeur de thèse :

Ashwin CHINNAYYA

Soutenue le 03/10/2016

devant la Commission d'Examen

JURY

Olivier LE MÉTAYER, Professeur à Aix-Marseille Université	Président du jury
Isabelle SOCHET, Professeur à l'INSA Val de Loire	Rapporteur
Georges JOURDAN, Professeur à Aix-Marseille Université	Rapporteur
Benjamin DOLLET, Chargé de recherche CNRS à l'Institut de Physique de Rennes	Examinateur
Steven KERAMPRAN, Maître de Conférences à l'ENSTA Bretagne	Examinateur
Florent VIROT, Maître de Conférences à l'ISAE-ENSMA	Examinateur
Ashwin CHINNAYYA, Professeur à l'ISAE-ENSMA	Examinateur
Denis COUNILH, Ingénieur-Chercheur au CEA, DAM, Ile-de-France	Examinateur

Remerciements

Tout d'abord, j'aimerais remercier Madame Isabelle Sochet et Monsieur Georges Jourdan, d'avoir accepté d'être rapporteurs de cette thèse. J'espère que ce travail suscitera leur intérêt, autant qu'il a pu susciter le mien lors de ces trois années.
Mes remerciements vont également à Messieurs Olivier Le Métayer, Benjamin Dollet, Steven Kerampran et Florent Virot, pour avoir accepté de faire partie de mon jury de thèse.
J'aimerais remercier les membres du service et du département, pour m'avoir permis de réaliser cette thèse et pour l'avoir relue avec attention, parfois dans des délais contraints. Plus globalement, mes remerciements vont à toutes les personnes avec qui j'ai pu collaborer et qui ont contribué au travail que je présente dans ce manuscrit.
Notamment, un grand merci à Geoffrey, Florent et Jean-Christophe, pour avoir réalisé les expériences en tube à détonation, ainsi qu'à Baptiste et Simon, pour avoir réalisé celles en tube à choc. Le travail de qualité qu'ils ont fourni m'a grandement aidé. Je remercie également Steven et Michel, pour l'aide qu'ils m'ont apporté dans l'exploitation et l'interprétation des résultats en tube à choc.
Je remercie également François, pour toute l'aide matérielle et intellectuelle qu'il m'a apporté sur la thématique des particules et le temps qu'il a consacré mon étude. Merci également à Pascal de nous avoir prêté son matériel pour la réalisation de nos essais.
Bien que cela coule de source, mes plus sincères remerciements vont aux équipes du CEA/Gramat, pour leur aide, leur soutien et l'accueil chaleureux qui m'a toujours été prodigué. Tout d'abord, merci à Alexandre, pour sa formation des premières heures, qui m'a offert l'opportunité de cette thèse. J'espère m'être inspiré de la passion qui l'anime en permanence pour son travail et lui suis reconnaissant de l'intérêt et du temps qu'il a toujours su accorder à mes activités. Un énorme remerciement aux équipes expérimentales, pour leur professionnalisme et leur indéfectible bonne humeur. Je ne me risquerai pas à dresser une liste nominative exhaustive mais je garderai néanmoins d'excellents souvenirs des campagnes que nous avons mené ensemble et qui ont pu profiter de leur savoir-faire et de leur expérience. Travailler à leur contact a été des plus enrichissants et les résultats expérimentaux sont autant leur fait que le mien. Mes profonds remerciements vont aussi à Christian, pour la compréhension et la souplesse dont il a su faire preuve lors de la préparation et du déroulement des essais et pour avoir supporté mes appels incessants à l'approche de chacune des campagnes. Les efforts de chacun ont grandement contribué à la richesse du travail qui est présenté dans ce manuscrit. D'un point de vue plus général, merci à toutes les personnes du centre qui ont su rendre mes séjours parmi eux très agréables.
Mes pensées vont, bien évidemment, à tout mon laboratoire pour l'excellente ambiance dans laquelle j'ai passé ces trois années. Merci à Nicolas II, duc d'Aquitaine et de Gascogne, pour l'esprit bordelais dont il fait toujours preuve (c'est un compliment) et à Lise-Marie, intendante du labo, pour les approvisionnements en Bijou. Merci à Gilles, d'avoir été un équipier de valeur dans la douleur du Raid Rose, sous l'impulsion de Pascale, partenaire sportive depuis mon arrivée au CEA. Je remercie aussi Olivier, pour son aide en tant que détonicien, une espèce

rare en nos murs et donc précieuse. Merci également à Véronique, pour nous avoir approvisionné en café, sans lequel ce manuscrit ne serait probablement pas terminé aujourd'hui. Mes pensées vont également à Davina, Fabrice, Nathalie, Cathy et Jean-François pour l'atmosphère chaleureuse que chacun permet d'entretenir au sein du laboratoire. Un grand merci va également à Philippe, pour tout le travail qu'il a pu accomplir pour m'aider et pour avoir redonné une installation expérimentale propre à notre laboratoire. Je souhaite aussi remercier Nicolas, comme le chef qui m'a recruté et comme l'avocat du diable, dont les remarques et discussions ont énormément apporté à mon travail. Merci également à Blandine pour ses relectures attentives et judicieuses, que ce soit dans la langue de Molière ou celle de Shakespeare. Avant de finir ce paragraphe, j'aimerais remercier Maéva, pour le travail de qualité qu'elle a fourni durant son stage et je veux lui souhaiter bon courage, pour prendre ma suite sur ce sujet passionnant. Mes pensées vont également vers Pierre-Antoine, pour son aide en optique et en Latex, et à Séverine, pour l'assistance qu'elle m'a apporté sur les aspects expérimentaux et de sécurité.

Parmi mes estimés collègues, au moins l'un d'entre eux mérite un paragraphe dédié. J'adresse donc mes plus profonds remerciements à mon encadrant et mentor, Denis, pour les trois années qu'il m'a consacré. Merci à lui, d'avoir partagé son expérience et ses connaissances, de m'avoir soutenu techniquement et intellectuellement et de m'avoir soulagé de tâches parfois rébarbatives et ingrates. Je lui suis extrêmement reconnaissant pour tout cela.

Je souhaite également remercier Ashwin pour avoir accepté de diriger cette thèse et pour tout le travail qu'il a mis dans mon encadrement. J'aurai beaucoup appris sous sa direction, lui suis reconnaissant de tout ce qu'il a pu me transmettre et regretterai nos échanges passionnés et passionnants.

Plus globalement, je veux remercier mon grand frère et ma petite sœur, ma famille et tous mes amis les plus proches, pour le soutien et le bonheur que chacun a pu m'apporter et qui s'avèrent primordiaux dans les moments difficiles.

Et, à la fin de ce long cursus d'études, je souhaite remercier, plus que tout et plus que jamais, mes parents. Pour m'avoir toujours soutenu et encouragé, pour avoir consenti à tous les sacrifices afin que je puisse arriver où je suis aujourd'hui, ils ont tout mon amour. Mon seul regret est de savoir que je ne pourrai jamais leur rendre ce qu'ils m'ont donné.

J'espère n'avoir oublié personne dans ces remerciements, mais je tiens tout de même à remercier toute personne m'ayant accompagné, soutenu ou ayant montré quelque intérêt à mes travaux durant ces trois années.

Table des matières

1 Introduction **3**

1.1 Contexte de l'étude 3

1.2 Plan du mémoire 4

2 Généralités sur les mousses **7**

2.1 Caractéristiques originales des mousses 7

2.1.1 Grands volumes, faibles quantités 7

2.1.2 Isoler et piéger 8

2.1.3 Liquide mais pas vraiment 9

2.1.4 Légèrement solide 9

2.1.5 Atténuer et amortir 9

2.2 Les mousses aqueuses sèches 10

2.2.1 Définition 10

2.2.2 Caractéristiques géométriques 11

2.2.3 Composition chimique 15

2.2.4 Génération d'une mousse aqueuse 16

2.2.5 Vieillissement d'une mousse aqueuse 19

2.2.6 Les mousses aqueuses pour le confinement des détonations 22

3 Modélisation numérique **25**

3.1 Principe et structure du code 25

3.2 Modèle numérique 26

3.3 Lois constitutives 29

3.3.1 Trainée visqueuse 29

3.3.2 Fragmentation secondaire 31

3.3.3 Transferts thermiques 33

3.3.4 Évaporation de la phase liquide 34

3.3.5 Détonation sphérique : modèle de Chapman-Jouguet 35

3.4 Équations d'état 38
3.4.1 Stiffened Gas 38
3.4.2 Gaz Parfaits 39
3.4.3 Jones-Wilkins-Lee 39
3.5 Résumé de la structure du code 41

4 Propagation d'une onde de choc dans la mousse aqueuse 43
4.1 Introduction 43
4.1.1 Ondes de choc dans les mousses aqueuses 43
4.1.2 Vitesse du son 46
4.2 Campagne expérimentale 48
4.2.1 Description du montage 48
4.2.2 Description du programme expérimental 50
4.2.3 Résultats expérimentaux 52
4.3 Modélisation numérique 61
4.3.1 Modélisation du tube à choc sans mousse 61
4.3.2 Modélisation de la mousse à l'air 61
4.3.3 Modélisation de la mousse à l'hélium 65
4.4 Conclusion 67

5 Propagation d'une onde de souffle dans la mousse aqueuse 69
5.1 Introduction 69
5.1.1 Onde de souffle aérienne 69
5.1.2 Ondes de souffle dans les mousses aqueuses 71
5.2 Campagne en tube à détonation 73
5.2.1 Description du montage 73
5.2.2 Description du programme expérimental 75
5.2.3 Résultats expérimentaux 76
5.2.4 Modélisation numérique 80
5.3 Campagne *Petite Échelle* 88
5.3.1 Description du montage 89
5.3.2 Description du programme expérimental 93
5.3.3 Résultats expérimentaux 95
5.3.4 Modélisation numérique 112
5.4 Conclusion 125

6 Freinage et capture des particules **127**
6.1 Introduction 127
6.2 Projection de particules en mousse aqueuse par explosif 129
6.2.1 Description du montage 129
6.2.2 Description du programme expérimental 131
6.2.3 Résultats 133
6.3 Atténuation de la Dispersion d'aérosols par mousse aqueuse 140
6.3.1 Dimensionnement de l'expérience 140
6.3.2 Description du montage 141
6.3.3 Description du programme expérimental 143
6.3.4 Résultats 145
6.4 Conclusion 165

7 Conclusions et perspectives **167**
7.1 Conclusions 167
7.2 Perspectives 169

Bibliographie **171**

A Granulométrie des particules utilisées pour ADAM **177**

B Images des vidéos obtenues lors des tirs ADAM **179**

C Notions de base d'atomistique **191**

Table des figures

1 Cellule de Kelvin 11
2 Représentation de la section d'un Bord de Plateau 12
3 Représentation d'un nœud pour le calcul de son volume. On considère que le liquide constituant le nœud est celui se trouvant dans la sphère bleue de rayon r_{BP} 13
4 Représentation (a) d'une molécule tensioactive et (b) d'une micelle 15
5 Schéma de principe du générateur CEA/Marcoule 17
6 Représentation schématique du générateur SKID/MAS 19
7 Evolution de la taille des bulles d'une mousse de foisonnement 30 au cours du temps, extrait de [58]. 20
8 Mousse après vieillissement : sèche en haut et humide en bas, extrait de [11]. 20
9 Rapport de pression derrière le choc incident et dans la chambre basse pression en fonction de la célérité de l'onde incidente transmise dans la mousse pour des mousses de foisonnement 5, 37, 100, 200 et 500. Figure extraite de [37]. 44
10 Différentes étapes de la fragmentation d'une mousse aqueuse. Images extraites de [58]. 45
11 Evolution de la vitesse du son en fonction de la fraction volumique de liquide 47
12 Modèle de Pierre-Dollet-Leroy (a) Représentation schématique de la mousse comme une succession de films attachés à des bords de Plateau. (b) Illustration du mouvement d'un élément (film + bord de Plateau). (c) Représentation des différents régimes de sollicitation. A basse fréquence, toute la structure oscille en bloc. A haute fréquence, seuls les films vibrent. A moyenne fréquence, les films et bords de Plateau vibrent en opposition de phase. Image extraite de [55] 47
13 Schéma de fonctionnement du tube à choc et profils de pression associés au moment représenté. Les traits rouges représentent les capteurs implantés dans l'expérience. . . 49
14 Signaux de pression issus des capteurs pour un essai en tube à choc rempli d'air. . . . 52
15 Profils de pression des capteurs n° 2, 3 et 4 dans la mousse à l'air. 54
16 Signaux expérimentaux issus des tirs sans mousse (en noir) et des tirs avec mousse à l'air (en rouge) 54

17 Comparaison des profils de pression dans la mousse à l'air (MA) et dans la mousse à l'hélium (MH) pour chacun des capteurs. 56
18 Temps d'arrivée, amplitude et vitesse de montée en pression du front précurseur en fonction de la position dans la mousse. Les résultats pour la mousse à l'air (MA) sont tracés en noir et les résultats pour la mousse à l'hélium (MH) en rouge. La ligne verticale grise matérialise le fond du tube à choc. 57
19 Comparaison des ondes de compression dans la mousse à l'air (en noir) et dans la mousse à l'hélium (en rouge) pour les capteurs n° 2, 3 et 4. 58
20 Amplitude et vitesse de montée en pression du front de compression en fonction de la position dans la mousse. Les résultats pour la mousse à l'air (MA) sont tracés en noir et les résultats pour la mousse à l'hélium (MH) en rouge. L'amplitude résultant de l'onde incidente dans la mousse est représentée par des carrés alors que celle résultant de l'onde réfléchie en fond du tube est représentée par des losanges. Pour la mousse à l'hélium, on distingue la pente liée au mélange eau/hélium (en rouge) et celle liée au mélange eau/air (en orange). La ligne verticale grise matérialise le fond du tube à choc. 59
21 Comparaison des résultats expérimentaux (en noir) avec les résultats numériques (en rouge) de la propagation d'un choc dans l'air. Simulation avec mailles de 1 mm. . . . 62
22 Comparaison des résultats expérimentaux (en noir) avec les résultats numériques (en rouge) de la propagation d'un choc dans 433 mm de mousse à l'air. Simulation avec $R_{goutte} = 16$ µm. 64
23 Comparaison des résultats expérimentaux (en noir) avec les résultats numériques de la propagation d'un choc dans 433 mm de mousse à l'hélium. Simulation avec $R_{goutte} =$ 16 µm (en bleu) et $R_{goutte} = 26$ µm (en rouge). 66
24 Profil de pression d'une onde de souffle aérienne au cours du temps 70
25 Profil de pression d'une onde de souffle en fonction de la distance à la source, pour deux instants successifs donnés. 71
26 Tube à détonation vu de côté et agrandissement sur la zone d'implémentation des capteurs. 73
27 Membrane de séparation : sur son support aluminium (à gauche) et mise en place sur le tube (à droite) 74
28 Tube à détonation (vue de coté) 75
29 Comparaison des profils de surpression issus de la détonation d'un prémélange à 0,5 bar transmise dans l'air (en noir) ou dans la mousse de foisonnement 30 (en rouge). Les réflexions de l'onde de détonation (ODD) sur la membrane et de l'onde de choc (ODC) à l'extrémité du tube sont identifiées sur le profil du capteur n° 1. 77

30 Comparaison des profils de surpression issus de la détonation d'un prémélange à 1 bar transmise dans l'air (en noir) ou dans la mousse de foisonnement 30 (en rouge). . 79
31 Comparaison des profils de pression expérimentaux (en noir) et numériques (en rouge) de la détonation d'un prémélange à 0,5 bar transmise dans l'air. 81
32 Comparaison des profils de pression expérimentaux (en noir) et numériques (en rouge) de la détonation d'un prémélange à 1 bar transmise dans l'air. 82
33 Comparaison des profils de pression expérimentaux (en noir) et numériques (en rouge) de la détonation d'un prémélange à 0,5 bar transmise dans la mousse de foisonnement 30. La réflexion de l'onde de détonation (ODD) sur la membrane et sur la mousse est identifiée sur le capteur n° 1. 85
34 Comparaison des profils de pression expérimentaux (en noir) et numériques (en rouge) de la détonation d'un prémélange à 1 bar transmise dans la mousse de foisonnement 30. 86
35 Schéma d'implantation des capteurs sur la table de mesure 89
36 Schéma du montage expérimental. En haut : vue de dessus. En bas : vue de côté (dimensions exprimées en mètre) 90
37 Capteur de foisonnement de la mousse par mesure de conductimétrie 91
38 Structure d'exclusion de la mousse 91
39 Mesure du foisonnement de la mousse en fonction du temps pour le tir n° 7 92
40 Charge explosive hémisphérique de 70 g collée sur la table de mesure. 93
41 Pics de surpression en fonction de la distance réduite pour les tirs effectués dans l'air. Ils sont comparés aux données de l'UFC 3-340-02 [2]. 96
42 Temps d'arrivée réduits en fonction de la distance réduite pour les tirs effectués dans l'air. Ils sont comparés aux données de l'UFC 3-340-02 [2]. 97
43 Impulsions positives réduites en fonction de la distance réduite pour les tirs effectués dans l'air. Elles sont comparées aux données de l'UFC 3-340-02 [2]. 98
44 Pics de surpression en fonction de la distance réduite pour les tirs effectués dans la mousse de foisonnement 60. Ils sont comparés aux données de la Sandia [29]. 99
45 Temps d'arrivée réduits en fonction de la distance réduite pour les tirs effectués dans la mousse de foisonnement 60. Ils sont comparés aux données de la Sandia [29]. . . . 100
46 Impulsions positives réduites en fonction de la distance réduite pour les tirs effectués dans la mousse de foisonnement 60. 101
47 Pics de surpression en fonction de la distance réduite pour l'ensemble des essais dans l'air (+) et dans la mousse de foissonnement 60 (x). Ils sont comparés aux données de l'UFC 3-340-02 [2] et de la Sandia [29]. 102

48 Temps d'arrivée réduits en fonction de la distance réduite pour l'ensemble des essais dans l'air (+) et dans la mousse de foisonnement 60 (x). Ils sont comparés aux données de l'UFC 3-340-02 [2] et de la Sandia [29]. 102
49 Impulsion positive en fonction de la distance réduite dans l'air et dans la mousse de foisonnement 60 pour une charge de 14 g. 104
50 Impulsion positive en fonction de la distance réduite dans l'air et dans la mousse pour des charges de 70 g 105
51 Impulsion positive en fonction de la distance réduite dans l'air et dans la mousse pour des charges de 120 g 105
52 Pics de surpression en fonction de la distance réduite pour une détonation aérienne et dans les mousses de foisonnement 60 et 120. Ils sont comparés aux données de l'UFC 3-340-02 [2] et de la Sandia [29] ainsi qu'aux résultats de Del Prete [58]. 106
53 Impulsion positive en fonction de la distance réduite pour une détonation aérienne et dans les mousses de foisonnement 60 et 120 d'une charge de 70 g. 107
54 Pics de surpression en fonction de la distance réduite pour différentes tailles de dômes recouvrant une charge hémisphérique de 70 g afin de l'sioler de la mousse de foisonnement 60. 108
55 Impulsion positive en fonction de la distance réduite pour différentes tailles de dômes recouvrant une charge hémisphérique de 70 g 109
56 Pics de surpression relevés par le Pi20 en fonction de la masse de la charge hémisphérique en détonation aérienne ou confinée. 110
57 Impulsion positive relevée par le Pi20 en fonction de la masse de la charge hémisphérique en détonation aérienne ou confinée 111
58 Comparaison des profils de surpression expérimentaux (en noir) et numériques (en rouge) de la détonation d'une charge hémisphérique de 70 g dans l'air. 113
59 Comparaison des surpressions maximales issues des profils expérimentaux (croix) et numériques (traits continus) en fonction de la distance réduite pour tous les tirs effectués dans l'air. Ils sont comparés aux résultats de l'UFC-3-340-02 [2]. 113
60 Comparaison des temps d'arrivée réduits issus des profils expérimentaux (croix) et numériques (traits continus) en fonction de la distance réduite pour tous les tirs effectués dans l'air. Ils sont comparés aux résultats de l'UFC-3-340-02 [2]. 114
61 Comparaison des impulsions positives réduites issues des profils expérimentaux (croix) et numériques (traits continus) en fonction de la distance réduite pour tous les tirs effectués dans l'air. Elles sont comparées aux résultats de l'UFC-3-340-02 [2]. 114

62 Comparaison des profils de surpression expérimentaux (en noir) et numériques (en rouge) de la détonation d'une charge hémisphérique de 70 g dans une mousse aqueuse de foisonnement 60. 116

63 Comparaison des pics de surpression issus des profils expérimentaux (croix) et numériques (traits continus) en fonction de la distance réduite, pour l'ensemble des tirs effectués dans la mousse à foisonnement 60. Ils sont comparés aux résultats de la SANDIA [29]. 118

64 Comparaison des temps d'arrivée réduits issus des profils expérimentaux (croix) et numériques (traits continus) en fonction de la distance réduite, pour l'ensemble des tirs effectués dans la mousse à foisonnement 60. Ils sont comparés aux résultats de la SANDIA [29]. 119

65 Comparaison des impulsions positives réduites issues des profils expérimentaux (croix) et numériques (traits continus) en fonction de la distance réduite, pour l'ensemble des tirs effectués dans la mousse à foisonnement 60. 119

66 Comparaison des pics de surpression issus des profils expérimentaux (croix) et numériques (traits continus) en fonction de la distance réduite, pour les tirs de charge de 70 g dans les mousses de foisonnement 60 (en noir) et 120 (en rouge). 120

67 Comparaison des pics de surpression issus des profils expérimentaux (croix) et numériques (traits continus) en fonction de la distance réduite, pour les tirs de charge de 70 g avec et en l'absence d'un dôme d'exclusion. 121

68 Comparaison des profils de surpression expérimentaux (en noir) et numériques (en couleur) de la détonation d'une charge hémisphérique de 70 g dans une mousse aqueuse de foisonnement 60. La colonne de gauche présente les résultats numériques avec fragmentation secondaire des gouttelettes liquides. La colonne de droite présente ceux sans fragmentation secondaire. Trois rayons de gouttelettes initiaux R sont étudiés : 20 μm, 43 μm et 60 μm. 123

69 Schéma du montage expérimental des expériences PPMX, vu de dessus. 129

70 Photos du montage expérimental : à gauche, le bloc métallique dans lequel se trouve la charge et sur lequel est collée la cartouche de particules. A droite, l'enceinte d'essai que l'on peut remplir de mousse et à l'entrée de laquelle se fixe le bloc. 130

71 Assemblage des deux films radiographiques obtenus lors de l'essai n°5. Tir dans l'air. 133

72 Forme du nuage de particules liée à l'écoulement des produits de détonation. Photographie de gauche de l'essai n° 5 134

73 Film radiographique obtenu lors de l'essai n°10. 135

74 Diagramme x-t du nuage de particules. Les points correspondent aux relevés expérimentaux sur les radiographies de chacun des tirs. Les courbes représentent les interpolations de ces relevés. 137
75 Evolution de l'allongement du nuage au cours du temps lors des différents essais. Les points correspondent aux relevés expérimentaux sur les radiographies de chacun des tirs. Les courbes représentent les interpolations de ces relevés. 137
76 Mise en évidence de la frontière entre la mousse et les produits de détonation (en bleu) 138
77 Schéma d'implantation des différents éléments sur la dalle d'expérimentation. 141
78 Photo de la configuration expérimentale de la campagne ADAM. 142
79 Charge explosive utilisée lors de la campagne ADAM 142
80 (a) : Image de l'onde de souffle issue de la détonation d'un disque de V401 (champ optique : $1400 \times 1400\ \mathrm{mm}^2$). (b) : Schématisation avec identification des différentes ondes issues de la charge cylindrique : onde axiale (en violet), onde radiale (en bleu) et onde de recollement (en noir). 145
81 Evolution de l'onde de souffle et des produits de détonation issus de la détonation d'un cylindre plat de V401. (essai ADAM NCNP, champ optique : $1400 \times 1400\ \mathrm{mm}^2$) 146
82 Évolution de l'onde de souffle issue de la détonation d'un disque de V401 recouvert de particules de tungstène. (essai ADAM NC, champ optique : $1400 \times 1400\ \mathrm{mm}^2$) . 148
83 Images des 15 premières millisecondes de la projection de particules dans un confinement avec R=0,25 m et F=60 (Tir PC60, champ optique : $2500 \times 2500\ \mathrm{mm}^2$). . . . 149
84 Images des 15 premières millisecondes de la projection de particules dans un confinement avec R=0,25 m et F=120 (Tir PC120, champ optique : $2500 \times 2500\ \mathrm{mm}^2$). . 150
85 Images des 15 premières millisecondes de la projection de particules dans un confinement avec R=1 m et F=60 (Tir GC60, champ optique : $2500 \times 2500\ \mathrm{mm}^2$). 152
86 Vitesse du front de particules 153
87 Filtres des tirs NCNP (à gauche) et MC120NP (à droite). 154
88 Filtres des tirs NCNP (à gauche) et NC (à droite) 154
89 Comparaison des filtres associés à différentes tailles de confinement pour le foisonnement 120 (de gauche à droite les tirs PC60, MC60 et GC60). 155
90 Spectre de photoélectrons, sur l'ensemble de la gamme d'énergie, obtenu sur l'échantillon issu du tir PC60. 156
91 Spectre de niveaux du W-4f 157
92 Images des prélèvements obtenues au MEB : observation d'un bord de filtre avec le dépôt (à gauche) et observation du dépôt seul déposé sur un substrat (à droite). 158

93 Histogramme présentant la masse totale prélevée sur l'ensemble des filtres pour chacun des tirs réalisés avec des particules 159
94 Histogramme présentant les masses totales prélevées lors de tirs confinés ou non, réalisés sans et avec particules 160
95 Histogramme présentant l'efficacité du confinement aqueux dans la capture des particules pour les petite (PC), moyenne (MC) et grande (GC) tailles et pour les foisonnements 60 et 120. Le cas de la capture des seuls produits de détonation est aussi représenté en gris. 161
96 Évolution temporelle de la concentration moyenne de particules dans l'enceinte de prélèvement. Les croix correspondent aux données expérimentales. Les courbes correspondent aux calculs théoriques avec $D_{50} = 3,7$ µm et $\sigma = 1,7$. 163
97 Distribution géométrique de la poudre utilisée pour la campagne ADAM 177
98 Particules de tungstène pur observées au MEB 178
99 Images issues de la vidéo du tir n° 2 (champ optique : $1400 \times 1400\ \mathrm{mm}^2$). 180
100 Images issues de la vidéo du tir n° 3 (champ optique : $1400 \times 1400\ \mathrm{mm}^2$). 181
101 Images issues de la vidéo du tir n° 4 (champ optique : $1400 \times 1400\ \mathrm{mm}^2$). 182
102 Images issues de la vidéo du tir n° 5 (champ optique : $2500 \times 2500\ \mathrm{mm}^2$). 183
103 Images issues de la vidéo du tir n° 6 (champ optique : $2500 \times 2500\ \mathrm{mm}^2$). 184
104 Images issues de la vidéo du tir n° 7 (champ optique : $2500 \times 2500\ \mathrm{mm}^2$). 185
105 Images issues de la vidéo du tir n° 8 (champ optique : $2500 \times 2500\ \mathrm{mm}^2$). 186
106 Images issues de la vidéo du tir n° 9 (champ optique : $2500 \times 2500\ \mathrm{mm}^2$). 187
107 Images issues de la vidéo du tir n° 10 (champ optique : $2500 \times 2500\ \mathrm{mm}^2$). 188
108 Images issues de la vidéo du tir n° 11 (champ optique : $2500 \times 2500\ \mathrm{mm}^2$). 189
109 Images issues de la vidéo du tir n° 12 (champ optique : $2500 \times 2500\ \mathrm{mm}^2$). 190

Liste des tableaux

1 Paramètres de l'équation d'état Stiffened Gas pour l'eau liquide 39
2 Paramètres de l'équation d'état des Gaz Parfaits pour l'air, l'hélium et la vapeur d'eau 39
3 Paramètres de l'équation d'état JWL pour la Pentrite [42, 65] 40
4 Liste des capteurs implantés sur le tube à choc. La position est donnée par rapport au début de la chambre d'essai. 50
5 Position des capteurs par rapport à la membrane séparatrice. 75
6 Programme expérimental mené lors de la campagne *Petite Échelle* 93
7 Essais expérimentaux réalisés lors de la campagne PPMX 132
8 Essais expérimentaux menés lors de la campagne ADAM 144
9 Rappel des essais expérimentaux menés lors de la campagne ADAM 179

Liste des symboles

Grandeurs physiques

α Fraction volumique

γ Coefficient polytropique du gaz

ρ Masse volumique en $\mathrm{kg/m^3}$

τ Temps caractéristique en s

c Célérité du son en $\mathrm{m/s}$

C_p Capacité calorifique massique à pression constante en $\mathrm{J/(kg.K)}$

D Célérité de l'onde de choc en $\mathrm{m/s}$

F Foisonnement de la mousse aqueuse $F = \dfrac{V_{mousse}}{V_{liquide}}$

M Masse molaire en $\mathrm{kg/mol}$

m Masse en kg

Ma Nombre de Mach

P Pression en bar

T Température en K

t Temps en s

u Vitesse matérielle en $\mathrm{m/s}$

W_{TNT} Masse équivalente TNT de l'explosif considéré en kg

Y Fraction massique

Indices

G Phase gazeuse

L Phase liquide

Pdt Produits de détonation

BP Bord de Plateau

CJ Chapman-Jouguet

Autres symboles

CEA Commissariat à l'Énergie Atomique et aux Énergies Alternatives

PPMX Projection de Particules en Mousse aqueuse par eXplosif

ADAM Atténuation de la Dispersion d'Aérosols par Mousse aqueuse

HP *High Pressure* Chambre Haute Pression du tube à choc

LP *Low Pressure* Chambre Basse Pression du tube à choc

Chapitre 1

Introduction

Le but du travail qui vous sera détaillé dans ce mémoire est de comprendre et de modéliser les phénomènes liés au confinement, par mousse aqueuse, de la détonation d'un objet explosif. En d'autres termes, on cherche à identifier et à prédire les mécanismes par lesquels la mousse permet d'atténuer les ondes de souffle ainsi que de capturer les particules qui seraient projetées.
Nous commencerons cette introduction par la présentation du contexte dans lequel s'inscrit notre étude. Nous définirons ensuite le plan que suivra ce mémoire, afin de vous présenter les résultats de ces trois années de recherches sur les mousses aqueuses sèches.

1.1 Contexte de l'étude

Depuis plusieurs décennies, les différents acteurs de la défense s'intéressent aux moyens permettant d'atténuer les effets destructeurs d'une onde de souffle générée par la détonation d'une charge explosive. Le principe de confinement implique de se placer au plus proche de la charge et non à proximité des cibles à protéger. L'utilisation de matériaux de confinement permet alors de protéger les biens et les personnes en diminuant drastiquement les différentes causes de blessures ou d'endommagement.
L'une des pistes privilégiées lors des recherches scientifiques est celle des matériaux diphasiques [24, 52], c'est-à-dire composés d'une phase gazeuse et d'une phase dense, liquide ou solide. La présence, même minoritaire, de la phase dense dans un gaz confère au milieu des capacités surprenantes parmi lesquelles : le ralentissement des ondes de choc, la dissipation de l'énergie des ondes de souffle ou encore le confinement des gaz issus de la détonation.
On compte de nombreuses solutions pour le confinement des détonations. Parmi les diphasiques solides, on peut citer les milieux granulaires. Ainsi, on peut confiner un objet explosif par un monticule de sable [30]. Les transferts de quantité de mouvement entre les grains solides dispersés et l'air ambiant va engendrer une atténuation de l'onde de souffle [32].

La mousse solide est également un représentant notable des milieux diphasiques [64]. Les cellules de gaz composant une mousse solide ne sont en général pas fermées. Cela permet, par le mouvement du gaz au travers de ces cellules, de redistribuer l'énergie de l'onde de choc dans la structure de la mousse.
Cependant, une solution plus efficace est indéniablement l'utilisation de milieux diphasiques liquides. Les mélanges air/eau sont naturellement privilégiés. L'utilisation de brouillards d'eau, par exemple, s'avère très efficace [67]. Une perte d'énergie sera induite, non seulement par le transfert de quantité de mouvement entre phases, mais également par tous les phénomènes thermiques qui vont mener au refroidissement des gaz de détonation et de la boule de feu. Cependant, cette solution de brouillard reste difficile à produire et se borne donc aux intérieurs de bâtiments munis de sprinklers.
L'alternative aux brouillards d'eau et qui s'impose comme une solution opérationnelle efficace dans le confinement des détonations est la mousse aqueuse. Facile à produire rapidement et en grands volumes, elle offre une flexibilité et une adaptabilité opérationnelle que la plupart des autres méthodes ne possèdent pas.
C'est avec l'objectif de maîtriser le confinement par mousse aqueuse que le Commissariat à l'Énergie Atomique et aux Énergies Alternatives (CEA) s'est lancé, au début des années 90, dans l'étude de ces milieux complexes. En 2009, une thèse a débuté sur le comportement des ondes de choc et de souffle dans les mousses aqueuses. Elle a été soutenue en octobre 2012 par Emilie Del Prete [58] et apporte de nombreuses observations expérimentales, ainsi qu'un code de modélisation numérique permettant de les valider. Le travail mené lors de ces trois dernières années se place donc directement à la suite des travaux d'E. Del Prete. En plus de l'atténuation des ondes de souffle, nous nous intéressons à la capacité de capture de particules micrométriques qui pourraient être émises lors de la détonation.

1.2 Plan du mémoire

A la suite de cette introduction, le mémoire est divisé en six parties.
Puisqu'elles sont au cœur de notre étude, nous allons commencer par vous présenter les mousses. Après un passage en revue des mousses existantes et de leurs étonnantes capacités, nous nous concentrerons sur les mousses aqueuses sèches et leurs caractéristiques. Nous verrons comment elles sont fabriquées, comment elles évoluent et comment elles interviennent dans l'atténuation des ondes de choc et de souffle.
Nous présenterons ensuite le code de **M**odélisation de la **M**itigation par des **MOUS**ses **S**èches **A**queuses et **C**apture d'**A**érosols (M^{3}OUSSACA). Ce code multiphasique permet de modéliser les différents phénomènes physiques en jeu dans l'atténuation des ondes de choc et de souffle ainsi que dans la capture des particules par la mousse aqueuse. Nous détaillerons les différents modèles physiques im-

plémentés ainsi que les schémas numériques utilisés.
Les premiers résultats expérimentaux présentés dans ce manuscrit seront issus d'expériences menées en tube à choc à l'ENSTA Bretagne. Ils concerneront la propagation des ondes de choc dans la mousse. La particularité de cette campagne est l'utilisation d'air mais également d'hélium comme phase gazeuse de la mousse. Les résultats expérimentaux seront comparés aux modélisations numériques.
Nous exposerons, à la suite, deux campagnes expérimentales où nous analyserons l'effet de la mousse sur l'atténuation des effets de la détonation d'un matériau hautement énergétique. La campagne en tube à détonation offre l'opportunité d'explorer un plus bas niveau de sollicitation, avec une onde de souffle parfaitement maîtrisée. Toutes ces données sont mises à profit afin de parfaire le code de modélisation aux résultats duquel elles seront confrontées. La campagne mettant en jeu de l'explosif solide est, quant à elle, utilisée pour valider les lois d'échelle pour la mousse aqueuse et quantifier les facteurs de réduction apportés par la mousse sur les différents critères de dommages.
Enfin, nous aborderons la problématique de capture des particules qui a été étudiée sous deux approches expérimentales différentes. Nous présenterons les campagnes expérimentales menées dans ce cadre.
Pour finir ce mémoire, nous conclurons sur ces trois années de travail, sur les enseignements que nous en avons tirés et sur les perspectives qu'elles offrent pour la suite des études.

Chapitre 2

Généralités sur les mousses

Lorsqu'on étudie les mousses, on se rend rapidement compte que, bien qu'elles nous soient familières à de nombreux titres, ce sont des milieux particulièrement complexes. En effet, on les retrouve dans la vie courante sous forme liquide (bain moussant, mousse de bière ou de champagne, mousse à raser) ou sous forme solide (mousse polyuréthane, polystyrène expansé). Cependant, leurs caractéristiques sont originales et leurs utilisations multiples.
Nous commencerons ce chapitre en explorant les étonnantes capacités des mousses et ce qui en fait des matériaux particulièrement intéressants industriellement. Ceci nous permettra d'identifier les types de mousses qui existent avant de nous concentrer sur les mousses aqueuses et leurs particularités. Nous analyserons leurs caractéristiques et leur vie, de leur fabrication à leur destruction. Cette partie s'appuie largement sur les travaux de Cantat *et al.* [11] et de Weaire & Hutzler [68].
Enfin, nous nous intéresserons plus en détail à notre problématique de confinement d'un objet explosif et aux réponses qu'y apporte la mousse aqueuse.

2.1 Caractéristiques originales des mousses

La première originalité de la mousse est de faire partie des milieux diphasiques. Cela signifie qu'une mousse est un milieu constitué de deux phases mélangées. Contrairement aux brouillards ou aux milieux pulvérulents, la phase dispersée est la phase gazeuse. La phase continue, quant à elle, peut être soit liquide, soit solide. C'est cette phase continue qui va faire de la mousse un milieu dense et stable et qui va ainsi lui donner d'étonnantes caractéristiques.

2.1.1 Grands volumes, faibles quantités

Le premier intérêt de la mousse, commun à presque toutes ses utilisations, est celui de produire de grands volumes à partir de peu de matière. Cela est lié au fait qu'elle présente systématiquement une

phase gazeuse, qui occupe la majeure partie du volume. Ainsi, à partir de gaz comprimé ou de l'air ambiant, il est aisé de créer des grandes quantités de mousse rapidement. Cela présente un avantage dans le cas de la mousse à raser ou polyuréthane puisqu'à partir d'un récipient de taille modérée, on crée une quantité conséquente de mousse. Cette particularité est également particulièrement intéressante dans le cas de la lutte contre l'incendie car la génération de grandes quantités de mousse permet de couvrir rapidement de larges surfaces. La même conclusion est vraie pour les mousses de décontamination radiologique ou chimique, avec le souci supplémentaire d'économiser les produits chimiques utilisés.

2.1.2 Isoler et piéger

Globalement, on peut considérer que la mousse est un bon isolant. En effet, mis à part l'isolation électrique, la mousse présente des bonnes dispositions en tant qu'isolant thermique, phonique ou même chimique. Pour reprendre l'exemple des mousses de lutte incendie, l'objectif est de rompre ce qu'on appelle le triangle du feu. C'est-à-dire qu'on utilise la mousse afin d'isoler la source de chaleur et le carburant d'une part, et le comburant (qui en général est l'oxygène ambiant) d'autre part. Sa faible masse volumique va lui permettre de recouvrir le carburant et la continuité de la phase liquide le sépare physiquement et chimiquement du comburant. La mousse permet ainsi d'éteindre les feux d'hydrocarbures bien plus efficacement que l'eau.
L'air étant un excellent isolant thermique, on comprend facilement l'intérêt des mousses dans ce domaine. Ainsi, les mousses solides (métalliques ou polymères) sont de plus en plus utilisées dans la construction afin de remplacer les matériaux fibrés (verres, roche ou amiante).
Bien que l'air ait une vitesse du son d'environ 340 m.s^{-1}et l'eau d'environ 1400 m.s^{-1}, une mousse aqueuse présente souvent une vitesse du son de l'ordre de quelques dizaines de m.s^{-1}. Cela provient justement, comme l'a montré Mujica [51], de la forte différence de caractéristiques acoustiques entre les deux matériaux constituant la mousse. Il est facile de se rendre compte de cet effet en se couvrant les oreilles de mousse lors d'un shampooing. Les sons sont immédiatement atténués. Les mousses solides sont également utilisées en construction pour cette capacité.
Les mousses liquides présentent aussi la particularité de pouvoir capturer les fines particules sur leurs nombreuses interfaces. Les stations d'épuration ou l'industrie minière utilisent cette capacité. Comme Bréda l'a montré dans sa thèse [7] et comme nous nous attèlerons à l'étayer dans ce document, la mousse peut également permettre de freiner ou capturer des éclats ou des particules dans un souci de protection des biens et des personnes.

2.1.3 Liquide mais pas vraiment

Les mousses liquides sont également recherchées pour leur viscosité élevée et, à l'extrême, pour leur comportement mécanique proche du solide. En associant une faible densité et les comportements visqueux des fluides qui les constituent, les mousses offrent la possibilité d'être modelables tout en étant auto-structurantes, jusqu'à pouvoir recouvrir des parois verticales [39]. Ce comportement est particulièrement apprécié pour la décontamination ou l'extinction de feux. C'est également vrai dans le cas de la mousse à raser qui peut être déposée sur la barbe sans couler. Cependant, les mousses liquides présentent rarement une bonne résistance aux sollicitations mécaniques.

2.1.4 Légèrement solide

Les mousses solides possèdent, au même titre que les mousses liquides, une faible densité comparée à leur phase continue. En revanche, elles présentent une tenue mécanique exploitable dans de nombreux domaines. Il est ainsi possible d'obtenir des matériaux légers et rigides. De plus, la création d'une mousse solide passe souvent par la génération d'une mousse liquide qui se solidifie chimiquement ou thermiquement. Cela permet d'obtenir des géométries de solides complexes ou de combler des espaces confinés. Afin de répondre aux exigences des normes européennes de pollution, le domaine automobile s'intéresse beaucoup à ces matériaux pour le gain de masse, et donc de consommation énergétique, qu'ils permettent d'atteindre sur les véhicules [66].

2.1.5 Atténuer et amortir

Bien que les mousses solides ne soient pas aussi résistantes que leur phase solide dense, leurs caractéristiques mécaniques restent particulièrement intéressantes. Ainsi, les mousses sont souvent utilisées pour leur capacité à amortir. Macroscopiquement, leur structure cellulaire leur confère une élasticité et une plasticité accrues par rapport à celles d'une phase dense. On retrouve ainsi les mousses plastiques dans les rembourrages de sièges ou dans les matelas, et même en tant qu'amortisseurs d'impact dans les pare-chocs ou les containers d'objets fragiles. Le polystyrène expansé joue ainsi le rôle de protecteur de nos colis fragiles depuis de nombreuses années.
Le rôle d'amortissement de la mousse aqueuse peut aussi se décliner en un autre aspect : l'atténuation des ondes de choc. Cette caractéristique, étudiée et utilisée depuis de nombreuses années, intéresse les secteurs miniers et de la défense car elle permet de protéger l'environnement d'une charge explosive. En effet, comme nous le prouverons dans la suite de ce manuscrit, la mousse aqueuse atténue les effets thermodynamiques dangereux issus d'une détonation, protégeant ainsi les biens et les personnes [21, 24, 29, 58, 70].

2.2 Les mousses aqueuses sèches

Notre étude portant sur les mousses aqueuses sèches, nous allons, dans cette partie, nous attacher à les définir et à les caractériser.

2.2.1 Définition

Une mousse aqueuse est un milieu diphasique complexe composé d'une phase gazeuse, dite dispersée ou discrète, et d'une phase liquide. Cette dernière est continue car elle est organisée en un ensemble de films qui, formant un réseau complexe, isolent le gaz dans des bulles et créent ainsi une mousse. Différents paramètres vont ainsi caractériser le milieu. D'abord, la taille et la géométrie des bulles vont être deux paramètres importants puisqu'ils sont représentatifs de la répartition du liquide dans l'ensemble du milieu. La nature du gaz utilisé va également jouer un rôle important notamment sur le comportement statique et le vieillissement de la mousse, de même que la nature du fluide et des tensioactifs qu'il contient. Enfin, l'un des paramètres majeurs est évidemment la proportion de liquide et de gaz dans la mousse.
Pour représenter cette caractéristique, nous choisissons d'utiliser le foisonnement F, défini par l'équation (2.1) :

$$F = \frac{V_m}{V_L} = \frac{1}{\alpha_L} \tag{2.1}$$

Le foisonnement est donc le rapport entre le volume de mousse et le volume de liquide qu'elle contient. C'est également l'inverse de la fraction volumique de liquide α_L. Ainsi la masse volumique d'une mousse ρ_m est déterminée par la relation (2.2) :

$$\rho_m = \alpha_L \rho_L + (1 - \alpha_L)\rho_G \approx \alpha_L \rho_L \tag{2.2}$$

Si l'on considère que la masse volumique du gaz ρ_G est très faible devant celle du liquide, on peut considérer que ρ_m est équivalent à la masse volumique apparente de liquide $\alpha_L \rho_L$.
Le foisonnement nous permet de classer la mousse en deux catégories distinctes. Dans notre travail, la mousse nous intéressant est celle qu'on qualifie de sèche, soit celle dont le foisonnement est supérieur à 20 [10]. La faible proportion d'eau dans une mousse aqueuse sèche implique que ses bulles peuvent être assimilées à des polyèdres dont les faces sont les films liquides [68]. Ceux-ci sont alors considérés comme suffisamment fins pour que la majorité de l'eau se trouve dans les arêtes et les sommets des polyèdres. Lorsque le foisonnement d'une mousse est compris entre 3 et 20, on dit qu'elle est humide. Ses bulles redeviennent sphériques avec un écrasement au niveau des surfaces de contact. Les films ne sont plus assimilables à des parois infiniment minces. L'hypothèse des bulles polyédriques n'est plus applicable. Lorsque le foisonnement est inférieur à 3, les bulles perdent le contact les unes avec

les autres et acquièrent un mouvement propre au sein du fluide. On ne parle alors plus de mousse mais d'un liquide à bulles.

Bien que certaines propriétés soient communes aux mousses sèches et humides et même parfois aux liquides à bulles, d'autres divergent. L'ensemble du travail présenté à la suite a exclusivement été réalisé avec des mousses sèches.

2.2.2 Caractéristiques géométriques

Une mousse aqueuse est un assemblage de bulles de gaz dans une matrice liquide. Cette matrice est constituée de films liquides minces qui, en se rencontrant, vont créer des filaments qui se regroupent eux-mêmes en nœuds. Plateau fut le premier, en 1873, à décrire avec précision cette structure et ses propriétés [57], en donnant au passage son nom aux filaments liquides, les Bords de Plateau. Il a mis ainsi en évidence trois propriétés de la structure des mousses sous la forme de trois lois :

— 1ère loi : chaque film possède une courbure constante et une surface lisse. Cette propriété est liée à la différence de pression de part et d'autre du film, qui est proportionnelle à la courbure du film.

— 2ème loi : un Bord de Plateau est formé par la jonction de 3 films. L'angle entre chacun des films est d'environ 120°. Trois cellules se joignent donc symétriquement en un Bord de Plateau.

— 3ème loi : un nœud est formé par la jonction de 4 Bords de Plateau. Il forme un trièdre régulier et l'angle entre chaque Bord de Plateau est d'environ 109,5°. Un nœud est donc la rencontre de 4 cellules de mousse.

Bien que les mousses soient des milieux désordonnés et rarement parfaitement homogènes, des modèles analytiques ont été développés afin de pouvoir prévoir leur comportement. Ainsi, le modèle ordonné et régulier le plus usité pour représenter une cellule de mousse est celui de la cellule de Kelvin, représentée Figure 1. La particularité de ce polyèdre est que toutes ses arêtes ont la même

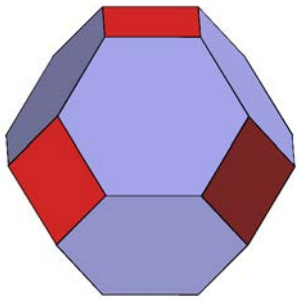

Figure 1 – Cellule de Kelvin

longueur [36]. Pour obtenir une telle cellule, les sommets d'un octaèdre régulier ont été tronqués afin d'obtenir 6 faces carrées et 8 faces hexagonales. L'empilement de ces cellules permet de répondre aux trois lois de Plateau si l'on considère un équilibre mécanique entre les bulles. Cette configuration facilite également l'estimation de certaines dimensions caractéristiques de la mousse qui nous seront utiles pour la suite de nos travaux, notamment lorsque nous souhaiterons modéliser son comportement.

La cellule de Kelvin est donc assimilée à une bulle de la mousse. Les faces représentent les films, les arêtes sont les Bords de Plateau et les sommets font figure de nœuds. La première étape pour modéliser une bulle de mousse consiste à l'assimiler à une cellule de Kelvin de même volume V_k. En supposant les bulles sphériques de rayon moyen R_{bulle}, il vient :

$$V_K = V_{bulle}, \text{ avec} V_K = 8\sqrt{2}a \text{ et } V_{bulle} = \frac{4}{3}\,\pi\, R_{bulle}^3 \tag{2.3}$$

On peut ainsi calculer la longueur de l'arête a de la cellule de Kelvin considérée, ce qui revient à la longueur d'un Bord de Plateau l_{BP}.

$$l_{BP} = R_{bulle}\left(\frac{\pi}{6\sqrt{2}}\right)^{\frac{1}{3}} \tag{2.4}$$

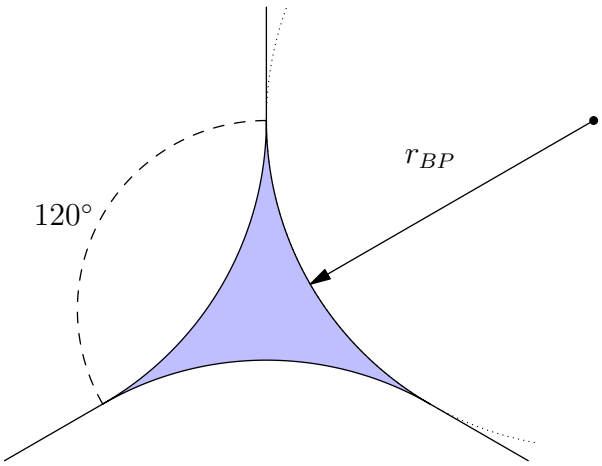

Figure 2 – Représentation de la section d'un Bord de Plateau

Afin de déterminer le volume de liquide contenu dans les Bords de Plateau V_{BP}, nous avons besoin de nous intéresser à leur structure réelle et particulièrement à leur section. Comme on peut le voir Figure 2, la section d'un Bord de Plateau est un triangle équilatéral dont les côtés sont incurvés. Le rayon de courbure de ces interfaces r_{BP} est imposé par la différence entre la pression du liquide et celle du gaz dans la bulle, au travers de la loi de Laplace [11]. Ainsi, en considérant les contraintes

géométriques imposées par les lois de Plateau, on obtient une aire de section d'un Bord de Plateau S_{BP} :

$$S_{BP} = \left(\sqrt{3} - \frac{\pi}{2}\right) r_{BP}^2 \tag{2.5}$$

En prenant en compte le fait qu'une cellule contient 36 Bords de Plateau, chacun partagé par 3 cellules, on peut facilement déterminer V_{BP} :

$$V_{BP} = \frac{36}{3}\, S_{BP}\, l_{BP} = (12\sqrt{3} - 6\pi)\, r_{BP}^2\, l_{BP} \tag{2.6}$$

En connaissant e, l'épaisseur des films des bulles, on peut ensuite déterminer le volume de liquide contenu dans ceux-ci, que l'on appellera V_f. Pour cela on utilisera le fait qu'une cellule de Kelvin est constituée de 8 faces octaédriques et de 6 faces carrées, toutes partagées par deux cellules :

$$V_f = \frac{1}{2}(8\, \frac{3\sqrt{3}}{2}\, l_{BP}^2 + 6\, l_{BP}^2)\, e = (6\sqrt{3} + 3)\, l_{BP}^2\, e \tag{2.7}$$

Le dernier volume de liquide à calculer est V_n, celui contenu dans les nœuds. Un nœud possède une dimension de l'ordre de r_{BP} mais une structure relativement complexe. Quatre Bords de Plateau se rejoignant en un nœud, nous considèrerons son volume comme le volume de liquide contenu dans les Bords de Plateau inclus dans une sphère de rayon r_{BP}, centrée sur le nœud (voir Figure 3).

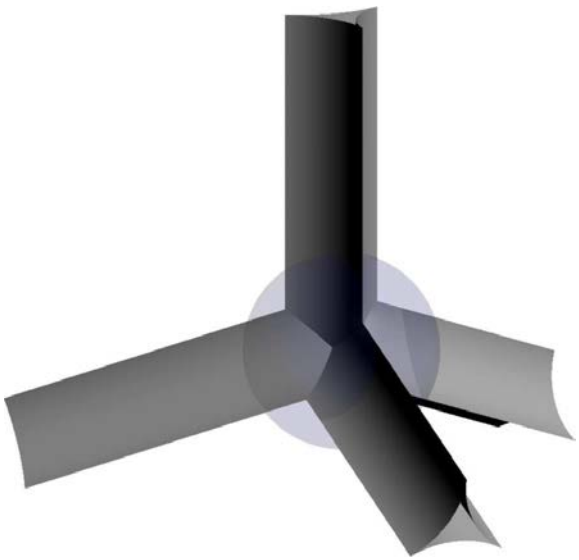

Figure 3 – Représentation d'un nœud pour le calcul de son volume. On considère que le liquide constituant le nœud est celui se trouvant dans la sphère bleue de rayon r_{BP}

Le volume d'un nœud est donc égal au volume de 4 Bords de Plateau de $r_{BP}/2$ de long. Sachant

qu'une cellule possède 24 nœuds, chacun partagé entre 4 bulles, on obtient :

$$V_n = 4\frac{24}{4}\, S_{BP}\, \frac{r_{BP}}{2} = (12\sqrt{3} - 6\pi)\, r_{BP}^3 \tag{2.8}$$

Connaissant l'ensemble des volumes en jeu, on peut retrouver la fraction volumique de liquide. De plus, étant dans le cas d'une mousse aqueuse sèche, on peut négliger le volume contenu dans les films, ce que nous vérifierons plus loin :

$$\alpha_L = \frac{V_{BP} + V_n + V_f}{V_K} \approx \frac{V_{BP} + V_n}{V_K} = \frac{12\sqrt{3} - 6\pi}{8\sqrt{2}} \left(\frac{r_{BP}^2}{l_{BP}^2} + \frac{r_{BP}^3}{l_{BP}^3} \right) \tag{2.9}$$

A moins d'avoir une connaissance approfondie de la mousse en question, il est difficile de connaître la valeur de r_{BP} avec précision. Pour les applications numériques, nous utilisons donc la relation (2.9) pour déterminer r_{BP} à partir de α_L et l_{BP} et ensuite calculer tous les volumes de liquides.
Dans le code numérique décrit au chapitre 3, on considère que la mousse se fragmente au niveau de ses nœuds. Ainsi, chaque Bord de Plateau va créer une gouttelette et la mousse sera donc modélisée par un brouillard d'eau homogène. En suivant ce raisonnement, chaque goutte possède le volume d'un Bord de Plateau. On peut alors déterminer R_{goutte}, le rayon des gouttelettes formant le brouillard, à partir des données topologiques de la mousse :

$$R_{goutte} = \left(\frac{3}{4\pi} (\sqrt{3} - \frac{\pi}{2})\, r_{BP}^2\, l_{BP} \right)^{1/3} \tag{2.10}$$

A titre indicatif, pour une mousse fabriquée à l'aide du générateur décrit au paragraphe 2.2.4.3, qui possède les caractéristiques suivantes :

$$F = 120 \text{ soit } \alpha_L = 0,83\%$$
$$R_{bulle} = 450 \text{ µm et } e = 100 \text{ nm},$$

on obtient :

$$l_{BP} = 359 \text{ µm}$$
$$r_{BP} = 72,3 \text{ µm}$$
$$V_{BP} = 3,63.10^{-3} \text{ mm}^3$$
$$V_f = 1,73.10^{-4} \text{ mm}^3$$
$$V_n = 7,31.10^{-4} \text{ mm}^3$$
$$R_{goutte} = 41,6 \text{ µm}$$

On peut donc constater que $V_f \ll V_{BP} + V_n$ et que dans le cas d'une mousse aqueuse sèche, le volume liquide occupé par les films est négligeable.

2.2.3 Composition chimique

L'existence d'une mousse est conditionnée par le fait que les films liquides constituant les bulles soient stables suffisamment longtemps pour qu'elle puisse remplir sa fonction. Cette stabilité est directement dépendante de ce qu'on appelle la tension de surface du liquide. Cette force est liée à la cohésion des molécules identiques agissant dans un fluide [28]. Ainsi, localement, à l'interface entre deux fluides, les molécules ne sont plus en équilibre et il en résulte une augmentation d'énergie qui se manifeste par une tension à la surface du liquide. Cette tension superficielle s'exprime en N.m^{-1}. Ainsi, plus cette tension est basse, plus il est facile d'étirer la surface d'un liquide et de former un film sans que celui-ci ne cède. On se rend facilement compte que l'eau pure possède une tension superficielle trop haute pour pouvoir former des bulles stables. Afin de rendre la formation de bulles possibles, on va ajouter à l'eau des produits appelés tensioactifs, destinés à abaisser la tension superficielle.

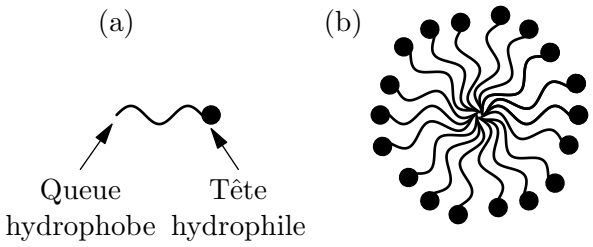

Figure 4 – Représentation (a) d'une molécule tensioactive et (b) d'une micelle

Les tensioactifs sont naturellement présents dans la bière, le champagne ou les œufs sous la forme de protéines. Pour fabriquer nos mousses, nous utilisons des tensioactifs synthétiques. Naturels ou synthétiques, ils sont tous composés d'une tête hydrophile et d'une queue hydrophobe, comme représenté sur la Figure 4. C'est cette dualité au sein des molécules qui va leur permettre de s'ordonner à la surface du liquide et ainsi d'abaisser la tension superficielle. Lorsque la surface du fluide est saturée en molécules tensioactives, les molécules en excès forment des cellules sphériques, les micelles, afin de ne pas exposer leur partie hydrophobe à l'eau.
Les tensioactifs permettent la formation de bulles mais n'assurent pas leur stabilité sur le long terme. Des additifs sont alors ajoutés afin de ralentir le vieillissement de la mousse, comme des épaississants destinés à augmenter la viscosité du liquide, ce qui aura pour effet de diminuer la migration du liquide et les effets qui y sont liés. Les épaississants utilisés sont très variés, allant des produits issus de la pétrochimie à des épaississants alimentaires naturels.

2.2.4 Génération d'une mousse aqueuse

Nous allons maintenant nous intéresser à la façon dont se créent ces milieux complexes. Les mousses peuvent apparaître à la suite de nombreux phénomènes naturels ou artificiels. Après un rapide tour d'horizon des méthodes existantes pour générer une mousse aqueuse, nous nous intéresserons plus particulièrement aux deux générateurs que nous avons utilisés lors de nos expériences.

2.2.4.1 De nombreuses méthodes

La génération de mousse suit un unique principe : la répartition d'un gaz au sein d'une matrice liquide. Le gaz doit être suffisamment dispersé pour que le liquide puisse le capturer et créer les bulles. Basées sur ce principe, on distingue presque autant de méthodes de génération que d'applications des mousses. Les techniques utilisées se différencient les unes des autres par la manière de disperser le gaz dans le liquide. Pour cela on les classe en deux grandes familles : la condensation et la dispersion.
La condensation est, par exemple, le phénomène en jeu dans les boissons gazeuses. Le liquide est saturé, naturellement ou artificiellement, en gaz sous pression dissous. À la suite d'un changement thermodynamique (ouverture d'une bouteille de bière) ou chimique (ajout d'un composant diminuant la solubilité), la solution va devenir sursaturée et le gaz en excès va être évacué sous forme de bulles. Ces bulles vont remonter à la surface du liquide et en s'accumulant vont former de la mousse. La formation de mousse par ce type de technique est cependant rarement la finalité du processus.
La dispersion consiste à disperser le gaz dans le liquide depuis une source extérieure. D'un point de vue général, la dispersion est la technique la plus utilisée pour la génération des mousses artificielles. Elle se décline en de nombreuses méthodes. Certaines consistent à secouer ou battre le liquide afin de lui donner un mouvement turbulent qui va permettre de capturer du gaz. Celui-ci en remontant vers la surface du liquide va créer des bulles. C'est ainsi que se forme naturellement l'écume en bord de mer ou le bain moussant. Les mousses obtenues sont cependant mal calibrées et relativement hétérogènes.
D'autres méthodes ont pour principe de pulvériser le gaz directement dans le liquide à l'aide d'un orifice fin ou d'un matériau poreux. Ces méthodes permettent d'obtenir des mousses particulièrement homogènes et calibrées. Une variante consiste à pulvériser, à des débits maîtrisés et simultanément, le gaz et le liquide dans un matériau poreux. C'est le principe utilisé dans le cas des deux générateurs que nous allons présenter dans les paragraphes ci-dessous.

2.2.4.2 Générateur CEA/Marcoule

Le générateur CEA/Marcoule tient son nom du lieu où il a été mis au point. Il a, en effet, été développé par l'équipe de Sylvain Faure du Laboratoire des Procédés Avancés de Décontamination (LPAD) du CEA/DEN, sur le centre de Marcoule. L'objectif était de répondre à trois besoins :

— générer une mousse calibrée à faible débit,
— avoir un système de faible encombrement, facilement déployable en laboratoire,
— avoir un système simple d'utilisation et d'entretien.

Ce générateur, schématisé Figure 5 remplit ces objectifs puisqu'il permet de générer, en quelques minutes, plusieurs litres de mousse d'un foisonnement pouvant varier de 30 à 80 de manière répétitive. Le dispositif se décline en trois sous-systèmes : la source de liquide, la source de gaz et le mélangeur. Ainsi, un débit contrôlé de gaz est envoyé en parallèle d'un débit contrôlé de liquide dans un mélangeur statique qui va permettre la constitution des bulles et, par extension, de la mousse.

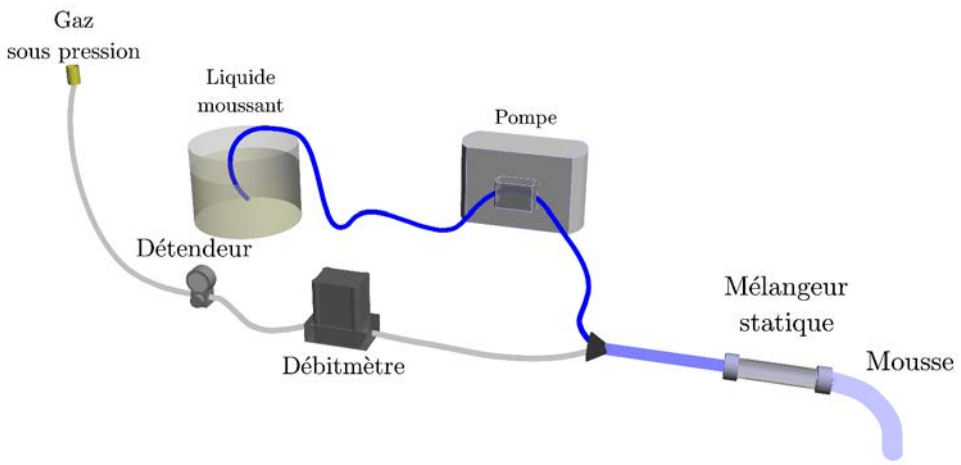

Figure 5 – Schéma de principe du générateur CEA/Marcoule

Le débit de gaz est assuré par un débitmètre électronique. Il est maintenu à une pression de fonctionnement de 2 bar, à l'aide d'un détendeur. Le débitmètre permet un réglage du débit ainsi qu'un contrôle en temps réel. Le débit maximal est de 300 L.h^{-1} avec une précision de 1%.
Le débit de liquide est assuré par une pompe, prélevant le mélange d'eau et de tensioactif dans un réservoir. Deux systèmes complets étant mis en œuvre pour les différentes campagnes expérimentales, deux pompes différentes sont utilisées. La première des pompes ayant été utilisée est une pompe doseuse à membrane Prominent Beta 4. Elle permet d'obtenir un débit compris entre 0,74 et 32 L.h^{-1} avec un réglage à la fois de l'amplitude des impulsions et de leur fréquence. Lors de la duplication du premier système, nous avons privilégié une pompe péristaltique Verder Vantage 3000 qui permet une gamme élargie de débit (entre 0,1 et 50 L.h^{-1}). Celle-ci est plus facile d'utilisation et d'entretien et permet surtout une injection du fluide moins saccadée. Le principe de la pompe péristaltique réside dans l'écrasement d'un tuyau par des galets tournants. Le débit obtenu est déterminé par la vitesse de rotation des galets et par le diamètre du tuyau utilisé.
Les deux sous-ensembles, liquide et gaz, sont branchés en parallèle à un mélangeur statique. Celui-ci est constitué d'un tuyau de PVC rempli de billes de verres de quelques millimètres de diamètre.

L'entassement des billes crée un milieu poreux qui favorise le mélange des deux phases. La taille des billes utilisées dans le mélangeur est adaptée selon le foisonnement recherché.
Le liquide utilisé pour générer la mousse est un mélange d'eau, de tensioactif et de gélifiant. L'eau représente 98,8% en masse de la solution. Le tensioactif, du Glucopon UP215, est présent à 1,1% et permet d'abaisser la tension de surface de la solution. Il se présente sous la forme d'un liquide visqueux translucide et jaunâtre. Les 0,1% restants sont occupés par l'épaississant alimentaire, de la gomme de Xanthane, qui permet d'augmenter la viscosité du mélange et donc de ralentir le vieillissement de la mousse. Ce composant prend la forme d'une fine poudre blanche inodore.
La tension superficielle du mélange moussant est de 50 $mN.m^{-1}$et sa viscosité s'élève à environ 5,5 mPa.s. Pour comparaison, la tension superficielle de l'eau est de 70 $mN.m^{-1}$et sa viscosité est de 1 mPa.s.

2.2.4.3 Générateur SKID/MAS

Le second générateur utilisé répond à un autre besoin, celui des expériences pyrotechniques qui impliquent des volumes de mousses bien supérieurs à ceux produits en laboratoire. Il a été conçu par la société ERPI, dirigée par André Zimmermann, et est le fruit de plusieurs évolutions. Il permet de produire plusieurs centaines de litres de mousse par minute. Ce générateur, schématisé Figure 6, est monté sur roues et se divise en deux sous-ensembles : le réservoir de prémélange et la lance MAS.
Le réservoir permet de mélanger et de stocker jusqu'à 150 litres de liquide moussant. Pour préparer ce liquide, on verse donc l'eau et le produit moussant dans les quantités souhaitées, directement dans le réservoir. Les deux phases circulent dans un circuit de mélange grâce à une pompe à débit variable (avec un maximum de 15 $L.min^{-1}$) . En passant dans un mélangeur statique, l'eau et le produit moussant se mélangent et forment un liquide moussant homogène.
Lorsque l'on veut démarrer la production de mousse, on dirige le liquide moussant vers la lance MAS en actionnant une vanne. L'abréviation MAS signifie Mousse à Air Surpressé et renvoie directement à la méthode de génération. En effet, la lance est composée d'une buse pulvérisant le mélange moussant sur une série de tamis successifs alors que des ventilateurs créent une surpression de quelques centaines de millibar en aval. Cette surpression induit un flux d'air sur les tamis qui, combiné au liquide moussant, va créer la mousse. On peut assimiler cette technique au soufflage de bulles que pratiquent les enfants, à l'exception qu'on souffle ici des milliers de microbulles simultanément. Cette technique de génération permet de produire des mousses dont les caractéristiques sont parfaitement maitrisées et répétitives. Par le réglage des flux d'air et de liquide, on dispose d'une gamme de foisonnement allant de 40 à 140, avec un diamètre moyen de bulles de l'ordre de quelques centaines de micromètres. La taille des bulles obtenues est également influencée par le nombre et la taille des mailles des tamis.
Le liquide moussant est composé de 92% en masse d'eau et de 8% de Retofoam R2. Ce produit est

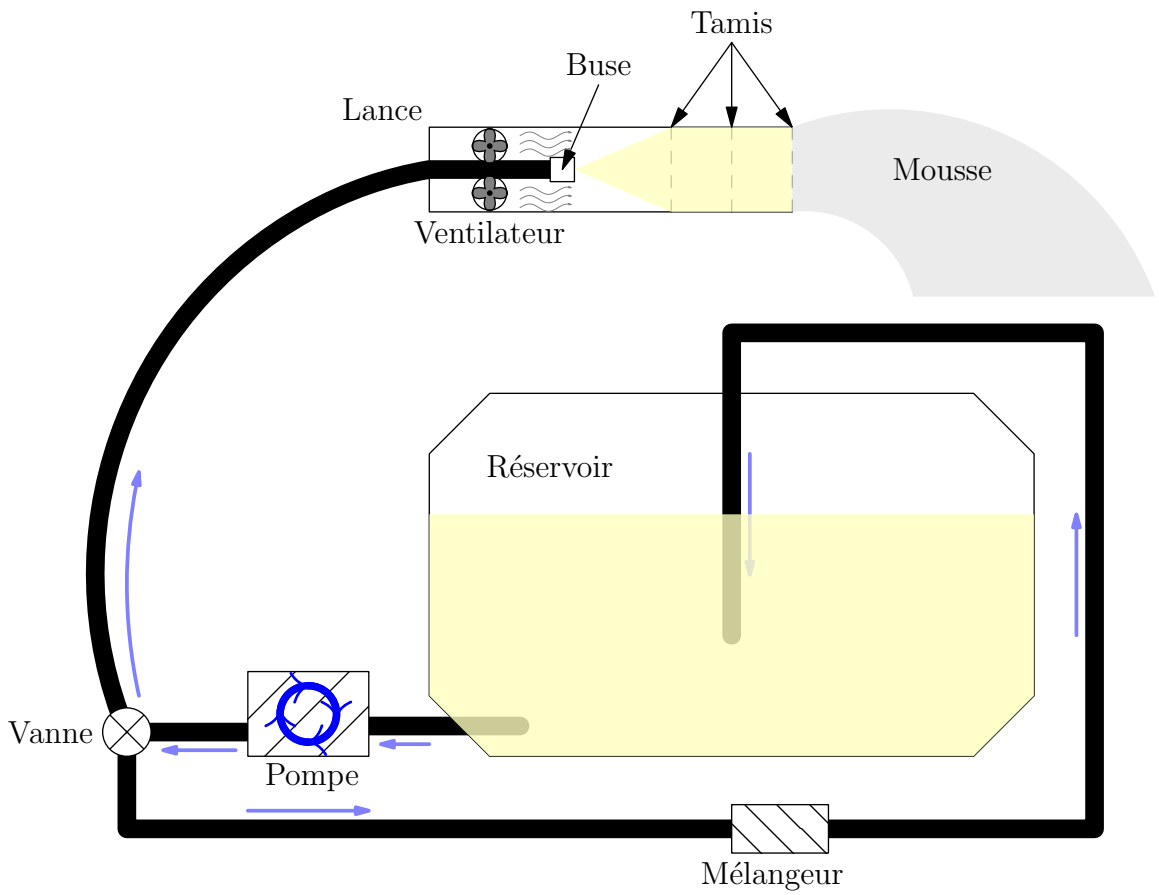

Figure 6 – Représentation schématique du générateur SKID/MAS

fabriqué par la société Eau et Feu [1] et sa viscosité s'élève à 270 Pa.s. Les tensioactifs présents dans le R2 sont des sulfates d'alcools gras et un glycol. L'épaississant utilisé est la gomme de Xanthane. Afin de garantir la conservation du produit lors d'un stockage à long terme, la solution comporte un bactéricide.
La tension superficielle du mélange à 8% est de 24 mN.m^{-1}.

2.2.5 Vieillissement d'une mousse aqueuse

Une mousse n'est pas un milieu figé. Elle évolue plus ou moins rapidement et mûrit jusqu'à sa destruction. Plusieurs phénomènes concourent au vieillissement d'une mousse et donc à sa dégradation. On distingue notamment :

— le mûrissement, nom donné au grossissement moyen des bulles au cours du temps,
— le drainage, qui est la migration du liquide au travers des différentes structures de la mousse par gravité,
— la coalescence, qui désigne la fusion de petites bulles en bulles de plus grande taille, par rupture des films.

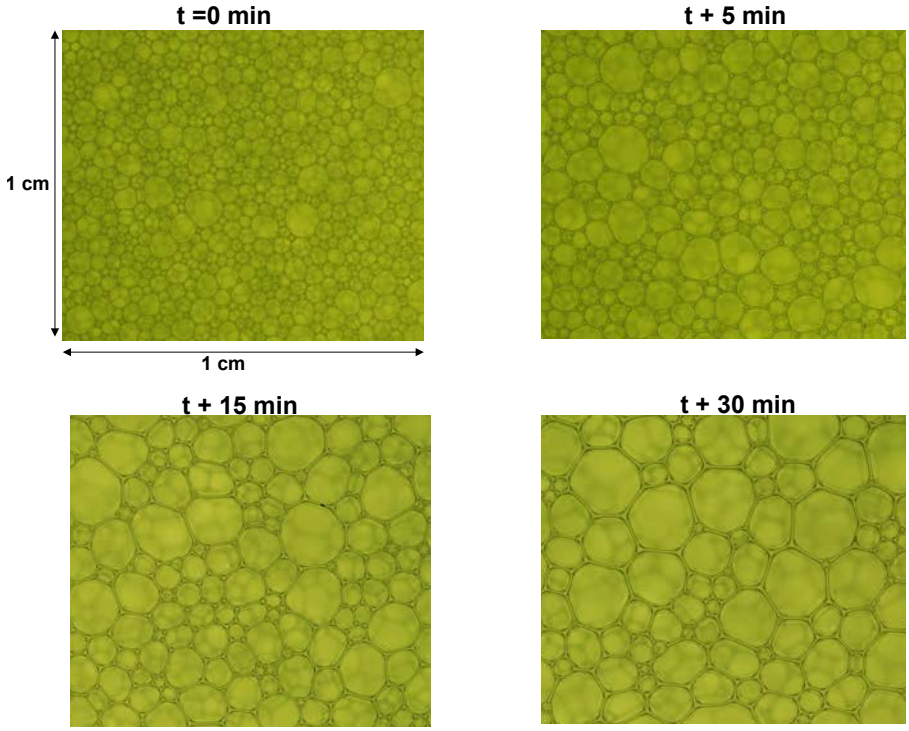

Figure 7 – Evolution de la taille des bulles d'une mousse de foisonnement 30 au cours du temps, extrait de [58].

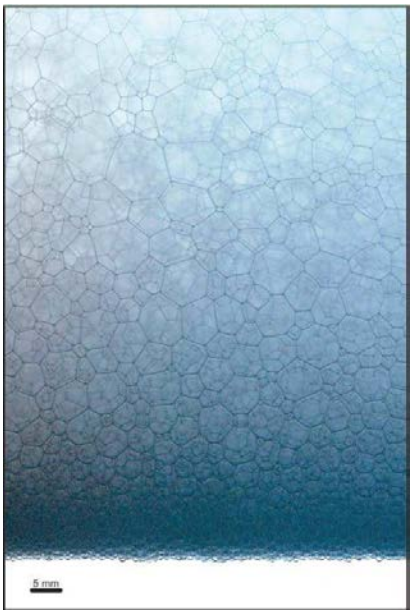

Figure 8 – Mousse après vieillissement : sèche en haut et humide en bas, extrait de [11].

La dégradation qu'impliquent ces phénomènes est structurelle et peut être observée en quelques minutes comme après plusieurs heures, en fonction des caractéristiques physico-chimiques des deux phases de la mousse [63]. Chacun des phénomènes cités résulte de plusieurs causes et est, par conséquent, complexe à étudier et à modéliser.

Le mûrissement est la tendance des bulles à devenir, en moyenne, de plus en plus grosses au cours du temps. Plus exactement, les bulles de petite taille vont céder leur place aux grosses. Ce comportement est dû à la concurrence entre la pression interne à la bulle et la tension superficielle. Ainsi, les plus petites bulles ayant une pression interne supérieure aux grandes, celles-ci vont être moins stables et donc vont disparaitre plus rapidement. La différence de pression entre une petite et une grande bulle va également favoriser la diffusion du gaz au travers des films liquides des zones de plus hautes pressions vers les zones de plus basses pressions ; autrement dit, des petites vers les grandes bulles. Ce phénomène de migration des gaz dépend en majorité de la phase gazeuse en jeu et de son coefficient de diffusion dans l'eau. La Figure 7 présente l'exemple de l'évolution de la taille des bulles d'une mousse de foisonnement 30 fabriquée à l'aide du générateur CEA/Marcoule.

Le drainage résulte du mouvement du liquide dans la mousse. En effet, bien que les éléments structurels de la mousse soient très fins, le liquide est tout de même soumis à la gravité et va donc être attiré vers le fond de la mousse. Les films étant extrêmement fins, la majeure partie du drainage se passe dans les Bords de Plateau et les nœuds. Ainsi, la vitesse de drainage dépend directement de la taille des Bords de Plateau et donc de la quantité d'eau et de la géométrie de la mousse. Au fur et à mesure que le drainage suit son cours, l'humidité de la mousse va varier en fonction de la hauteur avec une mousse de plus en plus sèche en haut et de plus en plus humide en bas, comme l'illustre la photo de la Figure 8. Le gain en humidité dans la partie basse va d'autant plus favoriser le drainage déjà en place. En pratique, on parvient à diminuer le drainage par l'ajout d'épaississant dans le liquide, ce qui va en augmenter la viscosité et limiter sa vitesse de déplacement. Bien que les films ne participent que très peu à la diminution locale de fraction liquide, ceux-ci vont également subir un amincissement à cause du drainage.

La coexistence du mûrissement et du drainage va amener au processus le plus tardif du vieillissement de la mousse : la coalescence des bulles [12]. En effet, celles-ci vont voir les films les composant s'agrandir et s'amincir simultanément, ce qui va les mener à la rupture. Ainsi, par rupture de films, les bulles vont se regrouper et donc s'agrandir à un rythme croissant. On peut parfois assister à un effondrement de la mousse, c'est-à-dire une rupture en cascade des bulles menant à une destruction complète du milieu.

2.2.6 Les mousses aqueuses pour le confinement des détonations

La capacité des mousses aqueuses à atténuer les ondes de choc est étudiée depuis plusieurs décennies. La première étude expérimentale est attribuée à Krasinski et Kolsa [20] qui, en 1974, ont réalisé des essais en tube à choc sur des mousses humides. En observant, les aller-retours d'une onde de choc dans le tube, ils mettent en évidence le caractère atténuateur de la mousse. En effet, alors qu'ils observent une onde ressortir du tube à choc après réflexion en l'absence de mousse, ils n'observent pas le même phénomène avec la mousse, au moins pendant la durée de leurs mesures. S4ils ne peuvent alors pas quantifier l'atténuation de l'onde de choc, ils prouvent la diminution de la célérité du son dans la mousse aqueuse.
Rapidement, Winfield et Hill [70] se basent sur leur travaux et mènent les premières expériences sur l'atténuation des ondes de souffles. En 1977, ils donnent les premiers ordres de grandeurs de la réduction apportée par la mousse. Ils s'intéressent aux différents critères de létalité des ondes de souffle ainsi qu'à leur vitesse.
De plus en plus d'études apparaissent à la fin des années 70 et au début des années 80, s'attachant à la réduction du bruit, l'atténuation des ondes de choc et l'atténuation du souffle. Parmi les précurseurs du domaine, on peut citer Borisov et Gelfand [6] de l'Académie des Sciences de Moscou. On trouve également, de cette époque, la trace de nombreux documents russes, non-traduits, sur la question. Les Américains sont également prolifiques sur le sujet, traité notamment par Raspet, du laboratoire de recherche en génie des constructions de l'US Army.
Dans les années 80, celui-ci étudie l'utilisation de la mousse pour atténuer le bruit des explosions [62, 61]. Il mesure l'amplitude du bruit créé par une charge confinée en faisant varier la quantité de mousse mise en œuvre et son foisonnement. Il en découle que, quel que soit son foisonnement, la mousse réduit efficacement le bruit de diverses charges de démolition ou militaires.
Par la suite, de nombreuses études voient le jour. Les chercheurs des universités et des laboratoires militaires se passionnent pour ces milieux complexes et pour les intérêts qu'ils présentent. En France, c'est l'Institut de Recherche Franco-Allemand de Saint-Louis qui se penche le premier sur la question. Le CEA lui emboitera le pas à partir les années 90. Depuis, la thématique du confinement des détonations a fait, et fait encore, l'objet, de nombreux travaux expérimentaux et numériques.
Les multiples paramètres régissant la mousse et les charges à confiner sont explorés et une prédiction numérique toujours plus précise est recherchée. Parmi les travaux notables, on peut citer les expériences menées par les laboratoires de la SANDIA [41, 69, 29], les travaux de Britan et des équipes de l'Université Israélienne de Ben Gurion [10, 8, 9], ou encore ceux de Gelfand [23, 24]. Bien que des résultats de qualité soient produits régulièrement, tous les phénomènes en jeu dans le confinement ne sont toutefois pas parfaitement compris et quantifiés.
Le CEA a, pour sa part, une activité soutenue sur les mousses aqueuses depuis le début des années

90. La mousse a notamment été utilisée pour confiner des expériences pyrotechniques dans une cuve d'essai entre 2000 et 2012, par mesure de protection de l'environnement. Les nombreuses études menées au CEA sur les mousses ont également conduit à la définition d'un équipement opérationnel de confinement à destination de la Sécurité Civile. Dans ce cadre, plusieurs expériences de détonique dédiées ont été menées [21]. Ces études ont plus récemment été poursuivies, et largement étendues, par E. Del Prete au cours de sa thèse [58, 59].
Chacun des chapitres suivants présentera plus précisément la bibliographie qui lui est associée. On fera ainsi la distinction entre les études concernant l'influence de la mousse sur une onde de choc et son influence sur une onde de souffle, la différence majeure entre les deux étant la gamme de pression explorée.

Chapitre 3

Modélisation numérique

Le code numérique de **M**odélisation de la **M**itigation par des **MOUS**ses **S**èches **A**queuses et **C**apture d'**A**érosols, aussi désigné par M^{3}OUSSACA, sert à la modélisation de la propagation des ondes de choc et de souffle dans les mousses aqueuses. Le code s'appuie sur un formalisme multiphasique à phases compressibles afin de considérer la mousse non pas comme un milieu homogène mais bien comme un mélange de plusieurs phases. Chacune d'elles possède sa propre équation d'état. Elles vont ensuite interagir entre elles par des transferts de quantité de mouvement, de masse et de chaleur. Ils se matérialisent par des termes sources qui seront explicités par la suite. La partie hyperbolique du système d'équations s'appuie sur la "méthode des équations discrètes" (DEM). Le modèle peut être utilisé en géométrie unidimensionnelle plane ou sphérique.

3.1 Principe et structure du code

Lorsqu'elle est soumise à des ondes de compression, la mousse va se fragmenter. La rupture des différents éléments liquides la constituant va créer un nuage de gouttelettes d'eau, brouillard qui va participer aux effets atténuateurs des mousses aqueuses. Au niveau de la modélisation numérique, étant donné l'amplitude des ondes de choc, on considère qu'au-delà d'un certain seuil de pression, la mousse rompt instantanément [58, 34]. Le brouillard est un nuage de gouttelettes dont le rayon est un des paramètres d'entrée du code. On néglige l'énergie de surface des éléments liquides de la mousse devant les autres énergies mises en jeu dans les phénomènes considérés [4]. En-deçà du seuil de rupture, la mousse est assimilée à un milieu homogène fluide en équilibre mécanique.
En aval du front de choc, les deux phases, ayant des polaires de choc différentes, vont avoir des états cinématiques et thermodynamiques différents. Des processus de relaxation de pressions, de vitesses et de températures vont alors se produire afin de ramener les différentes phases à l'équilibre mécanique et thermodynamique. Durant le retour à l'équilibre, si la différence de vitesses entre les phases est

trop importante, une étape d'atomisation secondaire peut avoir lieu. Cela aura principalement pour effet de modifier la surface spécifique entre les phases gazeuse et liquide et par voie de conséquence, les taux de transferts.
Du point de vue de la modélisation numérique, le code utilise trois phases. Les deux premières phases sont relatives aux phases liquide et gazeuse de la mousse. La phase liquide est considérée comme étant de l'eau. La phase gazeuse est ici constituée de deux espèces chimiques : l'air sec et la vapeur d'eau. La troisième phase peut avoir une équation différente de celle de l'air afin de modéliser soit le gaz moteur dans le cas du tube à choc, soit les produits de détonation dans le cas du tube à détonation ou des expériences avec explosif solide.
Le modèle ainsi que les différentes lois constitutives qui traduisent les mécanismes de transfert entre phases sont décrits ci-après. Par souci de clarté, seuls les échanges entre l'air et l'eau sont présentés. Les échanges entre la phase liquide et la troisième phase sont identiques, à l'exception de l'évaporation.

3.2 Modèle numérique

Le système d'équations pour la phase liquide s'écrit en coordonnées sphériques comme :

- bilan pour la fraction volumique :
$$\frac{\partial \alpha_L}{\partial t} = -u_i \frac{\partial \alpha_L}{\partial r} - \mu \Delta P - \frac{\dot{m}}{\rho_L},$$

- bilan de masse :
$$\frac{\partial (\alpha\rho)_L}{\partial t} + \frac{\partial (\alpha\rho u)_L}{\partial r} = -\dot{m} - \frac{j(\alpha\rho u)_L}{r},$$

- bilan de quantité de mouvement :
$$\frac{\partial (\alpha\rho u)_L}{\partial t} + \frac{\partial (\alpha\rho u^2 + \alpha P)_L}{\partial r} = P_i \frac{\partial \alpha_L}{\partial r} + F_d - \dot{m} u_L - \frac{j(\alpha\rho u^2)_L}{r},$$

- bilan d'énergie totale :
$$\frac{\partial (\alpha\rho E)_L}{\partial t} + \frac{\partial (\alpha\rho E u + \alpha P u)_L}{\partial r} = P_i u_i \frac{\partial \alpha_L}{\partial r} + P_I \mu \Delta P + F_d u_I + \dot{Q}_{IL} - \dot{m} H_{\Gamma L} - \frac{j(\alpha\rho u H)_L}{r},$$

- bilan du nombre d'éléments liquides :
$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial n u_L}{\partial r} = \dot{n} - \frac{j n u_L}{r},$$

avec $j = 0$ dans le cas plan et $j = 2$ dans le cas sphérique et t et r qui représentent respectivement le temps et l'abscisse. Les équations pour la phase gazeuse sont alors déduites par symétrie, en y ajoutant les équations de fractions massiques de l'air sec et de la vapeur d'eau :

- bilan pour la fraction volumique :
$$\frac{\partial \alpha_G}{\partial t} = -u_i \frac{\partial \alpha_G}{\partial r} + \mu \Delta P + \frac{\dot{m}}{\rho_L},$$

- bilan de masse :
$$\frac{\partial (\alpha\rho)_G}{\partial t} + \frac{\partial (\alpha\rho u)_G}{\partial r} = \dot{m} - \frac{j(\alpha\rho u)_G}{r},$$

- bilan de quantité de mouvement :
$$\frac{\partial (\alpha\rho u)_G}{\partial t} + \frac{\partial (\alpha\rho u^2 + \alpha P)_G}{\partial r} = P_i \frac{\partial \alpha_G}{\partial r} - F_d + \dot{m} u_L - \frac{j(\alpha\rho u^2)_G}{r},$$

- bilan d'énergie totale :
$$\frac{\partial (\alpha\rho E)_G}{\partial t} + \frac{\partial (\alpha\rho E u + \alpha P u)_G}{\partial r} = P_i u_i \frac{\partial \alpha_G}{\partial r} - P_I \mu \Delta P - F_d u_I + \dot{Q}_{IG} + \dot{m} H_{\Gamma G} - \frac{j(\alpha\rho u H)_G}{r},$$

- bilan de fraction massique de l'air :
$$\frac{\partial (\alpha\rho)_G Y_{air}}{\partial t} + \frac{\partial (\alpha\rho Y_{air} u)_G}{\partial r} = -\frac{j(\alpha\rho Y_{air} u)_G}{r},$$

- bilan de fraction massique de la vapeur d'eau :
$$\frac{\partial (\alpha\rho)_G Y_{vap}}{\partial t} + \frac{\partial (\alpha\rho Y_{vap} u)_G}{\partial r} = \dot{m} - \frac{j(\alpha\rho Y_{vap} u)_G}{r}.$$

α_k, ρ_k, u_k, P_k sont respectivement la fraction volumique, la masse volumique, la vitesse et la pression de chaque phase.

La contrainte de saturation est donnée par $\alpha_L + \alpha_G = 1$. Pour chaque phase, l'énergie totale est la somme des énergies interne et cinétique $E_k = e_k + u_k^2/2$, et l'enthalpie totale est donnée par $H_k = E_k + P_k/\rho_k$. Les analyses pour les grandeurs interfaciales indicées i et I ont été développées par Abgrall & Saurel [3] dans le contexte de la méthode des équations discrètes (DEM).

Dans les deux systèmes ci-dessus, les termes de gauche sont ceux définissant les équations de conservation de chacune des grandeurs concernée. Les termes de droite traduisent les interactions entre phases.

Les termes de trainée de pression aux interfaces, ou termes de flux lagrangiens, sont définis par :

$$\left(-u_i \frac{\partial \alpha_k}{\partial r}, 0, P_i \frac{\partial \alpha_k}{\partial r}, P_i u_i \frac{\partial \alpha_k}{\partial r}, 0, 0 \right)$$

En notant $Z_k = \rho_k c_k$ l'impédance acoustique pour chaque phase k, avec c_k la célérité du son dans la phase k, on a :

$$u_I = \frac{Z_L u_L + Z_G u_G}{Z_L + Z_G}, \qquad P_I = \frac{Z_G P_L + Z_L P_G}{Z_L + Z_G},$$

$$u_i = u_I + sign(\frac{\partial \alpha_L}{\partial x})\frac{P_L - P_G}{Z_L + Z_G}, \quad P_i = P_I + sign(\frac{\partial \alpha_L}{\partial x})\frac{Z_L Z_G}{Z_L + Z_G}(u_L - u_G).$$

Les grandeurs P_i, u_i correspondent aux pressions et vitesses qui s'appliquent sur les zones où des gradients de fraction volumique sont présents. Ces derniers vont permettre de restituer les conditions d'interface de vitesse et de pression lorsque des fluides purs non miscibles sont séparés par une interface. Les moyennes des pressions et des vitesses d'interface qui s'appliquent au sein du volume de contrôle diphasique sont données par P_I, u_I.
Les termes de relaxation de la pression sont exprimés comme :

$$i_k \left(\mu \Delta P, 0, 0, -P_I \mu \Delta P, 0, 0\right)$$

Les termes dissipatifs induits par la traînée visqueuse sont regroupés sous la forme :

$$i_k \left(0, 0, -F_d, -u_I F_d, 0, 0\right)$$

Ceux induits par les transferts de chaleur sont donnés par :

$$\left(0, 0, 0, \dot{Q}_{Ik}, 0, 0\right)$$

Les termes liés à l'évaporation de la phase liquide sont donnés par :

$$i_k \left(\frac{\dot{m}}{\rho_L}, \dot{m}, \dot{m} u_L, \dot{m} H_{\Gamma k}, 0, \dot{m}\right)$$

Enfin, le terme lié à la symétrie de l'écoulement est exprimé à l'aide du vecteur :

$$-\frac{j}{r}\left(\alpha \rho u\right)_k \left(0, 1, u, H, Y_{air}, Y_{vap}\right)_k$$

L'indice i_k est égal à $+1$ dans le cas $k = G$ et à -1 dans le cas $k = L$.
L'ensemble de ces termes sources définit 3 opérateurs qui sont résolus par un Splitting de Strang.
Le premier opérateur concerne la partie hyperbolique du système d'équations. Il est résolu par la DEM. La discrétisation spatiale est effectuée par un maillage du domaine de calcul afin de créer des

volumes de contrôle qui vont contenir les deux phases. On va alors considérer que les grandeurs mécaniques, thermodynamiques, et topologiques sont constantes par maille. La DEM consiste à écrire les lois de conservation de chaque phase. Les interactions entre phases entre les différentes mailles sont décrites par la solution d'un solveur de Riemann entre deux fluides non-miscibles. En sommant l'ensemble des interactions élémentaires au bord de maille, on obtient les flux diphasiques discrets.
Le passage à la limite de pas d'espace et de temps vers zéro permet d'obtenir un modèle hors équilibre de pressions, de vitesses et de température. Il est inconditionnellement hyperbolique et permet donc la propagation des ondes de choc dans les milieux diphasiques, tout en respectant la seconde loi de la thermodynamique.
La DEM fournit donc l'écriture du flux multiphasique entre mailles. Le solveur de Riemann entre fluides est ici celui de HLLC. L'extension à l'ordre 2 de la méthode se fait par la technique MUSCL (Monotone Upstream-centered Schemes for Conservation Laws), les deux limiteurs usuels sont Min-Mod et VanLeer [15].
Le second opérateur est celui de la relaxation des pressions. Le temps caractéristique de la mise en équilibre des pressions est de l'ordre d'un aller-retour d'onde au sein de chaque inclusion liquide.Le coefficient de relaxation des pressions est donné par :

$$\mu = \frac{A_I}{2(Z_L + Z_G)}$$

avec A_I l'aire interfaciale.
En pratique, la relaxation des pressions est quasi-instantanée, ce qui nécessite une résolution particulière [40]. En deçà du seuil de rupture, la mousse est considérée comme un milieu homogène. La résolution du processus de relaxation des vitesses à taux infini se trouve dans [15].
Le troisième opérateur traite des processus de relaxation à taux fini. Ils sont résolus numériquement à l'aide d'une méthode de Runge-Kutta d'ordre 2.

3.3 Lois constitutives

Les termes sources responsables des forces de traînée, de l'atomisation secondaire et des transferts d'énergie et de masse sont explicités par la suite.

3.3.1 Trainée visqueuse

La trainée visqueuse est le phénomène par lequel un transfert de quantité de mouvement va se mettre en place entre les différentes phases. En effet, à la destruction de la mousse, les gouttelettes liquides en suspension et le gaz vont avoir des dynamiques différentes. L'inertie des n éléments liquides étant

supérieure à celle du gaz, ceux-ci vont accélérer plus lentement, induisant une différence de vitesse entre les deux phases. Cette différence de vitesse va induire une force de trainée $F_{d,goutte}$ sur chaque gouttelette se définissant par :

$$F_{d,goutte} = \frac{1}{2}\, C_d\, \rho_G\, (u_G - u_L)\ |u_G - u_L|\ \frac{\pi d^2}{4} \tag{3.1}$$

avec d le diamètre des gouttes en suspension dans le gaz.
Ainsi, F_d est la force de traînée sur l'ensemble du fluide contenu dans une maille de calcul. Le nombre de gouttes par maille n peut être obtenu comme le rapport de α_L par le volume d'une goutte $V = \frac{4}{3}\pi\frac{d^3}{8}$. Après simplification, on obtient :

$$F_d = \frac{3}{4}\frac{C_d}{d}\alpha_L\, \rho_G\, (u_G - u_L)\ |u_G - u_L| \tag{3.2}$$

En pratique, on modifie légèrement la formule de la force de traînée comme suit :

$$F_d = \frac{3}{4}\frac{C_d}{d}\alpha_L\, \alpha_G\, \rho_G\, (u_G - u_L)\ |u_G - u_L| \tag{3.3}$$

Cette formulation, sans conséquence dans la mousse ($\alpha_G \approx 1$) est plus robuste d'un point de vue numérique, notamment lorsque l'air est un fluide minoritaire. Le coefficient de traînée, C_d, dépend de la phénoménologie des interactions entre les phases. Ce coefficient varie selon plusieurs paramètres en fonction du régime d'écoulement du gaz autour des gouttes liquides. Le critère utilisé pour rendre compte des régimes d'écoulement est le nombre de Reynolds particulaire Re_p. Il s'exprime comme le rapport entre les forces d'inertie de la goutte et les forces visqueuses gazeuses :

$$Re_p = \frac{\rho_G\ |u_G - u_L|\ d}{\mu_m} \tag{3.4}$$

avec μ_m la viscosité du mélange de la phase gazeuse avec les gouttes de liquide. En effet, afin de prendre en compte les effets collectifs des gouttes notamment pour des fractions volumiques d'eau importantes, on a substitué μ_m à μ_G dans la formule de Re_p [33]. La phase dispersée augmente la viscosité apparente de la phase gazeuse :

$$\mu_m = \mu_G\left(1 - \frac{\alpha_L}{\alpha_{L,max}}\right)^{-2{,}5\alpha_{L,max}} \text{avec } \mu_G = \mu_0\left(\frac{T}{T_0}\right)^{\frac{2}{3}} \tag{3.5}$$

avec $\alpha_{L,max}$ la fraction volumique maximale théorique de particules dans le gaz, soit 1 dans le cas d'un liquide et $\mu_0 = 1,716.10^5$ Pa.s et $T_0 = 273$ K.
Plusieurs régimes de traînée vont ainsi être identifiés : le régime de Stokes, pour des Re_p inférieurs

à 10, correspond aux écoulements laminaires du fluide autour des particules liquides. Le régime visqueux, rencontré pour des Re_p entre 10 et 1000, est caractérisé par de forts effets de viscosité sur l'objet en mouvement. Enfin, le régime de Newton correspond au décollement de l'écoulement derrière la particule et donc à la création de turbulence. Ce régime est atteint à des Re_p supérieurs à 1000. Différentes lois vont donc gouverner le coefficient de trainée C_d en fonction du Re_p. On peut restituer le régime de Stokes et le régime visqueux sous une même loi. Le régime de Newton peut être modélisé par un C_d constant par rapport à Re_p. Il sera cependant variable en fonction de la fraction volumique liquide α_L[33]. Le coefficient de traînée est donc calculé de la façon suivante :

$$\begin{aligned} C_d &= \frac{24}{Re_p}(1 + 0,1Re_p^{0,75}) && \text{si } Re_p < 1000 \\ C_d &= 0,45\left(\frac{1 + 17,67(1-\alpha_L)^{18/7}}{18,67(1-\alpha_L)^3}\right)^2 && \text{si } Re_p > 1000 \end{aligned} \tag{3.6}$$

Le calcul des forces de trainée est fait pour les deux phases gazeuses séparément.

3.3.2 Fragmentation secondaire

Lorsqu'une goutte liquide se trouve dans un écoulement fluide, les forces aérodynamiques qu'elle subit vont la déformer. Lorsque la vitesse relative entre le fluide et la goutte est importante, cette déformation s'accompagne d'instabilités de surface et de Rayleigh-Taylor qui entraînent la fragmentation [27]. Ce phénomène est appelé atomisation secondaire. Elle va créer, à partir d'une inclusion liquide, une multitude de gouttes de plus petite taille. On va alors assister à une augmentation brutale de la surface spécifique liquide. Les échanges thermiques s'en voient nettement augmentés, de même que les échanges de quantité de mouvement liés à la trainée visqueuse des gouttes.
La modélisation de la fragmentation secondaire ne prendra pas en compte l'énergie consommée pour atomiser la goutte qui est faible devant les autres énergies mises en jeu. Elle modélisera donc simplement une augmentation du nombre d'éléments liquide en fonction des caractéristiques de l'écoulement et, par conservation de la fraction volumique, une réduction du diamètre des gouttes. Les forces aérodynamiques entraînent la déformation de la goutte liquide. Ce changement de forme va être contraint par les forces de tension de surface, qui tendent à rétablir la sphéricité de l'entité liquide. Le nombre de Weber We est ainsi défini comme le rapport des forces d'inertie et la tension de surface σ, exprimée en N.m^{-1}. Un grand nombre de Weber traduit une plus importante propension à la fragmentation.

$$We = \frac{\rho_G \ (u_G - u_L)^2 \ d}{\sigma} \tag{3.7}$$

Afin de considérer la possibilité de prédominance ou de mélange des deux phases gazeuses concourant à la fragmentation secondaire, on considèrera, dans ce paragraphe, que ρ_G est égal au rapport de la masse volumique de toutes les phases gazeuses sur la somme de toutes les fractions volumiques des phases gazeuses.
L'atomisation secondaire n'a lieu que quand le nombre de Weber a dépassé une valeur critique We_c. En restant dans un cas général, la limite de stabilité entre les forces d'inertie et la tension superficielle se trouve à $We_c \approx 12$.
Une fois le processus de fragmentation terminé, la goutte mère, se sera naturellement divisée en gouttes filles dont la taille leur permettra d'être stable dans l'écoulement fluide. Ainsi, on peut calculer le diamètre d_∞ des gouttes filles comme suit [56] :

$$d_\infty = \frac{\sigma We_c}{\rho_G \left(u_G - u_L\right)^2} \tag{3.8}$$

Cependant, la déformation et l'atomisation ne sont pas des phénomènes instantanés. Le temps caractéristique de déformation τ_d est celui de Ranger & Nicholls [60] :

$$\tau_d = \frac{d}{|u_G - u_L|}\sqrt{\frac{\rho_L}{\rho_G}} \tag{3.9}$$

On considère que la déformation puis la fragmentation d'une goutte a lieu après un temps de *break-up* τ_b de l'ordre de $5\tau_d$ [23] pour des fluides peu visqueux, *i.e.* pour un nombre d'Ohnesorge $Oh = \frac{\mu_L}{\sqrt{\rho_L \sigma d}} < 0,1$.
On négligera les phénomènes de coalescence et de collision. D'après Chauvin *et al.* [14, 13], le terme $\dot{d} = \frac{d - d_\infty}{\tau_b}$ traduit la relaxation du diamètre vers le diamètre d'équilibre défini par le nombre de Weber critique, Eq. 3.8. Lors de la simulation du phénomène, on compare τ_b au pas de temps de calcul hydrodynamique Δt. L'intégration numérique se fait alors comme suit pour une méthode d'Euler :

$$\begin{aligned} d^{n+1} &= d^n + \Delta t \frac{d_\infty - d}{\tau_b} \qquad && si\ \tau_b < \Delta t \\ d^{n+1} &= d_\infty && si\ \tau_b > \Delta t \end{aligned} \tag{3.10}$$

On recalcule à chaque pas de temps le nombre d'éléments liquides par conservation de la fraction volumique de liquide : $n = \frac{\alpha_L}{\frac{4}{3}\pi(\frac{d}{2})^3}$

3.3.3 Transferts thermiques

Les échanges de chaleur entre fluides $\dot{Q}_{I,k}$ s'expriment de la manière suivante :

$$\begin{aligned} \dot{Q}_{I,L} &= h_L S_I (T_I - T_L), \\ \dot{Q}_{I,G} &= h_G S_I (T_I - T_G), \end{aligned} \tag{3.11}$$

où h_L est le coefficient de transfert convectif de la phase liquide. De manière similaire, h_G est le coefficient de transfert convectif de la phase gazeuse. S_I est la surface spécifique d'échange des transferts de chaleur, soit $S_I = nS_{goutte}$, avec S_{goutte} la surface d'une goutte liquide. La chaleur reçue par le liquide étant égale à la chaleur cédée par le gaz, on en déduit la température d'interface T_I :

$$T_I = \frac{h_L T_L + h_G T_G}{h_L + h_G}. \tag{3.12}$$

Le coefficient d'échange h_L de la phase liquide s'écrit :

$$h_L = \frac{4\lambda}{d}. \tag{3.13}$$

avec d le diamètre de la goutte de liquide et la conductivité thermique de l'eau qui vaut $\lambda_L \approx 0,6\ \mathrm{W/(m \cdot K)}$. Les termes de transfert thermique de la phase liquide s'écrivent donc :

$$\dot{Q}_{I,L} = \frac{4\lambda_L}{d} \left(T_I - T_L\right) S_I. \tag{3.14}$$

Dans le cas de la phase gazeuse, le coefficient d'échange convectif est corrélé au nombre de Nusselt par la relation :

$$Nu_G = \frac{h_G}{\lambda_G} d, \tag{3.15}$$

avec λ_G la conductivité thermique du gaz. Par conséquent, il est possible d'accéder au coefficient d'échange thermique grâce à des corrélations expérimentales sur le nombre de Nusselt dans un écoulement de gaz autour d'une goutte. Le nombre de Nusselt est une fonction du nombre de Reynolds particulaire Re_p, défini Eq. 3.4, et du nombre de Prandtl Pr. Dans le cas d'un écoulement de gaz autour d'une goutte de liquide, le nombre de Nusselt s'exprime Nu :

$$Nu_G = 2 + 0,6 Re_p^{1/2} Pr^{1/3}, \tag{3.16}$$

Le nombre de Prandtl est le rapport entre la viscosité cinématique et la diffusivité thermique, soit :

$$Pr = \frac{\mu_G c_{p,G}}{\lambda_G}, \tag{3.17}$$

avec $c_{p,G}$ la capacité thermique massique. Le nombre de Prandtl de l'air est $Pr = 0,7$, ce qui nous permet de déterminer la conductivité thermique λ_G. Le coefficient thermique de l'air h_G est ensuite déterminé grâce à la relation :

$$h_G = \frac{\lambda_G}{d} Nu_G, \tag{3.18}$$

ce qui donne :

$$h_G = \frac{\lambda_G}{d} \left(2 + 0,6 Re_p^{1/2} Pr^{1/3}\right). \tag{3.19}$$

3.3.4 Évaporation de la phase liquide

Sous certaines conditions, un échange de masse entre les phases liquide et gazeuse va se mettre en place. Il est lié à l'évaporation d'une partie de l'eau.

L'évaporation a lieu lorsque la pression est supérieure à la pression de saturation P_{sat} et sous des conditions non-critiques ($T \leq 640$ K et $P \leq 220$ bars). P_{sat} est obtenue par la relation de Clapeyron et s'exprime comme :

$$P_{sat} = P_0 \exp\left[-\frac{L_v(T_0) M_{vap}}{R}\left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0}\right)\right] \tag{3.20}$$

avec $T_0 = 373,15$ K et $P_0 = 10^5$ Pa. $L_v(T_0)$ est la chaleur latente de l'eau et vaut $2,5$ MJ.kg^{-1} et M_{vap} est la masse molaire de la vapeur d'eau.

La fraction massique de la vapeur d'eau à l'état de saturation est donnée par :

$$Y_{vap,sat} = \frac{M_{vap}}{M_{vap} + W_{air}\left(\frac{P}{P_{sat}} - 1\right)} \tag{3.21}$$

Le nombre de transfert est :

$$Bd = \frac{Y_{vap,sat} - Y_{vap}}{1 - Y_{vap,sat}}$$

Le nombre de Schmidt Sch vaut 1,4. Le nombre de Sherwood est alors :

$$Shd = \left(2 + 0,6 Re_p^{1/2} Sch^{1/3}\right)$$

On obtient le débit massique d'évaporation du liquide $\dot{m}$ par l'intermédiaire du coefficient de diffusion de l'air D_{air} et de la variation du rayon de goutte $\dot{R}$:

$$\dot{m} = S_I \rho_L \dot{R},$$

$$\text{avec } \dot{R} = \frac{\rho_G D_{air}}{\rho_L d} Bd\ Shd \frac{\ln(1+Bd)}{Bd}$$

$$\text{et } D_{air} = \frac{\lambda_G}{C_{P,air}\rho_G}$$

Les transferts thermiques s'écrivent dans ce cas :

$$\dot{Q}_{IG} = h_G S_I (T_L - T_G), \dot{Q}_{IL} = -\dot{m}(H_{\Gamma G,vap} - H_{\Gamma L}) - \dot{Q}_{IG}. \tag{3.22}$$

$\dot{Q}_{IL}$ est obtenu par conservation de l'énergie totale du mélange avec :

$$\begin{aligned} H_{\Gamma L} &= e_{sat,L} + \frac{P_{sat}}{\rho_{sat,L}} + \frac{u_I^2}{2}, \\ H_{\Gamma G} &= e_{sat,G} + \frac{P_{sat}}{\rho_{sat,G}} + \frac{u_I^2}{2}. \end{aligned} \tag{3.23}$$

3.3.5 Détonation sphérique : modèle de Chapman-Jouguet

Dans nos études, les effets de souffle sont induits par une détonation. Dans un tube à détonation, la détonation est plane et nous mettons en œuvre des prémélanges gazeux réactifs à des pressions initiales variables. Lors des expériences sur champ de tir, le matériau énergétique est un explosif solide avec un front de détonation sphérique.

La détonation est une réaction chimique de décomposition se propageant à très grande vitesse. Elle va générer une onde de choc qui va porter les réactifs à très hautes température et pression. La décomposition exothermique qui s'ensuit va générer des ondes de pression qui vont ainsi maintenir la propagation du front de choc. La détonation est donc considérée comme un phénomène auto-entretenu. Le couple formé par l'onde de choc et la zone de réaction chimique est ce qu'on appelle une onde de détonation. Celle-ci est supersonique par rapport au milieu dans lequel elle se propage et sa vitesse atteint 2 à 3 km.s^{-1}dans un mélange gazeux réactif, alors que dans un explosif condensé elle est de l'ordre de 6 à 8 km.s^{-1}.

On considère que les conditions expérimentales sont réunies afin que le front de détonation se propage au sein de l'explosif, à la vitesse minimale admissible par les relations de bilans, c'est-à-dire la célérité de Chapman-Jouguet (CJ) [22]. On supposera également, dans le contexte de la modélisation

numérique, que l'épaisseur de la zone de réaction puisse être négligée devant les autres dimensions du système. L'état CJ est une caractéristique du matériau énergétique considéré.
Il est nécessaire de déterminer la dynamique des produits de détonation en aval du front CJ. Cela permet d'obtenir les profils des variables conservatives qui sont utilisées comme données initiales du problème multiphasique. Pour ce faire, on résout les équations d'Euler suivantes, an aval du front CJ :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u}{\partial r} = -\frac{j\rho u}{r},$$

$$\frac{\partial \rho u}{\partial t} + \frac{\partial \rho u^2 + P}{\partial r} = -\frac{j\rho u^2}{r},$$

$$\frac{\partial \rho E}{\partial t} + \frac{\partial \rho E u + P u}{\partial r} = -\frac{j(\rho E u + P u)}{r}.$$

r est la distance au point d'amorçage et t représente le temps. u est la vitesse matérielle, ρ la masse volumique, P la pression, $e = e(P, \rho)$ l'énergie interne et $E = e + u^2/2$ l'énergie totale. La variable géométrique $j = 0$ dans le cas plan et $j = 2$ dans le cas sphérique. Le schéma numérique est celui de Godunov d'ordre 1 avec le solveur de Riemann HLL. Le front se propage de façon discrète : $R_{CJ}^{n+1} = R_{CJ}^{n} + \Delta t D_{CJ}$. L'état CJ est imposé en amont de cette position.
La chaleur de détonation peut être évaluée à l'aide de la relation suivante [54] :

$$q = \int_{\frac{1}{\rho_{CJ}}}^{\infty} P d\left(\frac{1}{\rho}\right) - \frac{u_{CJ}^2}{2}$$

L'intégration est effectuée le long de l'isentrope issue de l'état CJ.
La solution numérique a été confrontée aux résultats d'une solution analytique.En effet, on considère que l'écoulement est auto-similaire et ne dépend que de $\xi = \frac{r}{t}$, avec $\frac{\partial}{\partial t} = \left(-\frac{\xi}{t}\right)\frac{d}{d\xi}$ et $\frac{\partial}{\partial r} = \left(\frac{1}{t}\right)\frac{d}{d\xi}$ [43].
L'écoulement étant isentropique, le système devient alors :

$$(u - \xi)\frac{d\rho}{dt} + \rho\frac{du}{d\xi} = -\frac{2}{\xi}\rho u,$$

$$(u - \xi)\frac{du}{dt} + \frac{c^2}{\xi}\frac{d\rho}{d\xi} = 0,$$

$$\text{avec } c^2 = \left(\frac{dP}{d\rho}\right)_S,$$

On peut alors définir $f = \rho \left(\frac{dc}{d\rho}\right)_S$ et alors l'équation sur la masse volumique devient :

$$(u-\xi)\frac{dc}{d\xi} + f\frac{du}{d\xi} = -\frac{juf}{\xi} \tag{3.24}$$

Dans le cas plan ($j = 0$) et quand l'équation d'état est la loi des gaz parfaits, $f = \frac{\gamma - 1}{2}c$ et la solution du système précédent donne l'invariant de Riemann, $u - \frac{2}{\gamma - 1}c = cste$.
Dans le cas sphérique ($j = 2$), il est nécessaire d'intégrer le système précédent qui peut se mettre sous la forme :

$$\frac{du}{d\xi} = \frac{ju}{\xi}\frac{c^2}{(u-\xi)^2 - c^2},$$

$$\frac{d\rho}{d\xi} = \left(\frac{-\rho}{\xi}\right)\frac{2u(u-\xi)}{(u-\xi)^2 - c^2}.$$

En utilisant la dérivée de la densité, on obtient :

$$\frac{dc}{d\xi} = \frac{-jc}{\xi}\frac{fu(u-\xi)}{(u-\xi)^2 - c^2}. \tag{3.25}$$

Ces équations différentielles ont une indéterminée au point CJ, i.e. $\xi = D = u_{CJ} + c_{CJ}$. Elle peut être levée à l'aide d'un développement de Taylor :

$$\xi = \xi_{CJ} + \left(\frac{d\xi}{dc}\right)_{CJ} \cdot (c - c_{CJ}) + \frac{1}{2}\left(\frac{d^2\xi}{dc^2}\right)_{CJ} \cdot (c - c_{CJ})^2 + O(\delta c^3). \tag{3.26}$$

Or, $\xi_{CJ} = D_{CJ}$ et $\left(\frac{d\xi}{dc}\right)_{CJ} = 0$, d'où :

$$\xi = D + \frac{1}{2}\left(\frac{d^2\xi}{dc^2}\right)_{CJ} \cdot (c - c_{CJ})^2 + O(\delta c^3). \tag{3.27}$$

On évalue $\frac{d^2\xi}{dc^2}$ au voisinage de l'état CJ avec l'aide de la loi des gaz parfaits et des relations approchées suivantes, valables pour $P >> P_0$ [22] :

$$P_{CJ} = \frac{\rho_0 D^2}{\gamma_{CJ} + 1}, \quad u_{CJ} = \frac{D}{\gamma_{CJ} + 1}, \quad \rho_{CJ} = \rho_0\frac{\gamma_{CJ} + 1}{\gamma_{CJ}}, \tag{3.28}$$

et, dans le cas où l'équation d'état des produits de détonation est l'équation d'état des Gaz Parfaits, alors $c_{CJ} = \frac{\gamma_{CJ}}{\gamma_{CJ} + 1}D$.

Le coefficient polytropique est ici évalué à l'état CJ : $\gamma_{CJ} = \frac{v}{P}\frac{\partial \ln(P)}{\partial \ln(v)}|_S$. On a alors, au voisinage du front de détonation CJ :

$$\begin{aligned} c &\approx c_{CJ} - D\frac{f}{\gamma+1}\sqrt{\frac{2\xi}{f+1}\left(1-\frac{\xi}{D}\right)}, \\ u &\approx u_{CJ} - \frac{D}{\gamma+1}\sqrt{\frac{2\gamma}{f+1}\left(1-\frac{\xi}{D}\right)}, \\ \rho &\approx \rho_{CJ} - \frac{\gamma+1}{\gamma}\rho_0\sqrt{\frac{2}{\gamma\,(f+1)}\left(1-\frac{\xi}{D}\right)}. \end{aligned} \tag{3.29}$$

3.4 Équations d'état

Chaque phase est décrite par une équation d'état. Celle-ci permet de relier entre elles les grandeurs thermodynamiques régissant le comportement des fluides. Ces équations vont ainsi permettre de fermer le système numérique du modèle. La phase liquide est donc modélisée par une équation de type *Stiffened Gas* alors que la phase gazeuse est régie par la loi des *Gaz Parfaits*. Les produits de détonation sont modélisés par une loi de type *Mie-Grünisen* dénommée équation d'état de *Jones-Wilkins-Lee*.

3.4.1 Stiffened Gas

L'équation *Stiffened Gas* est utilisée pour modéliser la phase liquide. Elle se présente sous la forme suivante :

$$P_L + P_{\infty,L} = \frac{\gamma_L - 1}{\gamma_L} C_{p,L}\rho_L T_L,$$

$$e_L = e_{0,L} + \frac{P_L + \gamma P_{\infty,L}}{(\gamma_L - 1)\rho_L}.$$

L'indice ∞ désigne des constantes de l'équation qui permettent de prendre en compte l'attraction moléculaire entre les molécules composant le matériau considéré. Cette équation d'état est particulièrement appropriée pour traiter les milieux denses sous choc. Elle a été calibrée de façon à reproduire les courbes de saturation de l'eau sous forme liquide [50].

Paramètres gaz parfait	Valeur pour l'eau liquide	Unité
γ	2,35	
C_p	4200	J.kg^{-1}.K^{-1}
P_∞	0,72	GPa

Tableau 1 – Paramètres de l'équation d'état Stiffened Gas pour l'eau liquide

3.4.2 Gaz Parfaits

La phase gazeuse est gouvernée par la loi des *Gaz Parfaits*, qui se met sous la forme :

$$P_G = \rho_G r T_G, \;\; r = \frac{\mathcal{R}}{M}, \; \frac{1}{M} = \sum_j \frac{Y_j}{M_j}$$

$$e_G = \sum_j e_{0G,j} + C_{vG,j} T_G,$$

M étant la masse molaire du gaz, $\mathcal{R}$ la constante universelle des Gaz Parfaits, e_{0G} son énergie interne et C_{vG} sa capacité calorifique à volume constant. Cette équation d'état présente l'avantage d'être très simple tout en offrant une bonne restitution des caractéristiques compressibles du milieu.

Paramètres gaz parfait	Valeur pour l'air	Valeur pour l'hélium	Valeur pour la vapeur d'eau	Unité
γ	1,4	1,66	1,43	
C_p	1005	5196	1487	J.kg^{-1}.K^{-1}

Tableau 2 – Paramètres de l'équation d'état des Gaz Parfaits pour l'air, l'hélium et la vapeur d'eau

3.4.3 Jones-Wilkins-Lee

L'équation d'état *Jones-Wilkins-Lee* (JWL) [5] est une équation d'état de type *Mie-Grüneisen* qui se présente sous la forme :

$$P(v,e) = P_{Pdt}(v) + \frac{\Gamma(v)}{v}(e - e_{Pdt}(v)),$$

$$P_{Pdt}(v) = -\frac{de_{Pdt}(v)}{dv},$$

avec $v = \dfrac{1}{\rho}$ le volume spécifique occupé par les gaz, P_{Pdt} et e_{Pdt} la pression et l'énergie interne de la courbe isentropique issue de l'état Chapman-Jouguet, Γ est le coefficient de Mie-Grüneisen.

Paramètres de la JWL	Valeur	Unité
P_{CJ}	22	GPa
D_{CJ}	7510	m/s
T_{CJ}	3900	K
ρ_0	1440	kg/m^3
C_p	2345	J/(kg.K)
A	6,253	Mbar
B	0,2339	Mbar
R_1	5,25	
R_2	1,60	
Γ	0,28	

Tableau 3 – Paramètres de l'équation d'état JWL pour la Pentrite [42, 65]

Dans le cas particulier des équations d'état JWL, Γ est une constante et nous avons, pour P_{Pdt} et e_{Pdt}, les expressions suivantes :

$$\begin{aligned} P_{Pdt}(v) &= P_{Pdt1} + k\left(\frac{v}{v_0}\right)^{-(1+\Gamma_0)}, \text{ avec } P_{Pdt1} = Aexp\left(-R_1\frac{v}{v_0}\right) + Bexp\left(-R_2\frac{v}{v_0}\right), \\ e_{Pdt}(v) &= \frac{Av_0}{R_1}exp\left(-R_1\frac{v}{v_0}\right) + \frac{Bv_0}{R_2}exp\left(-R_2\frac{v}{v_0}\right) + \frac{kv_0}{\Gamma_0}\left(\frac{v}{v_0}\right)^{-\Gamma_0} + c_{ek}, \end{aligned} \tag{3.30}$$

où A, B, R_1, R_2 et Γ_0 sont des constantes caractéristiques d'un explosif donné. k et c_{ek} sont des constantes définies telles que $e_{Pdt} = e_{CJ}$ et $P_{Pdt} = P_{CJ}$ au point CJ :

$$c_{ek} = e_{CJ} - e_{Pdt}(v_{CJ}) - (P_{CJ} - P_{Pdt1}(v_{CJ}))\frac{v_{CJ}}{\Gamma_0},$$

$$k = \left[P_{CJ} - P_{Pdt1}(v_{CJ}) - \frac{\Gamma_0}{v_{CJ}}C_vT_{CJ}\right]\left(\frac{v_0}{v_{CJ}}\right)^{1+\Gamma_0}.$$

Les paramètres de l'équation d'état JWL mise en œuvre pour les explosifs solides utilisés lors des expériences sont basés sur ceux de la Pentrite, issus de [42, 65], et résumés dans le Tab. 3.

3.5 Résumé de la structure du code

STRUCTURE GLOBALE DU CODE M^{3}OUSSACA

Pour chaque pas de temps Δt :

Opérateur hyperbolique

Intégration temporelle d'ordre 2 Discrétisation des flux conservatifs et non-conservatifs

— Interpolation spatiale MUSCL ordre 2

— Résolution par solveur de Riemann

— Calcul des flux conservatifs et non-conservatifs

Relaxation des pressions Relaxations des pressions entre les différentes phases à taux infini

Phénomènes de relaxation Utilisation d'un pas de temps local $\Delta t_{loc} = \Delta t/N$

Calcul et intégration des termes de transferts

— Quantité de mouvement

— Chaleur

— Masse

Relaxation de pression Relaxation à taux infini à chaque pas de temps local

Modification géométrique Intégration sphérique éventuelle

Chapitre 4

Propagation d'une onde de choc dans la mousse aqueuse

Dans ce chapitre, nous allons analyser les expériences menées pour étudier la propagation des ondes de choc dans la mousse aqueuse. Leur objectif est, d'une part, de mieux comprendre les phénomènes en jeu et, d'autre part, de calibrer notre code de modélisation sur des expériences de configuration simple. Pour cela, nous avons choisi d'étudier l'influence de la phase gazeuse constituant la mousse en utilisant de l'air ou de l'hélium.
Après une introduction présentant les notions de propagation d'une onde de choc dans la mousse aqueuse, la campagne expérimentale est présentée en détail. L'analyse des résultats expérimentaux permet de déterminer l'influence du gaz composant la mousse. La comparaison des résultats de modélisation numérique avec les profils de pression expérimentaux permettent de valider un certains nombre de modèles utilisés dans le code.

4.1 Introduction

Avant d'analyser les résultats des expériences et des simulations réalisées sur la propagation des ondes de choc dans les mousses aqueuses, nous allons présenter des éléments concernant la structure d'un front d'onde se propageant dans la mousse aqueuse et sa vitesse du son.

4.1.1 Ondes de choc dans les mousses aqueuses

L'étude du comportement des mousses aqueuses sous choc a fait l'objet de nombreuses études. On peut citer Britan *et al.* [10], Gelfand *et al.* [23], Kudinov *et al.* [38] ou plus récemment Del Prete [58], Jourdan *et al.* [34] et Breda [7]. Le point commun à ces études est l'utilisation d'un tube à choc pour solliciter la mousse. L'avantage de ce moyen d'essai, par rapport à l'utilisation de matériaux énergé-

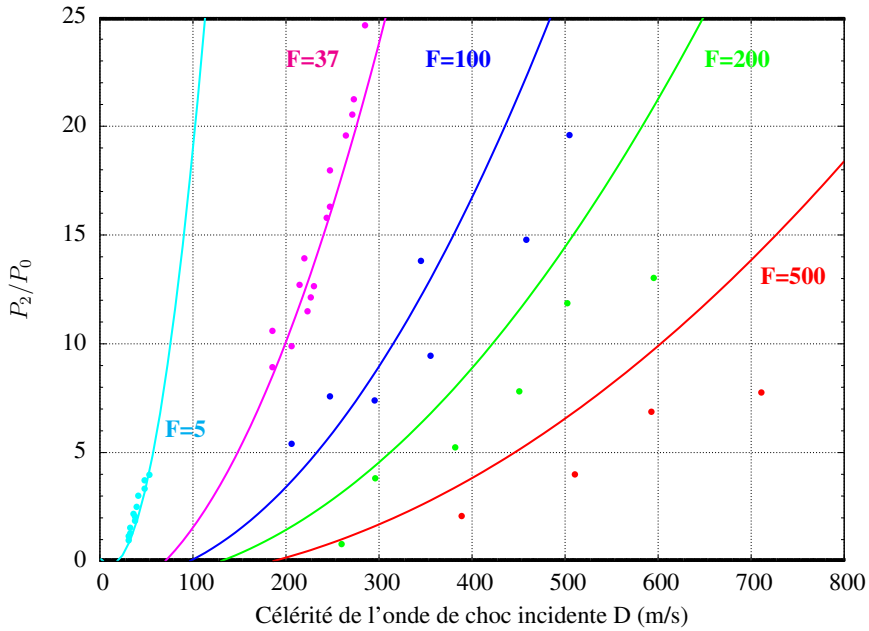

Figure 9 – Rapport de pression derrière le choc incident et dans la chambre basse pression en fonction de la célérité de l'onde incidente transmise dans la mousse pour des mousses de foisonnement 5, 37, 100, 200 et 500. Figure extraite de [37].

tiques, est qu'il permet de s'affranchir des effets, notamment thermiques, des produits de détonation et de la boule de feu. De plus, c'est un moyen de laboratoire facilement utilisable et donc permettant de répéter les essais un grand nombre de fois.

Ces expériences en tube à choc, ont permis de démontrer plusieurs propriétés des mousses aqueuses lorsqu'elles sont soumises à une onde de choc. La première des propriétés à être mise en évidence est la faible célérité du son de la mousse. L'onde de choc transmise dans la mousse va fortement décélérer, sa vitesse dans la mousse pouvant diminuer d'un facteur supérieur à deux par rapport à sa vitesse dans l'air. Globalement, toutes les études menées s'accordent sur cette propriété et la mettent en avant, même dans les premières études menées dans les années 1970 et 1980 [6, 20, 62]. Les expériences en tube à choc ont même permis de mettre en relation la célérité d'une onde de choc D avec la surpression du front de choc [8, 37]. La Figure 9 fait une synthèse des expériences menées par Kudinov *et al.* (points) et présente un loi empirique permettant d'estimer ces résultats (courbes).

Phénoménologiquement, il a été observé que, sous choc, la mousse se rompait en gouttelettes liquides [10, 58]. Il est généralement admis que la mousse est pulvérisée au-delà d'un seuil de surpression critique estimé à quelques kPa[62]. Une fois cette limite dépassée, la mousse s'effondre par étirement de ses éléments et de fines gouttelettes liquides apparaissent. Elles sont rapidement mises en mouvement par l'écoulement du gaz qui les entoure. La Figure 10 présente les étapes successives de la fragmentation d'une mousse aqueuse. Cette phénoménologie conduit à la modification de la structure

de l'onde de choc parcourant la mousse : elle est formée d'un choc précurseur de faible surpression puis d'un front d'onde principal formé d'ondes de compression. Cette structure et son évolution dépendent évidemment des caractéristiques du choc initial et de celles de la mousse. La structure de l'onde dans la mousse est discutée au §4.2.3.2 et illustrée Figure 15.

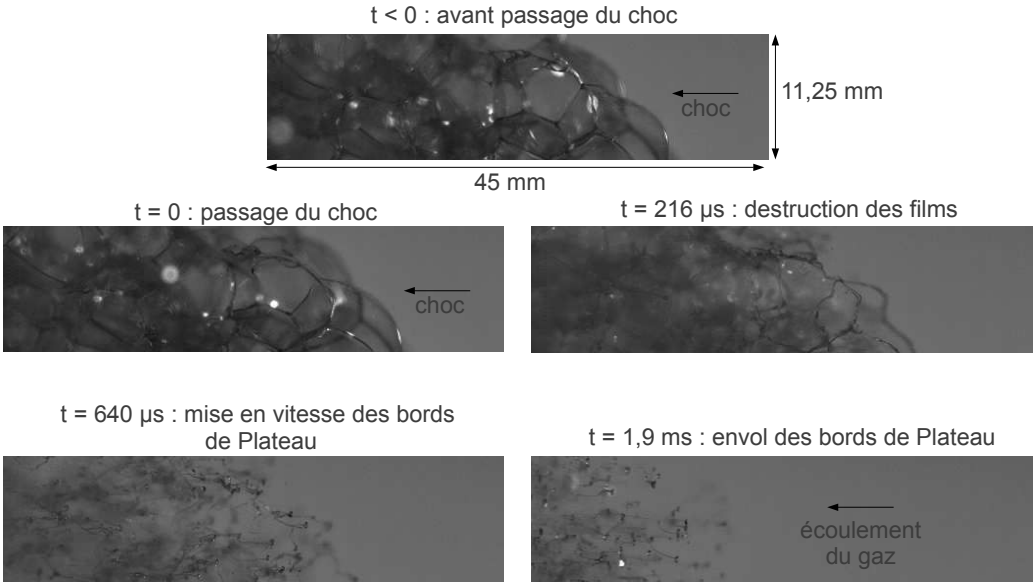

Figure 10 – Différentes étapes de la fragmentation d'une mousse aqueuse. Images extraites de [58].

Dans son travail [58], Émilie Del Prete met en évidence le fait que le mécanisme d'atténuation d'une onde de choc par la mousse aqueuse n'est possible que dans la mesure où elle est couplée avec des ondes de détente. En effet, elle montre que le choc transmis depuis l'air dans la mousse possède une plus forte surpression, puisque la mousse possède une impédance acoustique plus grande que celle de l'air. On assiste à une réduction de cette surpression lorsque les détentes rattrapent le choc et en atténuent le pic. De plus, l'onde de choc transmise devient progressivement un train d'ondes de compression, phénomène déjà remarqué dès 1978 par Borisov [6].

Dans sa thèse [7], Carole Breda a également effectué des essais en tube à choc. Ses conclusions concernant la structure de l'onde de choc dans la mousse sont similaires à celles de Del Prete. Cependant, elle s'intéresse également à des mousses composée de grosses bulles, de diamètre 1,4 mm. La transition de l'onde entre un précurseur et une onde de compression est plus marquée avec les mousses à grosses bulles. De plus, l'onde progresse plus vite dans la mousse à grosses bulles que dans une mousse à petites bulles. Une autre campagne en tube à choc lui a permis d'observer par interférométrie différentielle la phénoménologie d'interaction d'une onde de choc avec une couche mince de mousse. Cela permet de suivre visuellement les ondes de choc incidente et réfléchie ainsi que celle sortant de la couche de mousse dans l'air.

Dans sa thèse [47], Martin Monloubou s'intéresse également au comportement de la mousse face à une onde de souffle. L'onde de souffle est générée par un tube à choc dont l'onde de choc débouche

dans l'air et impacte une surface plane. La mousse est confinée sur une faible épaisseur entre deux plaques. L'amplitude des surpressions étant relativement faible, le comportement de la mousse peut être appréhendé par des modèles d'acoustique linéaire et non-linéaire, en mettant notamment en évidence l'influence de la taille des bulles sur les phénomènes d'atténuation.
Les travaux sur la propagation des ondes de choc dans la mousse sont nombreux et la description que nous en avons fait est loin d'être exhaustive. En 2013, Britan *et al.* ont fait une large revue des expériences et modèles publiés sur les mousses aqueuses [9].

4.1.2 Vitesse du son

La vitesse du son c est la vitesse à laquelle se propagent naturellement les ondes soniques. Elle dépend de la nature et de l'état thermodynamique du milieu. L'air, dans les conditions atmosphériques, possède une vitesse du son c_G d'environ 340 $\mathrm{m.s^{-1}}$. L'eau possède, dans les mêmes conditions, une vitesse du son c_L d'environ 1500 $\mathrm{m.s^{-1}}$.
Cependant, un milieu diphasique possède une vitesse du son c_m bien inférieure à celles des milieux dont il est constitué. Cette propriété émane du fort contraste des propriétés acoustiques des deux phases. On peut prédire approximativement c_m par le modèle de Wood [71], établi dans les années 1930, dans le cas où la longueur d'onde acoustique est grande devant la taille des bulles. Ce modèle considère la mousse comme un milieu effectif et ne prend donc pas en compte la structure de la mousse. Dans le cas d'un mélange d'eau et air, on a :

$$\frac{1}{\rho_m c_m^2} = \frac{\alpha_L}{\rho_L c_L^2} + \frac{\alpha_G}{\rho_G c_G^2} \tag{4.1}$$

avec ρ et α désignant, respectivement, la masse et la fraction volumiques et les indices m, L et G désignant les phases diphasique, liquide et gazeuse.
On peut voir l'évolution de c_m en fonction de α_L sur la Figure 11. Lorsque la fraction liquide tend vers 1, on retrouve la vitesse du son du liquide et, inversement, on retrouve c_G lorsque α_L tend vers 0. Le modèle de Wood a l'avantage d'être simple et de donner rapidement un bon ordre de grandeur de la vitesse du son. Cependant, des vitesses du son d'environ 200 $\mathrm{m.s^{-1}}$ont pu être mesurées dans des mousses aqueuses pour lesquelles le modèle de Wood prédit 50 $\mathrm{m.s^{-1}}$, comme dans l'étude de Moxon [49]. On constate donc que c_m ne dépend pas uniquement de la fraction volumique de liquide. Différentes études ont tenté de développer des modèles plus complets afin de prédire la vitesse du son dans les milieux diphasiques. Kann et Kyslitsyn ont établi un modèle prenant en compte la structure de la mousse [35]. Pour cela, ils assimilent la mousse à un réseau de films liquides d'épaisseur donnée entre lesquels se trouve la phase gazeuse. Ce modèle parvient à restituer les résultats de Moxon pour les fractions volumiques liquides faibles mais fonctionne mal pour les fractions volumiques élevées.

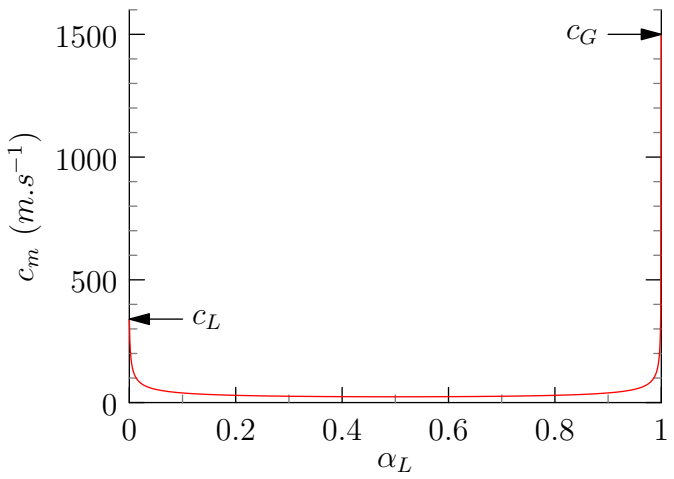

Figure 11 – Evolution de la vitesse du son en fonction de la fraction volumique de liquide

Un modèle récent, développé par Pierre *et al.* en 2014 [55], prend en compte, de manière couplée, la taille de bulle de la mousse, sa fraction volumique liquide et la fréquence de sollicitation acoustique. En effet, la mousse réagit différemment en fonction du régime de sollicitation. Comme le montre la Figure 12, les différents éléments de la mousse adoptent un comportement différent face à une sollicitation acoustique. A basse fréquence, toute la structure de la mousse oscille en bloc. A haute fréquence, seuls les films vibrent. Les bords de Plateau, possédant une inertie plus importante, ne sont pas mis en mouvement. A moyenne fréquence, les films et bords de Plateau vibrent en opposition de phase. Ce modèle permet une meilleure restitution de la vitesse du son d'une mousse aqueuse pour un large spectre de fractions volumiques liquides et pour une large gamme de sollicitations acoustiques.

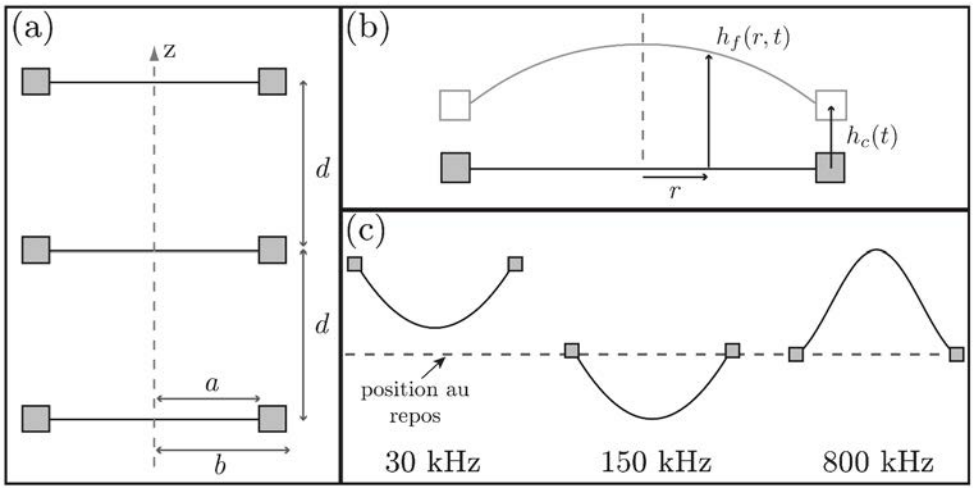

Figure 12 – Modèle de Pierre-Dollet-Leroy (a) Représentation schématique de la mousse comme une succession de films attachés à des bords de Plateau. (b) Illustration du mouvement d'un élément (film + bord de Plateau). (c) Représentation des différents régimes de sollicitation. A basse fréquence, toute la structure oscille en bloc. A haute fréquence, seuls les films vibrent. A moyenne fréquence, les films et bords de Plateau vibrent en opposition de phase. Image extraite de [55]

4.2 Campagne expérimentale

À l'instar des travaux cités précédemment, nous avons mené une campagne expérimentale en tube à choc. En effet, bien que les essais et résultats publiés soient conséquents, l'influence de certains paramètres n'est pas encore caractérisée de manière précise. Nous avons choisi de faire varier la phase gazeuse de la mousse, en utilisant de l'hélium à la place de l'air. En effet, alors que la phase liquide et sa structure font l'objet de nombreuses publications, l'étude de la phase gazeuse n'a été effectuée, à notre connaissance, que par Borisov *et al.* [6]. Après une présentation de la campagne expérimentale, nous analysons l'influence du gaz composant la mousse sur l'onde de choc. Ces résultats nous permettent également de vérifier le code de modélisation diphasique que nous avons développé. Bien qu'il ait été testé sur les résultats des expériences de Del Prete, la comparaison des résultats expérimentaux et numériques permet de vérifier une bonne restitution des résultats dans les cas avec air et avec hélium.
L'hélium présente l'intérêt d'avoir des caractéristiques et un comportement très différents de l'air. Non seulement sa masse volumique est très inférieure mais sa vitesse du son est également très supérieure. De manière plus appliquée, l'hélium est un gaz neutre. Dans le cas du confinement d'une explosion, ou même d'un feu, il permettrait donc de stopper les phénomènes de combustion et donc de limiter les effets thermiques. Pour plus de simplicité, nous désignerons la mousse dont la phase gazeuse est de l'air, mousse à l'air et la mousse générée avec de l'hélium, mousse à l'hélium.

4.2.1 Description du montage

Un tube à choc est un montage permettant de générer une onde de choc plane. C'est en général un long tube de section carrée ou circulaire divisé en deux chambres : la chambre haute pression (HP) et la chambre basse pression (LP), séparées par une membrane. A la rupture du diaphragme, les deux milieux HP et LP étant initialement à des pressions différentes, une onde de choc (en trait plein sur la Figure 13) se propage dans le gaz initialement à basse pression (état 1) pour l'amener à plus haute pression (état 2). Un train d'ondes de détente (en pointillés) parcours le gaz initialement à haute pression (état 4) pour l'amener à plus basse pression (état 3). Une interface physique (en tirets) sépare les deux gaz. Dans notre cas, l'onde de choc ainsi générée va ensuite interagir avec la mousse présente dans la chambre d'essai.
La campagne expérimentale a été menée en collaboration avec l'ENSTA Bretagne, à Brest, sur leur tube à choc. Le tube utilisé, schématisé Figure 13, possède une section carré de 80 mm de côté sur une longueur de 3960 mm. La chambre haute pression (HP) mesure 800 mm et la chambre basse pression (LP) 2727 mm, à laquelle s'ajoute une chambre d'essai de 433 mm. Cette dernière est dotée de hublots permettant la visualisation optique.

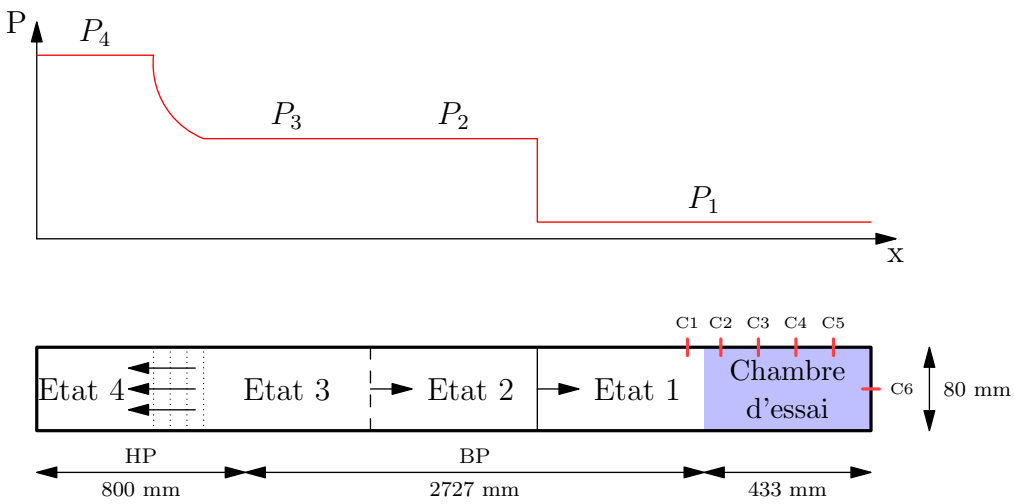

Figure 13 – Schéma de fonctionnement du tube à choc et profils de pression associés au moment représenté. Les traits rouges représentent les capteurs implantés dans l'expérience.

Les chambres HP et LP sont séparées par une membrane en Mylar de 125 µm d'épaisseur. La rupture de la membrane est contrôlée par un système mécanique de perforation.
La mousse mise en œuvre est exclusivement de foisonnement 30. Le générateur CEA Marcoule, décrit au paragraphe 2.2.4.2, permet de la produire de manière répétitive et stable. Lors d'un tir, la mousse est caractérisée statiquement en contrôlant son foisonnement par pesée. Le foisonnement est déterminé à partir de la masse m_m de mousse contenue dans un volume V_m :

$$F = \frac{V_m \rho_L}{m_m} \tag{4.2}$$

Il a été déterminé que la mousse à l'air ne présentait pas de modification notable dans les 21 minutes suivant sa production, cette durée se réduit à 6 minutes pour la mousse à l'hélium. Cette différence s'explique par la plus forte diffusion de l'hélium au travers des films liquides, ce qui accélère le vieillissement de la mousse. On veille donc à ce que le remplissage en mousse et le processus de tir prennent moins de 6 minutes. La mousse est introduite dans le tube par l'extrémité de la chambre d'essai. Une guillotine est utilisée pour ne remplir que la chambre d'essai. Celle-ci est retirée à la fin du remplissage. La chambre HP est alors remplie d'air et portée à une pression de 4 bar, puis la membrane Mylar est rompue par le déclencheur mécanique. Le choc se propage alors dans la chambre LP jusqu'à la mousse.
Les mesures installées sur ce montage sont exclusivement des mesures de pression. Les capteurs sont tous répertoriés dans le Tableau 4. On pourra y trouver les modèles des capteurs utilisés ainsi que leurs caractéristiques et positions. Les capteurs utilisés sont des capteurs piézo-électriques PCB 113B21 et Kistler 211B3 et 211B4. Leur temps de montée, inférieur à 2 µs, les rend particulièrement efficaces pour restituer les ondes de choc. Leur surpression maximale de travail d'une dizaine de bar permet de

mesurer précisément les phénomènes en jeu

Capteur	Modèle	Position (mm)	Domaine de mesure (bar)	Sensibilité ($\mathrm{V/MPa}$)
Capteur 1	PCB 113B21	-37	13,7	3,524
Capteur 2	PCB 113B21	43	13,7	3,561
Capteur 3	Kistler 211B4	143	14	3,62
Capteur 4	Kistler 211B4	243	14	3,62
Capteur 5	Kistler 211B3	343	34	1,39
Capteur 6	PCB 113B21	433	13,7	3,547

Tableau 4 – Liste des capteurs implantés sur le tube à choc. La position est donnée par rapport au début de la chambre d'essai.

Les capteurs 2 à 5 sont répartis le long de la chambre d'essai, sur la face supérieure du tube. Ils sont montés en défilement, c'est-à-dire que leur surface est parallèle à l'axe du tube et affleurante à sa surface intérieure. Le capteur 1 est installé de la même manière mais 37 mm avant la chambre d'essai. Il permet de mesurer le choc incident et le choc réfléchi sur la mousse, lorsque celle-ci remplit la chambre d'essai. Le capteur 6 est placé en fond de la chambre d'essai de manière perpendiculaire à l'axe du tube. Il mesure donc directement une pression réfléchie.
L'acquisition des signaux issus des capteurs se fait sur deux oscilloscopes, un Lecroy LT344 et un Tektronix 2014, reliés aux capteurs par l'intermédiaire de deux conditionneurs PCB 482C à 4 voies compatibles avec tous les modèles de capteurs.

4.2.2 Description du programme expérimental

Trois types d'expériences ont été menées au cours de cette campagne : la chambre d'essai est remplie d'air, de mousse fabriquée avec de l'air ou de mousse fabriquée avec de l'hélium. Les résultats avec les trois milieux d'étude sont ensuite comparés les uns aux autres.
Chaque configuration a été répétée six fois afin de vérifier la répétabilité des essais. Un soin particulier a été apporté afin d'obtenir la même mousse homogène tout au long de la campagne. En effet, des hétérogénéités locales peuvent induire des fluctuations sur les mesures de pression. Les signaux expérimentaux présentés dans la suite du chapitre sont des résultats moyennés sur l'ensemble des tirs d'une même configuration.
Les tirs dans l'air permettent de caractériser le choc incident généré dans le tube et de vérifier sa conformité par rapport aux relations de Rankine-Hugoniot et de l'invariant de Riemann suivantes :

$$\begin{aligned}
\frac{P_2}{P_1} &= \frac{2\gamma_1 Ma^2 - \gamma_1 + 1}{\gamma_1 + 1} \\
\frac{P_4}{P_1} &= \left(1 - \frac{\gamma_4 - 1}{\gamma_1 + 1}\frac{c_1}{c_4}\left(Ma - \frac{1}{Ma}\right)\right)^{-\frac{2\gamma_4}{\gamma - 1}} \frac{2\gamma_1 Ma^2 - \gamma_1 + 1}{\gamma_1 + 1}
\end{aligned} \tag{4.3}$$

Les indices $1, 2$ et 4 font référence aux différents états du fluide présentés Figure 13. γ est le coefficient polytropique du gaz et Ma est le nombre de Mach de l'onde. Il est défini par :

$$\begin{aligned} Ma &= \frac{D}{c_1} \\ avec\, c_1 &= \sqrt{\frac{\gamma_1\, P_1}{\rho_1}} = \sqrt{\gamma_1 r T_1} \end{aligned} \tag{4.4}$$

avec D la vitesse de l'onde de choc, $r = R/M$ et T la température du gaz. Puisque que nous utilisons de l'air dans les chambres HP et LP, les états 2 et 3 seront les mêmes. Pour une pression initiale $P_4 = 4$ bar, on attend donc une onde avec $Ma = 1,33$.

4.2.3 Résultats expérimentaux

4.2.3.1 Caractérisation du montage

Le premier résultat expérimental à observer et à analyser est celui des tirs dans l'air. Il va d'abord permettre de vérifier le nombre de Mach de l'onde de choc générée et de caractériser la répétitivité du montage. Dans l'ensemble des résultats présentés ci-après, la surpression correspond à la différence entre la pression absolue mesurée par le capteur et la pression atmosphérique.
En comparant l'ensemble des tirs réalisés dans l'air, on obtient un écart relatif maximal sur les pics de surpressions de 15%. Cette valeur est légèrement supérieure à l'erreur de mesure de 10% que l'on associe généralement aux capteurs de pression. Plusieurs causes sont à l'origine de cet écart. D'une part, les essais n'ont pas été réalisés lors d'une campagne courte mais étalés sur plusieurs mois. Les conditions expérimentales n'étaient donc pas toujours les mêmes. D'autre part, les capteurs 3 et 4 présentent de légers dysfonctionnements. En effet, ils présentent parfois un dépassement artificiel de la surpression au moment du choc (phénomène couramment appelé *overshoot*) et maintiennent mal les plateaux de pression. Dans le cas des tirs avec la mousse, les erreurs relatives augmentent d'environ 3%. Ceci est probablement dû à des irrégularités dans le remplissage en mousse. La répétitivité des tirs est cependant jugée comme acceptable.

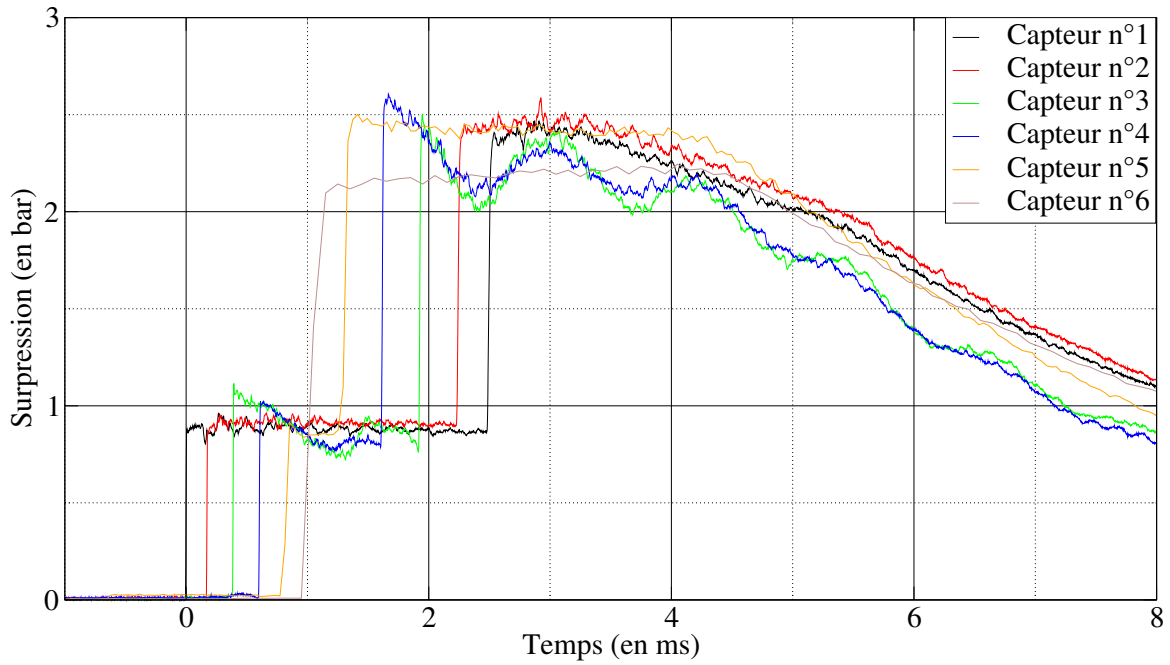

Figure 14 – Signaux de pression issus des capteurs pour un essai en tube à choc rempli d'air.

La Figure 14 présente les profils de pression issus des 6 capteurs implantés sur le tube. Les signaux tracés résultent de la moyenne des signaux obtenus sur les différents tirs. Ces signaux sont composés de deux chocs successifs. Le premier choc, de surpression 0,9 bar, est issu de la rupture de la

membrane. Il se propage de la chambre HP vers le fond du tube, donc selon les capteurs croissants. La deuxième onde de choc est issue de la réflexion du choc incident sur le fond du tube. Celle-ci se dirige donc selon les capteurs décroissants. Elle rencontre rapidement les ondes de détente qui se sont réfléchies au fond de la chambre HP et qui vont mener à une décroissance de la pression jusqu'à un retour à l'équilibre.

Ces résultats vont tout d'abord nous permettre de vérifier que l'onde de choc générée par le tube est conforme à nos calculs. Pour cela, nous relevons le temps d'arrivée t_a de l'onde pour chacun des capteurs. En connaissant la position x_c^n du nième capteur par rapport au capteur 1, et en considérant $t_a = 0$ au premier capteur, on obtient la vitesse de l'onde de choc entre le capteur n et le capteur n-1 :

$$D^n = \frac{x_c^n - x_c^{n-1}}{t_a^n - t_a^{n-1}}.$$

Le nombre de Mach de l'onde est donc $Ma^n = D^n/c_{air}$. On trouve un Ma moyen de 1,34 avec un écart relatif maximal de 0,7%. Le nombre de Mach de l'onde de choc est donc constant sur l'ensemble du tube et est en bon accord avec la valeur théorique de 1,33 calculée précédemment.

Il est également possible de vérifier cette valeur au travers de la surpression du premier choc en réutilisant la relation de saut de Rankine-Hugoniot entre P_2 et P_1 définie par l'Équation 4.3. En considérant, d'après les résultats expérimentaux, $P_2/P_1 = 1,9 \pm 0.05$, on obtient $Ma = 1,335 \pm 0,015$.

4.2.3.2 Comparaison Air/Mousse à l'air

On observe ici l'interaction d'une onde de choc avec de la mousse à l'air.

Dans la mousse, le profil de montée en pression peut être divisé en deux phases : un précurseur puis un front de compression. Elles sont identifiables sur les profils de pression des capteurs 2, 3 et 4, représentés Figure 15.

Le précurseur correspond à un faible front de compression se propageant dans la mousse avant qu'elle ne se fragmente [34]. Une fois la mousse fragmentée, la pression augmente par un front de compression jusqu'à atteindre un palier. On ne peut donc plus strictement parler d'une onde de choc dans la mousse mais plutôt d'une onde de compression. Plus l'onde progresse dans la mousse, plus sa montée en pression est lente. Le front de compression s'étale spatialement et temporellement.

La Figure 16 présente l'ensemble des résultats issus d'une propagation de choc dans l'air, en noir, et d'une propagation dans la mousse, en rouge. À la suite de l'interaction de l'onde de choc incidente avec la mousse, une onde de compression va être transmise dans la mousse, de plus forte amplitude que dans l'air. En effet, l'impédance acoustique de la mousse est plus importante que celle de l'air. L'onde réfléchie sur la frontière de la mousse va remonter vers la chambre HP. On peut la voir sur

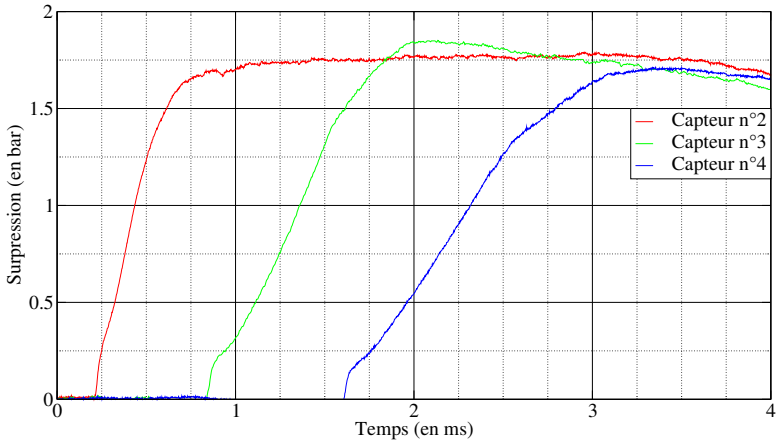

Figure 15 – Profils de pression des capteurs n° 2, 3 et 4 dans la mousse à l'air.

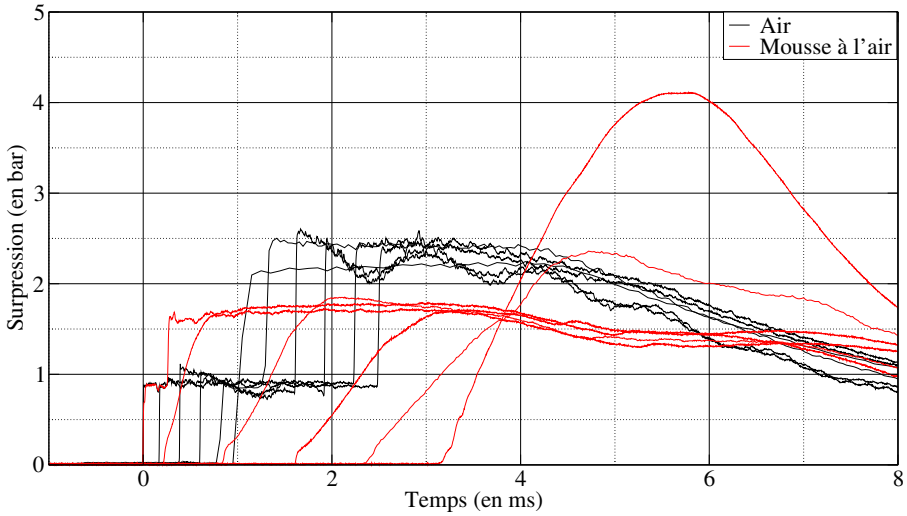

Figure 16 – Signaux expérimentaux issus des tirs sans mousse (en noir) et des tirs avec mousse à l'air (en rouge)

capteur n° 1 qui se trouve en amont de la mousse dans la chambre LP.

En comparant les deux configurations, on remarque également de fortes différences temporelles. Les temps d'arrivée dans la mousse sont beaucoup plus élevés que dans l'air. Cela provient de la faible vitesse du son de la mousse. Alors que la vitesse de l'onde de choc D est de 463 $\mathrm{m.s^{-1}}$ dans l'air en moyenne sur le tube, elle est de 133 $\mathrm{m.s^{-1}}$ dans la mousse à l'air, soit une réduction d'un facteur 3,5 environ.

4.2.3.3 Comparaison Mousse à l'air/Mousse à l'hélium

La même phénoménologie est observée dans les mousses à l'air et à l'hélium. Non seulement le front d'onde transmis décélère au fur et à mesure de sa progression dans la mousse, mais il transite vers un faisceau d'ondes de compression, précédé d'un front précurseur. Cependant, ces phénomènes

n'agissent pas avec la même intensité dans le cas de la mousse à l'air et dans celui de la mousse à l'hélium.
En effet, la Figure 17 présente la comparaison des profils de pressions pour les deux types de mousses et pour chacun des capteurs. Les profils obtenus dans la mousse à l'air sont tracés en noir et comparés au profils obtenus dans la mousse à l'hélium, tracés en rouge. Afin de quantifier les différences existant entre les deux types de mousses, cinq paramètres caractérisant le précurseur et le front de compression sont analysés.
Le précurseur et le front de compression sont tous deux caractérisés par leur montée en pression et leur amplitude. On regardera également le temps d'arrivée de l'onde de compression.
Le temps d'arrivée de l'onde de compression dans la mousse est tracé sur le premier graphe de la Figure 18 sous la forme d'un diagramme x-t. Les points correspondant à l'onde dans la mousse à l'air sont situés au-dessus des points liés à la mousse à l'hélium. Cela signifie donc que l'onde progresse plus vite dans la mousse à l'hélium et que, par conséquent, celle-ci possède une vitesse du son plus élevée que la mousse à l'air. La vitesse de l'onde dans la mousse à l'hélium s'élève à 258 $\mathrm{m.s^{-1}}$ en moyenne, contre 133 $\mathrm{m.s^{-1}}$ dans la mousse à l'air. Cette différence peut s'expliquer par le fait que l'hélium possède lui-même une vitesse du son nettement supérieure à celle de l'air, 1003 $\mathrm{m.s^{-1}}$ pour le premier contre 345 $\mathrm{m.s^{-1}}$ pour le second.
L'évolution de la surpression du précurseur pour chacune des mousses est tracée sur le deuxième graphe de la Figure 18. Dès le premier capteur, l'amplitude du précurseur dans la mousse à l'hélium est légèrement inférieure à celle du précurseur dans l'air. Cette faible différence s'accroit sensiblement au fur et à mesure de sa propagation dans la mousse. La différence d'amplitude du précurseur entre les deux mousses amène à penser que la mousse rompt plus facilement lorsqu'elle est à l'hélium que lorsqu'elle est à l'air. Les différences de tension de surface pourraient être à l'origine de ce phénomène.
La vitesse de montée en pression du précurseur présente également des différences entre les deux types de mousse. Le capteur n° 2 indique un précurseur dont la montée en pression est plus rapide pour la mousse à l'hélium que pour la mousse à l'air. Cependant, cette tendance s'inverse dès le capteur suivant. Dès le capteur n° 4, le précurseur est difficilement différenciable du front de compression qui le suit. Ce phénomène résulte de la diminution de la pente du précurseur qui devient similaire à celle du front de compression.
À la suite de l'interaction de l'onde de choc avec la mousse, cette dernière va se rompre et former un nuage de gouttelettes liquides. Il va alors y avoir interpénétration du gaz présent dans la chambre LP dans la mousse. Lorsque le gaz est de même nature dans la mousse et dans la chambre LP, le phénomène n'a aucune incidence. Cependant, lorsque les gaz sont différents dans la chambre LP et dans la mousse, la frontière entre les deux va progresser au sein du milieu diphasique. C'est la raison pour

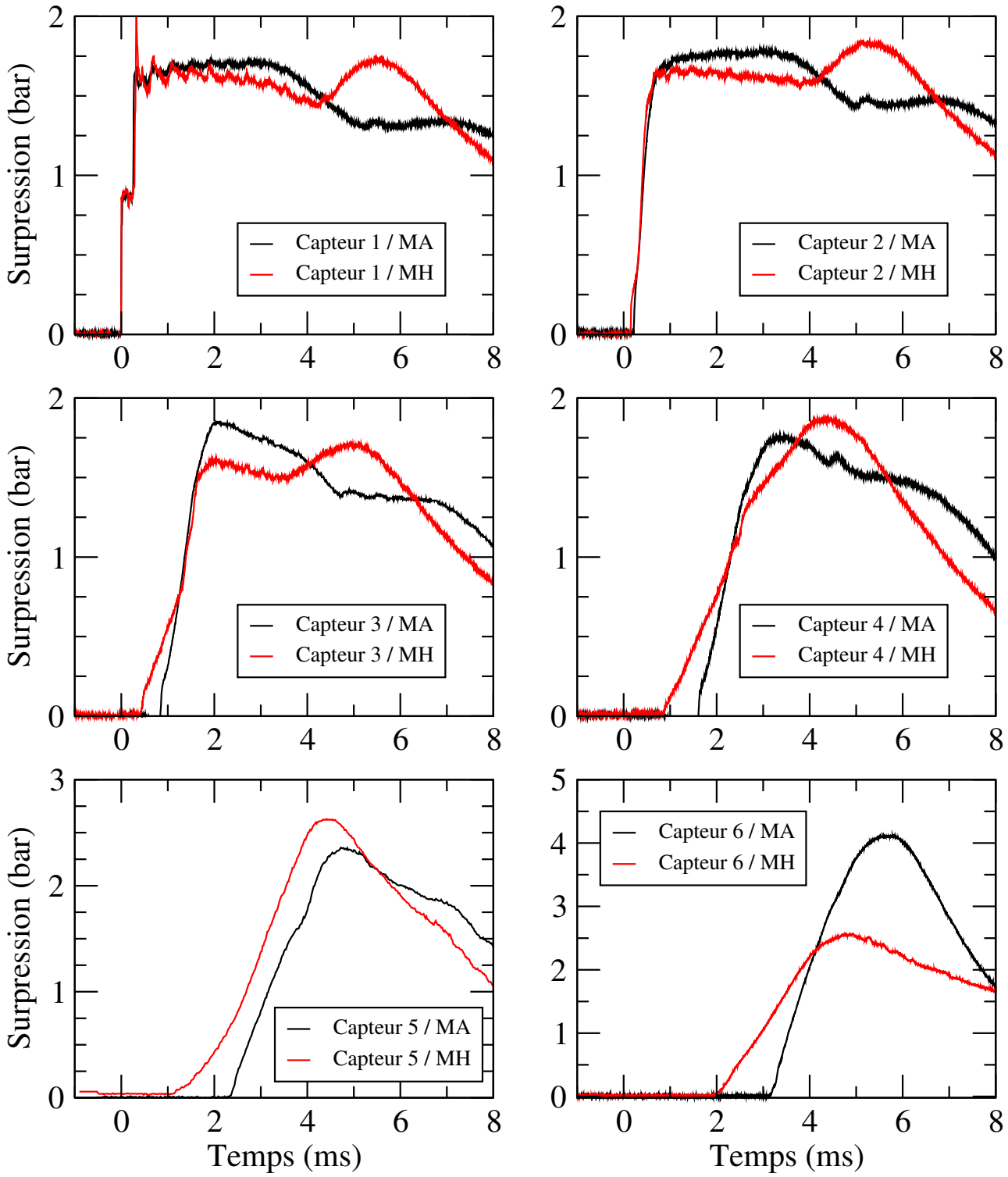

Figure 17 – Comparaison des profils de pression dans la mousse à l'air (MA) et dans la mousse à l'hélium (MH) pour chacun des capteurs.

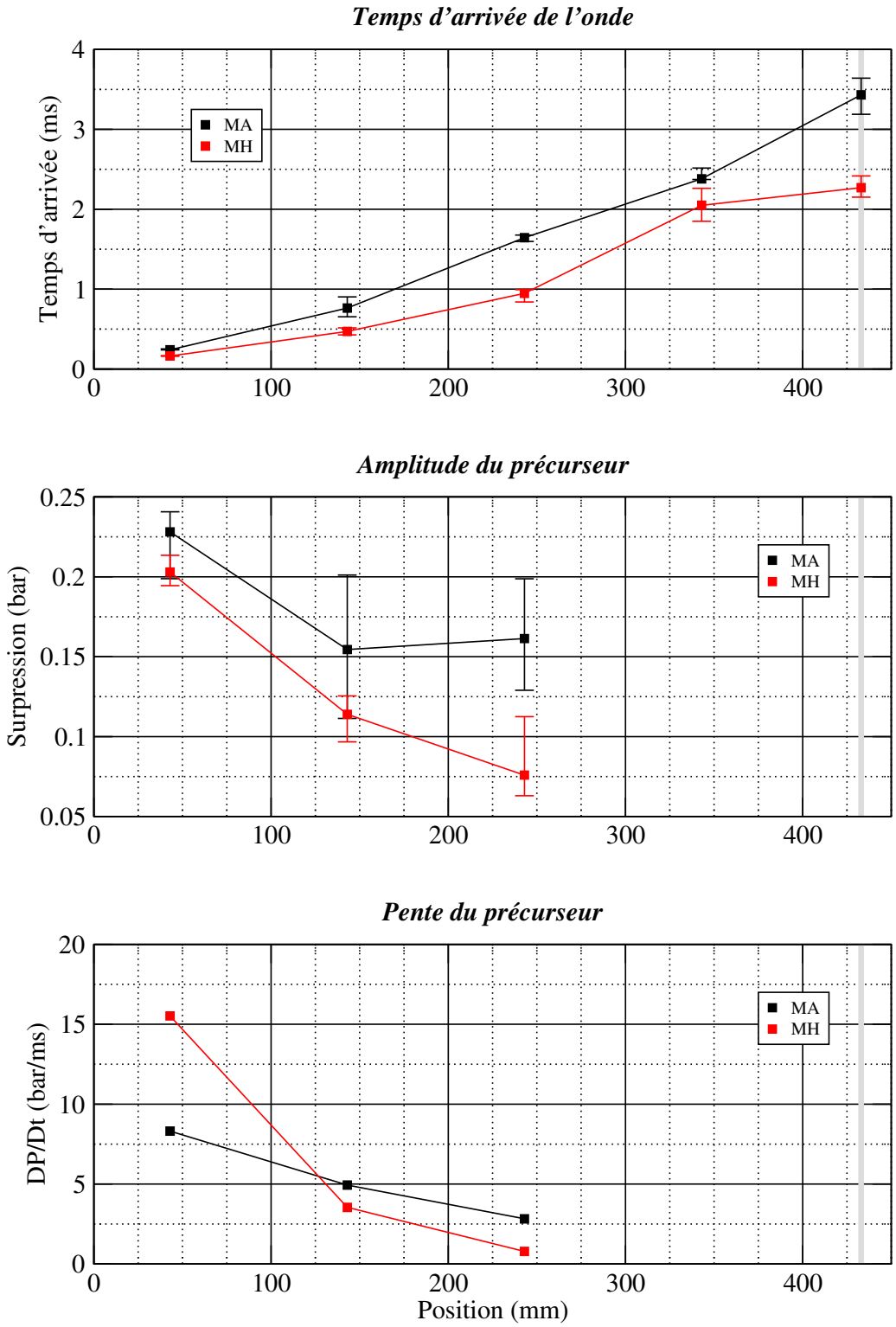

Figure 18 – Temps d'arrivée, amplitude et vitesse de montée en pression du front précurseur en fonction de la position dans la mousse. Les résultats pour la mousse à l'air (MA) sont tracés en noir et les résultats pour la mousse à l'hélium (MH) en rouge. La ligne verticale grise matérialise le fond du tube à choc.

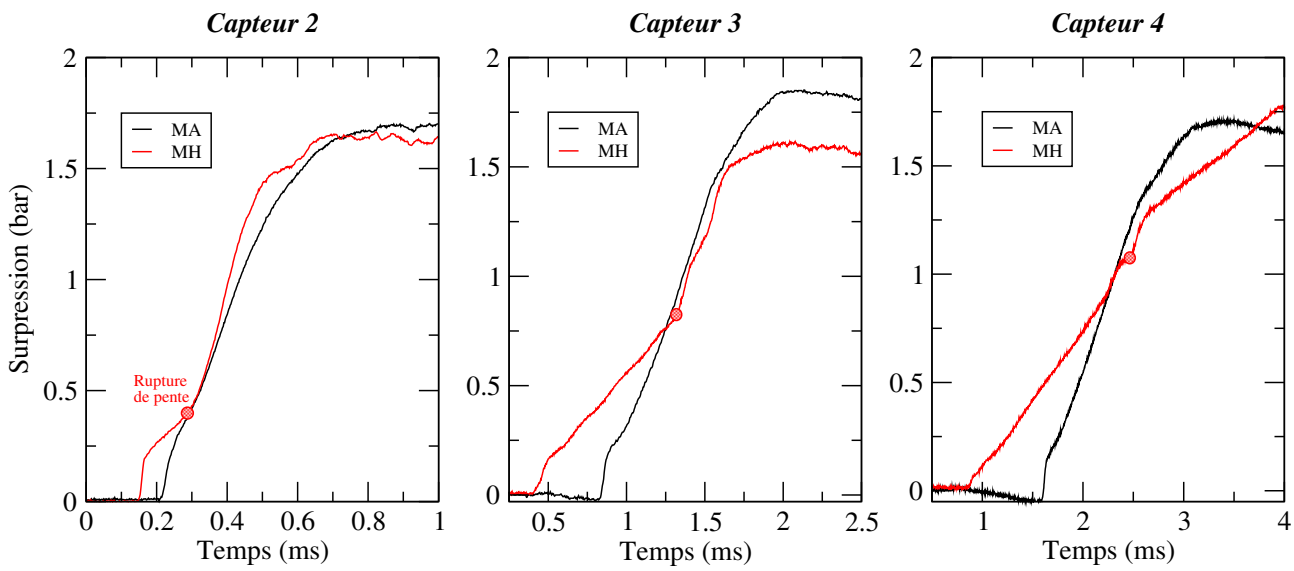

Figure 19 – Comparaison des ondes de compression dans la mousse à l'air (en noir) et dans la mousse à l'hélium (en rouge) pour les capteurs n° 2, 3 et 4.

laquelle on peut observer que la mousse à l'air présente une seule phase de compression, alors que la mousse à l'hélium présente deux phases distinctes. Ces deux phases de compression sont visibles sur la Figure 19. Celle-ci présente une comparaison des fronts de compression entre la mousse à l'air et la mousse à l'hélium pour les capteurs n° 2, 3 et 4. Dans la mousse à l'hélium, on constate, après le précurseur, une montée en pression à pente faible, suivie d'une montée plus rapide. La rupture de pente est assez nette et la deuxième pente et proche de celle de la mousse à l'air. La rupture de pente correspond à la frontière entre l'air et l'hélium. Le changement de pente arrive d'autant plus tardivement que le front de compression progresse dans la mousse. Il provient du fait que les deux gaz n'ont pas la même compressibilité. Ainsi sur le capteur n° 4, on voit dans la mousse à l'hélium, le précurseur, la pente liée à la présence d'hélium et brièvement celle liée à la présence d'air. Cette dernière est ensuite rapidement modifiée par l'onde réfléchie en bout de tube qui entraine un nouveau changement de pente.

La Figure 20 présente l'amplitude et la pente du front de surpression. L'amplitude du front, constante sur les premiers capteurs, correspond à l'onde transmise au sein de la mousse. La surpression observée sur le capteur n° 6, monté sur le fond du tube correspond quant à elle, à une surpression réfléchie. Elle est plus importante dans le cas de la mousse à l'air que dans celui de la mousse à l'hélium. Les surpressions observées sur les capteurs n° 4 pour la mousse à l'hélium et n° 5 pour les deux types de mousse sont la résultante de l'interaction de l'onde incidente avec l'onde réfléchie en fond de tube. Dans le cas de la mousse à l'hélium, la surpression moins importante observée au capteur n° 4 est due aux ondes de détente qui proviennent de la chambre HP. Le même phénomène est visible sur le capteur n° 5 dans la mousse à l'air.

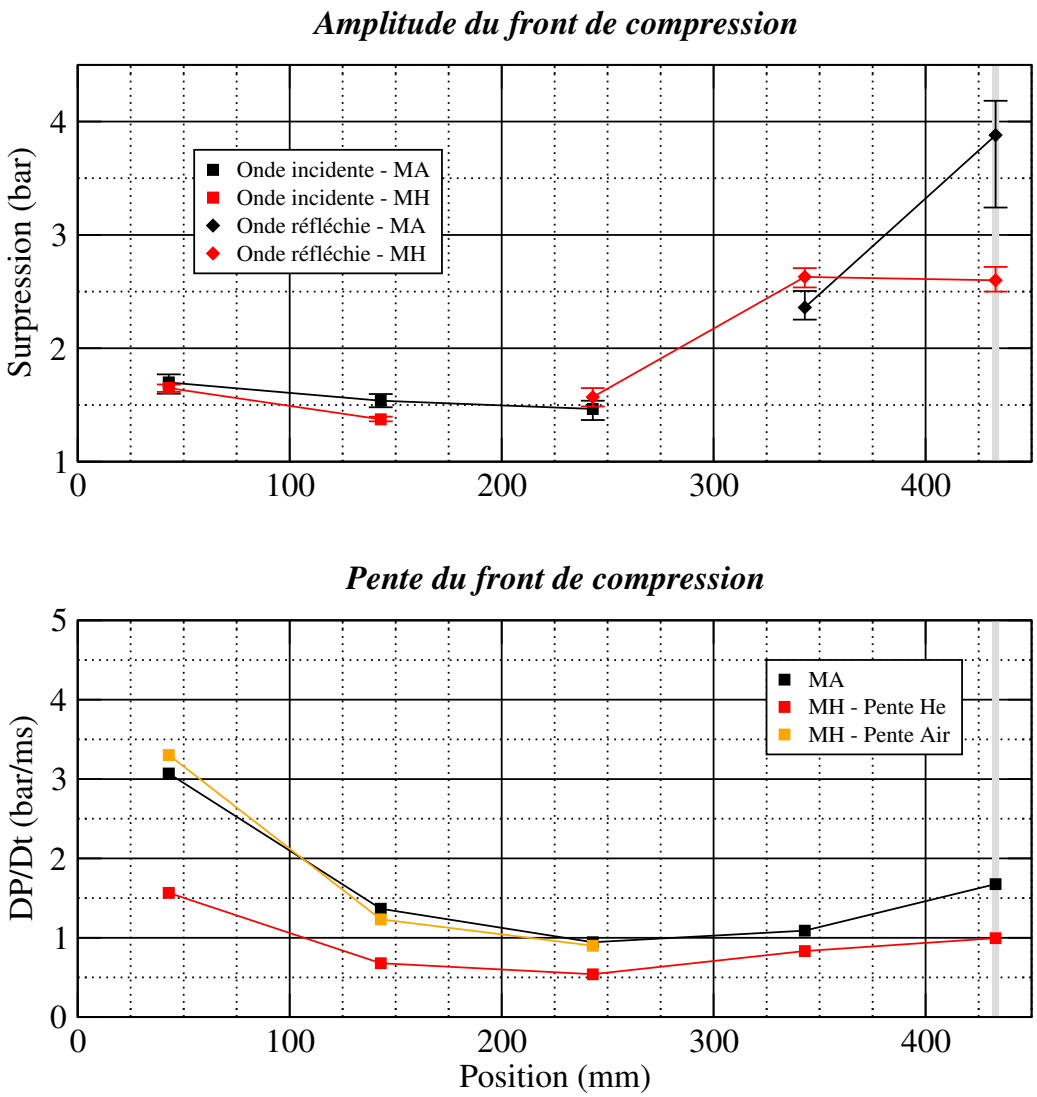

Figure 20 – Amplitude et vitesse de montée en pression du front de compression en fonction de la position dans la mousse. Les résultats pour la mousse à l'air (MA) sont tracés en noir et les résultats pour la mousse à l'hélium (MH) en rouge. L'amplitude résultant de l'onde incidente dans la mousse est représentée par des carrés alors que celle résultant de l'onde réfléchie en fond du tube est représentée par des losanges. Pour la mousse à l'hélium, on distingue la pente liée au mélange eau/hélium (en rouge) et celle liée au mélange eau/air (en orange). La ligne verticale grise matérialise le fond du tube à choc.

La vitesse de montée en pression du front de compression est également tracée Figure 20. Pour la mousse à l'hélium, on distingue la pente liée au mélange eau/hélium, tracée en rouge, et celle liée au mélange eau/air, tracée en orange, lorsque la frontière air/hélium a progressé dans la mousse fragmentée. On constate que la pente de compression en présence d'hélium est plus faible que celle en présence d'air. En effet, sur les capteurs n° 2, 3 et 4, la première phase de montée en pression dans la mousse à l'hélium est deux fois plus lente que celle dans la mousse à l'air. La deuxième phase de montée en pression, en présence d'air, se fait à la même vitesse pour la mousse à l'air. On peut en déduire que la pente de compression dépend directement de la nature du gaz en présence.

4.3 Modélisation numérique

Les expérimentations en tube à choc que nous venons de décrire font apparaître l'influence du gaz constituant la mousse mais fournissent également des expériences dans une configuration simple et facilement modélisable. En effet, le tube à choc est assimilable à une onde plane se propageant dans une dimension, à condition que l'on néglige les effets de parois.
Le code numérique sera donc utilisé dans sa configuration 1D plane afin de modéliser le tube. De manière similaire à l'analyse des résultats expérimentaux, la première étape de vérification est la modélisation d'une onde de choc dans l'air.

4.3.1 Modélisation du tube à choc sans mousse

La modélisation de la propagation d'un choc dans l'air ne fait appel qu'à la phase gazeuse dans le code. Ce cas d'étude permet de vérifier que le code permet de restituer la dynamique des ondes de choc dans le tube sans mousse. Pour cela, le tube est modélisé sur toute sa longueur en distinguant la chambre HP de la chambre LP à laquelle est adjointe la veine d'essai. On rappelle que l'air est modélisé comme un gaz parfait dont les caractéristiques sont données Tableau 2. Les conditions initiales expérimentales sont reprises, soit de l'air à 4 bar dans la chambre HP et à 1 bar dans le reste du tube. Les extrémités du tube sont considérées comme des murs.
Les résultats de la comparaison entre la modélisation et l'expérimental sont tracés pour chaque capteur Figure 21. La simulation est recalée temporellement sur le capteur n° 1. On constate une excellente concordance des résultats numériques avec les résultats expérimentaux. Les temps d'arrivée et les amplitudes de l'onde de choc incidente comme de l'onde de choc réfléchie sont bien restituées. Les écarts observables sur les capteurs n° 3 et 4, sont dus au fait que ces deux capteurs présentent des *overshoots* et maintiennent mal les plateaux de pression. L'écart constaté sur le capteur n° 6 semble également dû à un problème de mesure puisque la surpression expérimentale devrait être la même que la surpression réfléchie sur le capteur n° 5.
La qualité des résultats permet de valider le modèle de résolution du code, conforte l'utilisation de la loi des gaz parfaits pour la phase gazeuse et valide l'implémentation des conditions initiales. Nous pouvons donc nous intéresser à la modélisation multiphasique de la mousse.

4.3.2 Modélisation de la mousse à l'air

À la suite de l'interaction de l'onde de choc incidente avec la mousse, des échanges multiphasiques vont se produire. Cette configuration de tube à choc permet de tester les différentes lois constitutives implémentées (cf. §3.3). Ce type d'expérience permet en particulier de valider la loi de traînée implémentée. Les différences de vitesses entre les phases ne sont pas suffisantes pour que la fragmentation

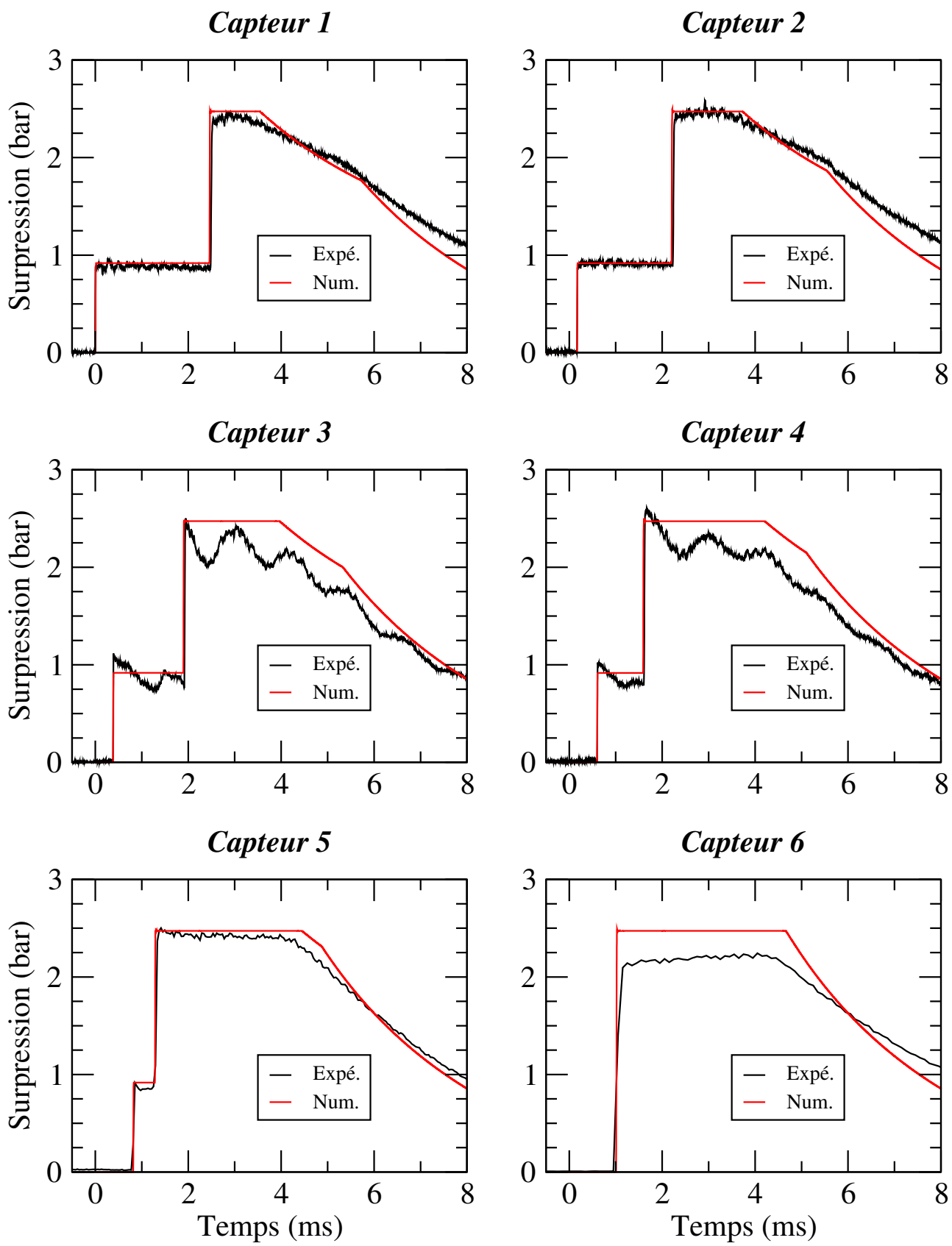

Figure 21 – Comparaison des résultats expérimentaux (en noir) avec les résultats numériques (en rouge) de la propagation d'un choc dans l'air. Simulation avec mailles de 1 mm.

secondaire soit significative.
Le tube à choc est modélisé en trois parties. La chambre HP est modélisée par de l'air à 4 bar. La chambre LP est modélisée comme de l'air à 1 bar. La chambre d'essai est modélisée par une zone diphasique. La mousse utilisée dans les expériences ayant un foisonnement de 30, on implémente une fraction volumique liquide de 0,0334. Les deux phases sont initialisées à 1 bar. L'un des paramètres majeurs de la simulation diphasique est le rayon initial R_{goutte} des gouttelettes liquides formées à la fragmentation de la mousse. On rappelle que le critère utilisé est une rupture des nœuds de la mousse au-delà de la surpression seuil de 0,15 bar. La définition de R_{goutte} nécessite une bonne connaissance des caractéristiques géométriques de la mousse. Ainsi, pour une mousse de foisonnement 30 et de rayon de bulles moyen 120 μm, on suppose que $R_{goutte} = 16$ μm (cf. §2.2.2).
Les comparaisons entre la modélisation et l'expérimental sont tracés pour chaque capteur sur la Figure 22. Le temps initial de la simulation est recalé par rapport au capteur n° 1. Au niveau temporel, l'ensemble des signaux numériques sont en bon accord avec les profils expérimentaux.
On constate un bon accord entre les résultats expérimentaux et les résultats de simulation numérique. Les niveaux de surpressions sur les capteurs n° 2 à 5 sont en bon accord avec les résultats expérimentaux.
Quelques divergences apparaissent néanmoins. Sur le premier capteur, on observe que le niveau de surpression de l'onde réfléchie est inférieur à celui de la simulation et à celui observé sur le capteur n° 2. Cela peut être dû au fait que l'interface entre la mousse et le gaz de la chambre LP n'est pas parfaitement plane. On peut également constater un problème de maintien de la pression des capteurs n° 3 et 4. De plus, la vitesse de montée en pression est plus faible dans la simulation, ce qui induit un léger décalage temporel. Les deux différences les plus nettes sont la vitesse et le niveau de surpression de l'onde réfléchie en fond de tube (au niveau du capteur n° 6).
L'ensemble du tube à choc est globalement bien restitué par le modèle numérique bien que deux points peuvent encore être améliorés. Le premier point est la vitesse de montée en pression, plus faible dans la simulation numérique. Il est possible que la rupture de la mousse soit dépendante de la sollicitation à laquelle elle est soumise. Un critère de rupture différent permettrait d'adapter le rayon des gouttelettes formées en fonction, non seulement du seuil de surpression, mais également du taux de déformation. Le second point d'amélioration est la restitution des caractéristiques de l'onde réfléchie en fond de tube. Les simulations numériques nous révèlent que la fraction volumique de liquide, initialement aux alentours de 0,03 augmente jusqu'à 0,2. La mousse passant de sèche à humide, les lois constitutives du modèle doivent être réadaptées.

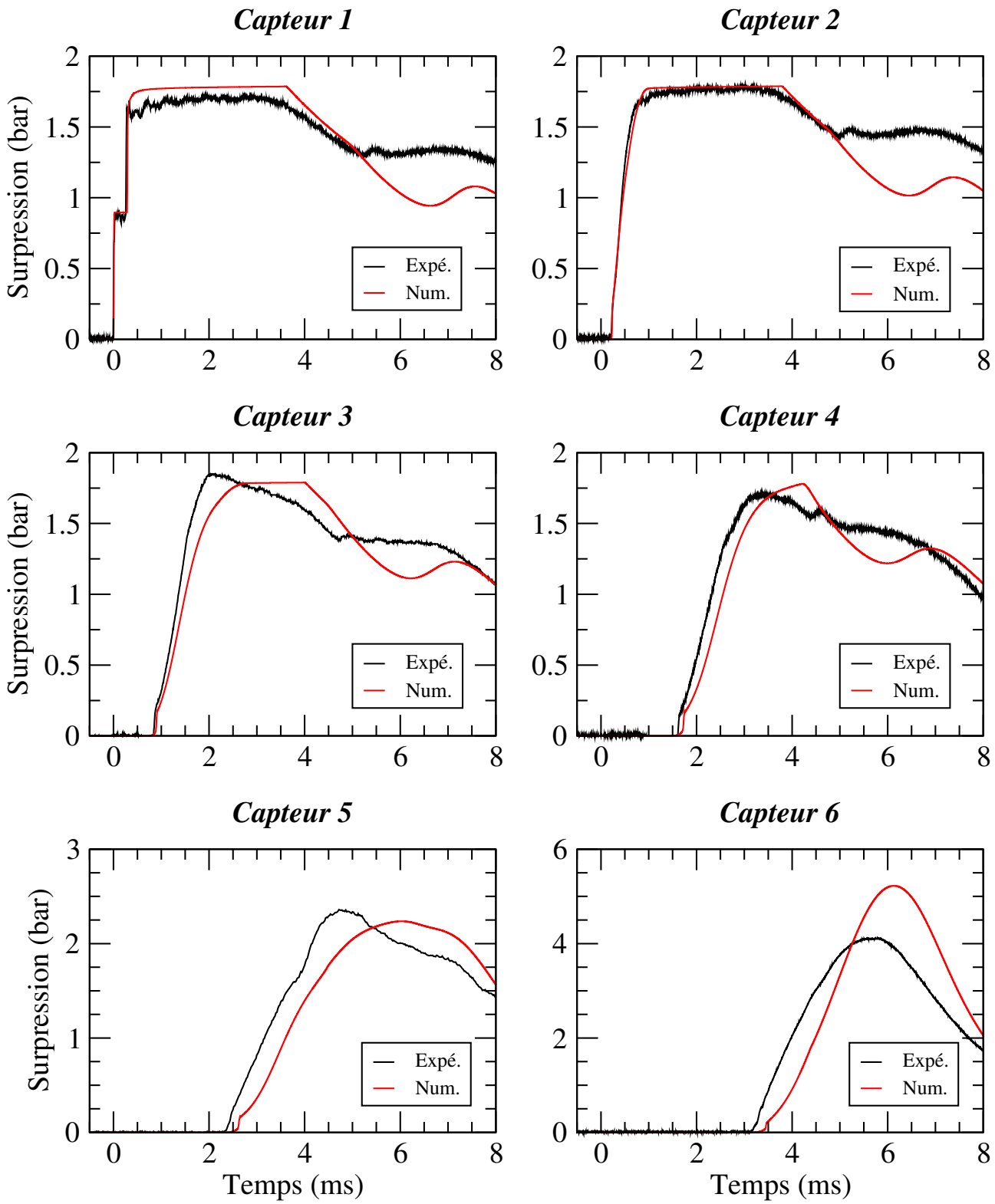

Figure 22 – Comparaison des résultats expérimentaux (en noir) avec les résultats numériques (en rouge) de la propagation d'un choc dans 433 mm de mousse à l'air. Simulation avec $R_{goutte} = 16$ µm.

4.3.3 Modélisation de la mousse à l'hélium

Les paramètres d'entrée de cette simulation sont les mêmes que pour la mousse à l'air, excepté ceux relatifs à l'hélium dans l'équation des gaz parfaits (cf. Tableau 2).
Il est estimé, après observation au microscope, que la mousse à l'hélium ne présente pas de différence géométrique notable avec celle à l'air. On conserve donc $R_{goutte} = 16\ \mu\mathrm{m}$ dans un premier temps.
Les résultats de la comparaison entre la modélisation et l'expérimental sont tracés pour chaque capteur sur la Figure 23. On peut voir en bleu les résultats avec $R_{goutte} = 16\ \mu\mathrm{m}$. Le léger décalage temporel des signaux numériques par rapport aux signaux expérimentaux, observé dans le cas de l'air, s'est accentué. Numériquement, ce décalage est corrigé en augmentant le rayon des gouttes formées à la fragmentation de la mousse. En effet, une cinétique de rupture différente de la mousse à l'air ou à l'hélium est probable, vu que le liquide n'a pas la même tension de surface dans les deux milieux. Augmenter R_{goutte} à 26 $\mu\mathrm{m}$ permet de mieux restituer la progression temporelle de l'onde dans la mousse (en rouge sur les graphes de la Figure 23). Les simulations numériques sont recalées temporellement sur le capteur n° 1.
Les profils de surpression sont ainsi globalement bien restitués. Les écarts observés sont légèrement supérieurs à ceux observés dans la mousse à l'air. Les disparités sont également les mêmes au niveau de la vitesse de montée en pression au niveau du front de compression, ainsi que la moins bonne restitution au niveau de l'onde réfléchie en fond de tube.
La simulation restitue bien l'interpénétration de l'air dans la mousse à l'hélium, qui se matérialise par la rupture de pente, notamment au niveau des capteurs n° 2 et 3. Sur les profils de ces deux capteurs, la pente de compression de l'hélium, qui suit le précurseur, est très bien restituée. Elle décroit trop rapidement sur les capteurs suivants et est sous-estimée, ce qui mène à un décalage des pics de surpression. La vitesse de l'interface entre l'hélium et l'air est trop lente dans la simulation par rapport à l'expérimental. De plus, et probablement à cause du décalage induit, la pente de compression dans l'air, qui suit celle dans l'hélium, est sous-estimée dès le capteur n° 2 et sur les suivants. Cet écart de vitesse explique que cette rupture de pente soit présente sur les résultats expérimentaux du capteur n° 4 alors qu'elle n'est pas apparente sur les signaux issus de la simulation. Il est également à noter que les écarts de pente entre les signaux expérimentaux et numériques soient dus au fait que le rayon des gouttelettes issues de la fragmentation de la mousse soit unique et ne dépende pas de la vitesse de montée de la pression.

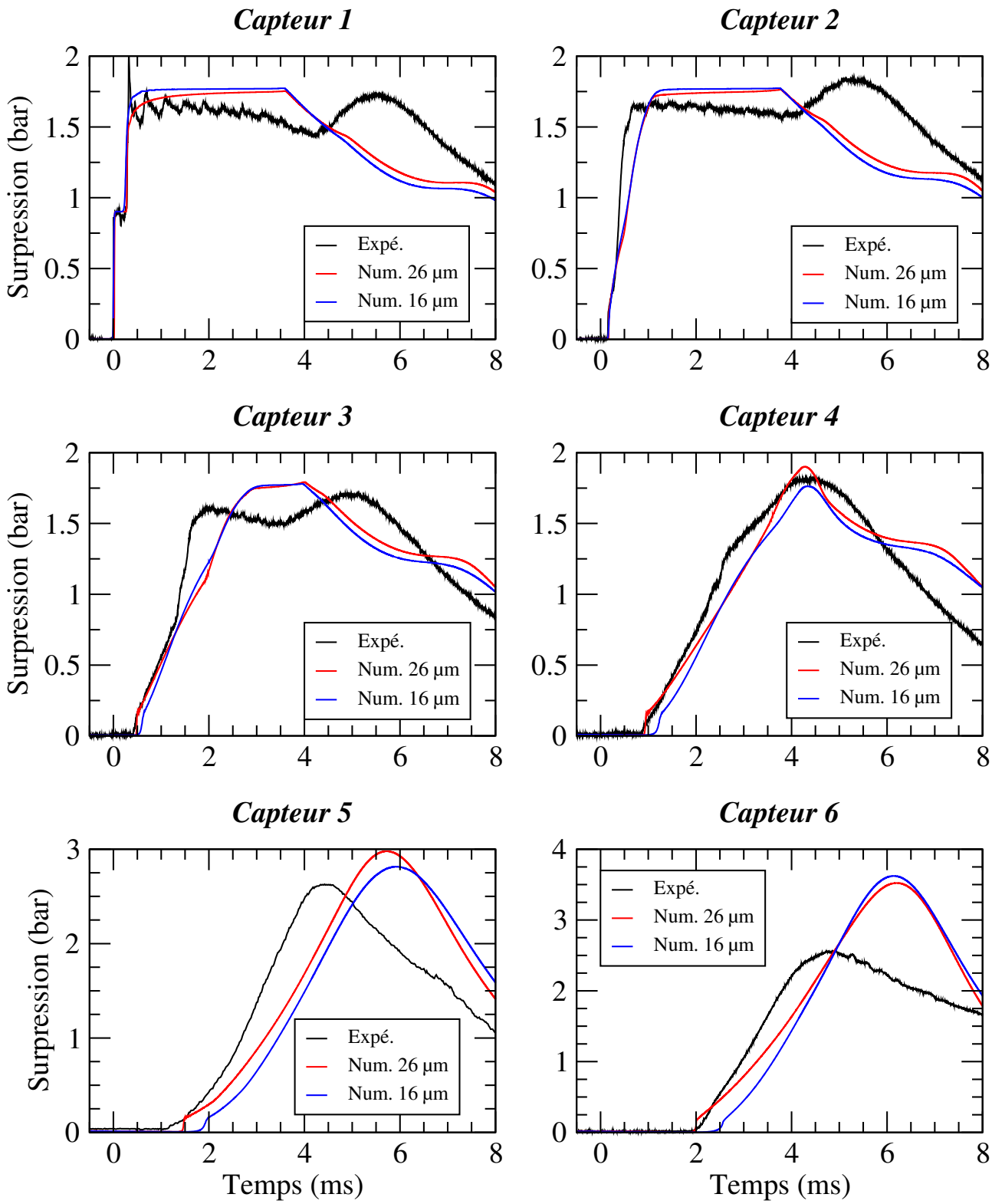

Figure 23 – Comparaison des résultats expérimentaux (en noir) avec les résultats numériques de la propagation d'un choc dans 433 mm de mousse à l'hélium. Simulation avec $R_{goutte} = 16\ \mu\mathrm{m}$ (en bleu) et $R_{goutte} = 26\ \mu\mathrm{m}$ (en rouge).

4.4 Conclusion

Les expériences en tube à choc ont permis de mettre en évidence l'influence du gaz constituant la mousse aqueuse. La vitesse du son de la phase gazeuse est ainsi très différente. La surpression de l'onde de choc transmise est très proche dans les deux mousses alors que sa vitesse de propagation varie jusqu'à un facteur 2 entre une mousse à l'air et une à l'hélium. Le dispositif expérimental utilisé n'a pas permis d'observer d'atténuation de l'onde de choc car la longueur de mousse n'était pas suffisante pour que les ondes de détente puissent interagir avec le front incident.
Les résultats de modélisation numérique sont globalement en accord avec les expériences, au niveau de l'onde incidente. Elles ont permis de restituer l'interpénétration de l'air dans la mousse à l'hélium, à la suite de la fragmentation de la mousse. Cependant, il semble nécessaire d'affiner le critère de rupture de la mousse afin que le rayon des gouttelettes générées dépende des paramètres physico-chimiques des différentes phases et de la sollicitation imposée. De plus, des fractions volumiques importantes en fond de tube sont prévues (un ordre de grandeur entre les fractions initiale et finale), ce qui demanderait une adaptation des lois constitutives des échanges entre phases.
Ces expériences ont également permis de valider la loi constitutive de trainée qui restitue bien compressions et détentes. Le modèle de trainée utilisé semble adapté à la propagation d'une onde de choc dans la mousse aqueuse. La trainée étant l'un des termes sources majeurs du modèle, nous pouvons maintenant nous intéresser à des phénomènes plus complexes tels que la propagation dans la mousse d'une onde de souffle issue d'une détonation.
La poursuite de telles expériences avec des gaz différents semble intéressante. L'utilisation de gaz plus denses et/ou avec des vitesses du son inférieures à celle de l'air pourrait amener une meilleure compréhension quant à son influence sur la vitesse du son et l'impédance acoustique de la mousse.

Chapitre 5

Propagation d'une onde de souffle dans la mousse aqueuse

Dans ce chapitre, nous allons analyser les résultats de deux campagnes expérimentales que nous avons menées sur le comportement des ondes de souffle dans la mousse aqueuse. L'une d'elles a été réalisée à l'aide d'un tube à détonation, avec pour objectif de collecter des résultats de détonation en géométrie plane et avec des pressions de sollicitation modérées. La seconde campagne s'est déroulée sur champ de tir extérieur et mettait en jeu de l'explosif solide. Elle a permis de se rapprocher de la configuration opérationnelle, correspondant à la mise à feu d'un objet explosif confiné par mousse aqueuse, et de quantifier finement les effets d'échelle. Tous les résultats expérimentaux seront confrontés au modèle numérique en fin de chapitre.

5.1 Introduction

Avant de nous intéresser aux résultats des expériences et de leurs comparaisons avec les simulations réalisées sur les ondes de souffle dans les mousses aqueuses, nous allons présenter les ondes de souffles aériennes et dans les mousses aqueuses.

5.1.1 Onde de souffle aérienne

Une onde de souffle se caractérise par une onde de choc immédiatement suivie d'un faisceau d'ondes de détente. Elle est en général issue de l'interaction d'une onde de détonation avec un milieu de propagation. Ainsi, en un point donné, le profil de pression d'une onde de souffle est tel que tracé sur la Figure 24.
Une onde de souffle se compose donc d'une phase de surpression puis d'une phase de détente. Différentes grandeurs permettent de caractériser une onde de souffle et d'estimer les dommages qu'elle

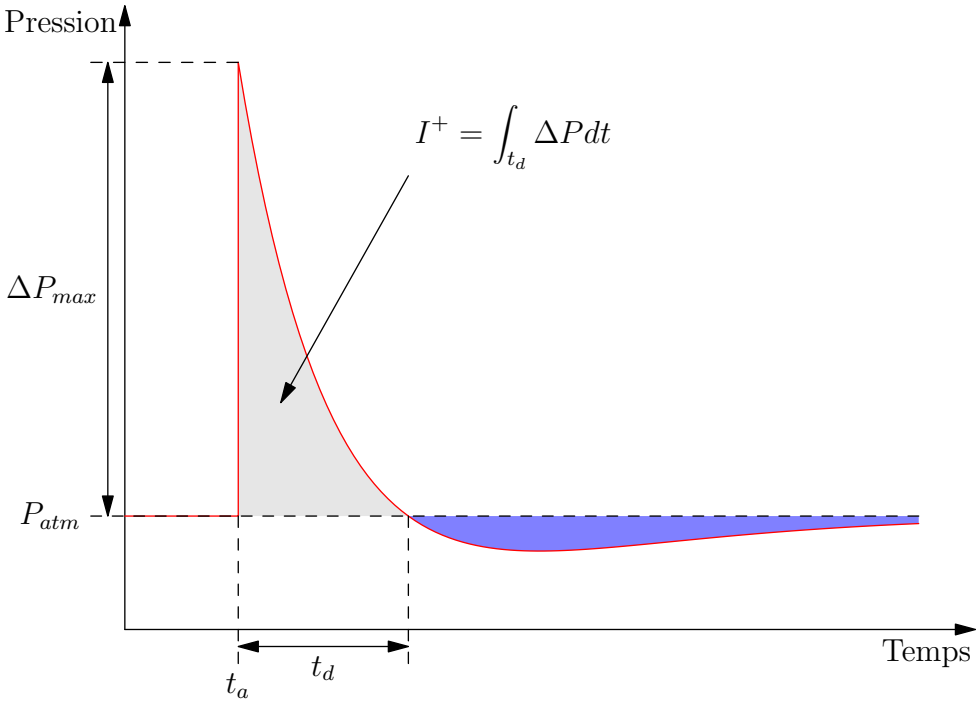

Figure 24 – Profil de pression d'une onde de souffle aérienne au cours du temps

peut causer :

- le pic de surpression ou surpression maximale ΔP_{max} : c'est le maximum atteint par la surpression en aval de l'onde de choc,
- le temps d'arrivée de l'onde de souffle t_a : c'est le temps que met l'onde pour arriver au point considéré. Il est lié à la vitesse de l'onde de choc et au ΔP_{max},
- la durée de phase positive t_d : c'est le temps pendant lequel la surpression est positive,
- l'impulsion positive I^+ : il s'agit de l'intégrale de la surpression sur la durée de phase positive.

Nous ne nous intéresserons pas, dans ce travail, aux caractéristiques de la phase négative de l'onde de souffle puisqu'elle disparaît très rapidement dans la mousse aqueuse.

Dans tout milieu de propagation, une onde de souffle voit son amplitude de surpression diminuer au fur et à mesure qu'elle s'éloigne de sa source. Cela provient du fait que les ondes de choc et de détente ne se propagent pas à la même vitesse. Le profil de pression d'une onde de souffle en fonction de la distance à la source, à deux instants successifs, est tracé sur la Figure 25. On suppose que le milieu est initialement au repos et ne possède donc pas de vitesse matérielle initiale, état désigné par l'indice 0. On peut voir, sur ce schéma, que l'onde de choc se déplace à une vitesse notée D. Une onde de choc étant supersonique par rapport au milieu dans lequel elle se propage, D est supérieure à c_0, la vitesse du son du milieu au repos. Cependant, une onde de choc est également subsonique par rapport au milieu choqué, que l'on désigne par l'indice 1. Ainsi, D est inférieur à c_1, la vitesse du son dans le milieu choqué. Or les ondes de détente progressent à la vitesse du son du milieu dans lequel elles

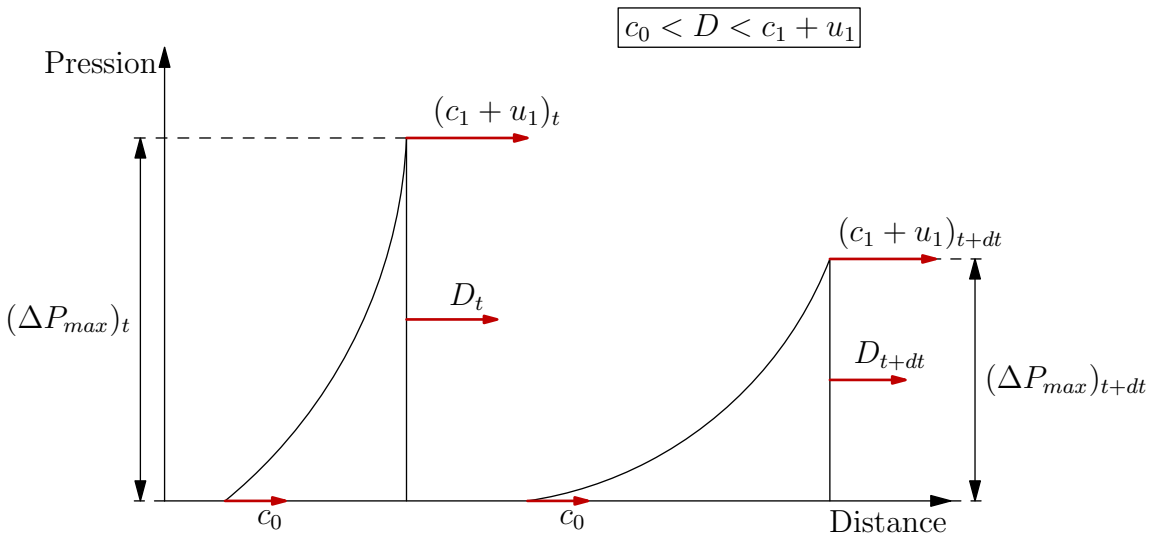

Figure 25 – Profil de pression d'une onde de souffle en fonction de la distance à la source, pour deux instants successifs donnés.

se propagent. Ainsi la tête du faisceau d'ondes de détente se propage à $c_1 + u_1$ dans le milieu choqué possédant une vitesse matérielle u_1, soit plus rapidement que l'onde de choc. La tête de détente va donc rattraper l'onde de choc et diminuer l'intensité du pic de surpression. Cependant, la queue du faisceau d'ondes de détente se propage à c_0, la vitesse du son du milieu détendu. Elle possède alors une vitesse inférieure à celle de l'onde de choc, ce qui implique un allongement de la durée de la phase positive au cours du temps. Ainsi, l'impulsion positive va évoluer en fonction de la distance à la source et des effets combinés de l'allongement de la durée de phase positive et de la diminution du pic de surpression.

Nous observerons les différences d'évolution de ces paramètres dans l'air et dans la mousse. L'objectif final et idéal est de réduire la surpression et l'impulsion positive. En effet, ces deux grandeurs sont représentatives des dommages qui peuvent être infligés aux personnes ou aux structures, lorsqu'elles sont soumises à une onde de souffle.

5.1.2 Ondes de souffle dans les mousses aqueuses

En 1977, Winfield *et al.* [70] sont les premiers à s'intéresser à l'atténuation d'une onde de souffle par la mousse aqueuse. Ils utilisent des mousses industrielles de lutte contre l'incendie pour confiner la détonation d'une charge sphérique de 1 kg. Ils constatent, à l'extérieur du confinement aqueux, une réduction de la surpression et de l'impulsion positive et une augmentation du temps d'arrivée, du temps de montée et de la durée de phase positive de l'onde de souffle.

A leur suite, au début des années 80, Raspet *et al.* [62] publient des résultats sur l'atténuation des ondes sonores générées par une explosion. Un volume de 12 m^3 de mousse aqueuse est disposé

autour d'une charge de C4 sphérique de masse variant entre 61 g et 2,3 kg. Des mesures de pression acoustique ont été effectuées en champ lointain, à 60 et 120 m de la charge, afin d'effectuer une comparaison entre les cas confiné et non-confiné. L'atténuation du bruit est nettement démontrée dans cette étude.

De nombreuses études et expériences ont vu le jour ensuite. Parmi les campagnes expérimentales notables, on compte celle menée par les laboratoires de la SANDIA [29]. Cette campagne compte de nombreuses configurations d'essai avec une grande variation de masses de charges explosives (de 0,5 à 25 kg) et une grande diversité de foisonnements (entre 20 et 400). La mesure temporelle de signaux de pression à l'intérieur et à l'extérieur de la mousse ont permis d'établir des relations empiriques prédictives de confinement par mousse aqueuse. Nous les utiliserons dans la suite afin de les comparer aux résultats de nos essais.

Au CEA, Domergue *et al.* [21] ont mené des essais de confinement de détonation à l'intérieur d'une immense tente contenant environ 2000 m^3 de mousse. Ils ont mis en œuvre des charges sphériques de 6 et 22 kg suspendues à 2 m du sol. A la suite de ces travaux, Del Prete, dans le cadre de sa thèse [58], a réalisé de nombreux essais en faisant varier les caractéristiques de la mousse aqueuse. Elle a utilisé différents foisonnements et différentes méthodes de génération, pour une même charge sphérique de 145 g. Dans ses travaux, elle a notamment mis en évidence le fait qu'un plus bas foisonnement permet une meilleure atténuation du pic de surpression. D'autres études arrivent à la même conclusion [23, 62].

Récemment, Bréda [7] a effectué des essais à l'Institut Saint-Louis afin de caractériser le système de confinement qui y a été développé. Une charge de 300 g a été confinée à l'aide de 6 m^3 de mousse de foisonnement 23 et une charge de 700 g par le même volume de mousse mais de foisonnement 16. Les conclusions qui sont tirées de cette campagne rejoignent celles effectuées lors des autres études citées.

5.2 Campagne en tube à détonation

Les expériences en tube à détonation ont été réalisées au sein de l'Institut PPrime à Poitiers. Comme expliqué précédemment, l'objectif de cette campagne était de collecter des résultats de détonation en géométrie plane. Ceux-ci peuvent alors être confrontés aux résultats numériques afin de vérifier le code et de le calibrer sur une géométrie simple et maitrisée. De plus, les résultats obtenus explorent une gamme de surpression modérée se situant entre la sollicitation par tube à choc et celle par explosif solide. Cela induit une variation des phénomènes physiques tels que la fragmentation secondaire ou les échanges thermiques sur une large gamme.

5.2.1 Description du montage

Le tube à détonation utilisé dans cette étude est composé de plusieurs tronçons assemblés, atteignant une longueur totale de 14,68 m, tels que représenté sur la Figure 26. Il possède un diamètre intérieur de 92 mm et un diamètre extérieur de 104 mm.

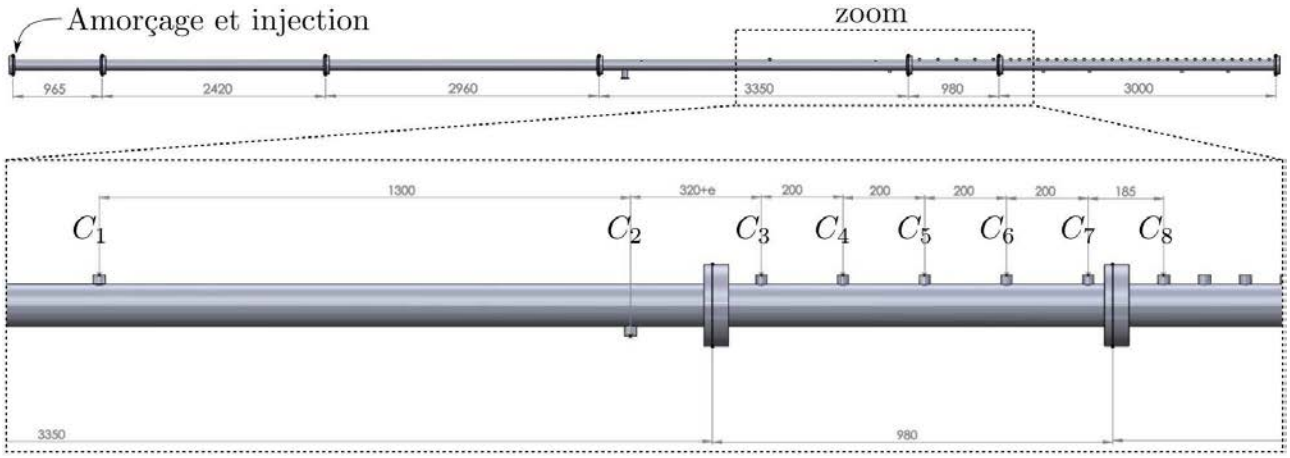

Figure 26 – Tube à détonation vu de côté et agrandissement sur la zone d'implémentation des capteurs.

Les mélanges réactifs sont préparés à l'extérieur du tube, dans des bouteilles de 50 L, à l'aide d'une installation dédiée. Les bouteilles peuvent ensuite être connectées au tube à détonation, parallèlement à une pompe à vide et une jauge de pression statique, précise au millibar. Cet ensemble permet ainsi de faire le vide dans le tube avant de le remplir de mélange réactif.
L'amorçage des gaz détonants est réalisé sur la bride de fond du tube par un inflammateur électrique Davey Bickford.
Afin d'étudier l'effet d'une onde de souffle plane, il est possible de placer une membrane plastique entre deux tronçons du tube pour accoler une section non-réactive à la section de détonation. Les membranes, dont on peut voir un exemple sur la Figure 27, sont généralement en Mylar et possèdent

une épaisseur de 106 μm. Elles peuvent ainsi résister à une différence de pression d'au moins 2 bar lorsque l'on fait le vide dans la partie réactive ou lorsque celle-ci est en surpression à l'état initial. La membrane plastique est fixée sur un support en aluminium d'épaisseur 3 mm, avec de la colle cyanoacrylate.

Figure 27 – Membrane de séparation : sur son support aluminium (à gauche) et mise en place sur le tube (à droite)

Le tube est instrumenté de plusieurs capteurs de pression, placés dans les zones d'intérêt propres à l'étude. Le placement des capteurs est donné dans le Tableau 5 et représenté sur l'agrandissement du tube, sur la Figure 26. Chaque capteur de pression dynamique (Kistler 603B) est relié à un amplificateur de charge (Kistler 5011). Les données sont enregistrées par l'intermédiaire d'une centrale d'acquisition (Graphtec GL 1100) pilotée par un ordinateur. Les enregistrements, échantillonnés tous les 500 ns, ont une résolution de 12 bits.
Le Kistler 603B peut mesurer des pressions jusqu'à 200 bar avec une sensibilité d'environ 5 pC/bar. Il a un temps de réponse d'environ 1 μs et une fréquence propre de 300 kHz. Lors de la sollicitation mécanique du capteur causée par une variation de pression, le quartz précontraint envoie des charges électriques à l'amplificateur de charges. Ce dernier convertit ces charges électriques en une tension.
Les capteurs de pression sont installés sur le tube par l'intermédiaire de supports en laiton. Les capteurs ont un diamètre utile de 5,5 mm et, lors du passage d'un front réactif, ils reçoivent un flux de chaleur très intense qui produit des dilatations de ses éléments constituants, induisant un écart sur le signal de pression observé. Pour retarder l'arrivée du flux de chaleur, une protection thermique constituée d'une épaisseur de 1 à 3 mm de silicone est appliquée et renouvelée à chaque tir.
Le générateur CEA Marcoule, décrit au paragraphe 2.2.4.2, permet de la produire de manière répétitive et stable. De la même manière que pour les expériences en tube à choc décrites au paragraphe 4.2.2, le foisonnement a été contrôlé par pesée, avant chaque tir, en utilisant la relation 4.2.
La précision de la balance, en l'occurrence ± 1 g, engendre une incertitude sur le foisonnement de ± 1 pour $F = 30$ et de ± 2 pour $F = 80$.
Certaines sections du tube sont mobiles. Elles peuvent donc être déplacées afin de les remplir en

Capteur	Position (en m)
C_1	-1,515
C_2	-0,215
C_3	0,105
C_4	0,305
C_5	0,505
C_6	0,705
C_7	0,905
C_8	1,095

Tableau 5 – Position des capteurs par rapport à la membrane séparatrice.

mousse selon la configuration étudiée.
Le mélange réactif utilisé dans cette étude est un mélange stœchiométrique d'éthylène et d'oxygène ($C_2H_4 + 3O_2$). La pression initiale p_0 de ce mélange peut varier de 0,1 à 2 bar. A 1 bar, le mélange possède un P_{CJ} de 33,2 bar (cf. §3.3.5). La plage de variation de la température du hall expérimental se situe entre 18°C et 25°C, autour d'une moyenne de 21°C.

5.2.2 Description du programme expérimental

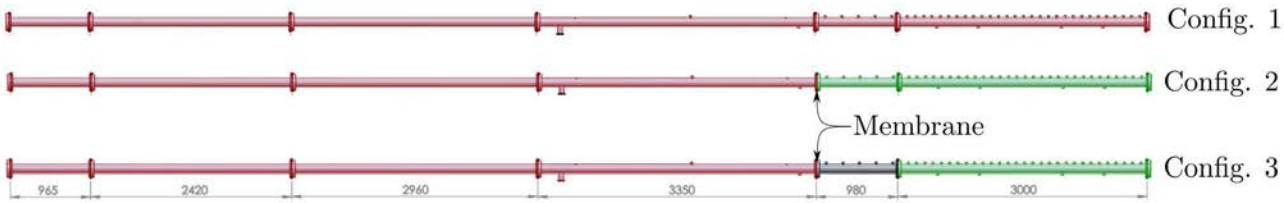

Figure 28 – Tube à détonation (vue de coté)

Les trois configurations expérimentales retenues pour cette étude sont schématisées sur la Figure 28 :

— Configuration n° 1 : l'ensemble du tube est rempli de prémélange réactif. Cela permet de vérifier la réaction du mélange et de contrôler les niveaux de pression attendus. Dans cette configuration, on ne place aucune membrane dans le tube.

— Configuration n° 2 : la première section, de 10,7 m de long, est remplie par un mélange réactif, la seconde par de l'air à pression atmosphérique. Les deux sections sont séparées par une membrane. Cette configuration permet d'avoir un état étalon de la transmission de l'onde de souffle dans l'air, à comparer avec les résultats dans la mousse. Les résultats dans l'air permettent également de calibrer l'état initial des produits de détonation dans le code numérique.

— Configuration n° 3 : la première section est remplie par un mélange réactif. La deuxième section, de 0,98 m de long, est remplie de mousse. Une troisième section est conservée sous air à pression atmosphérique, afin d'éviter que l'onde réfléchie en fond de tube ne parvienne

trop tôt sur les capteurs. Une membrane sépare la première section de la deuxième, alors que la pseudo-plasticité de la mousse crée une frontière physique stable entre la deuxième et la troisième section.

Les 4 pressions initiales de mélange réactif ont été testées dans les 3 configurations expérimentales. Les expériences en configuration 1 étant satisfaisantes, elles n'ont été effectuées qu'une fois. En fonction des résultats obtenus, les autres expériences ont été répétées au moins 2 fois.

5.2.3 Résultats expérimentaux

Cette partie est consacrée à la présentation des résultats expérimentaux. Se conformant correctement aux pressions CJ attendues, les résultats de la configuration n° 1 ne seront pas présentés ici. Nous allons donc comparer les résultats des configurations n° 2 et 3, c'est-à-dire les résultats d'une transmission d'une détonation plane dans l'air ou dans la mousse. Nous nous limiterons également aux résultats relatifs aux pressions initiales de 0,5 et 1 bar qui présentent le plus grand intérêt.

La Figure 29 illustre les résultats des tirs mettant en œuvre un prémélange à 0,5 bar, avec transmission d'une onde de souffle dans l'air (tracé en noir) ou dans la mousse de foisonnement 30 (tracé en rouge). On rappelle que les capteurs n° 1 et 2 se situent dans le prémélange réactif, avant la membrane séparatrice. On distingue sur les profils de surpression de ces deux capteurs la réflexion de l'onde de détonation sur la membrane, alors qu'une autre onde incidente est transmise dans le milieu de propagation (air ou mousse).

Les capteurs suivants rappellent l'une des propriétés caractéristiques de la mousse qui est sa faible vitesse du son. En effet, on peut constater que l'onde de souffle se propage plus vite dans l'air que dans la mousse. De la même manière, la réflexion provenant de l'extrémité du tube opposée à l'amorçage est visible sur les profils de l'air mais pas sur ceux de la mousse puisqu'elle arrive nettement plus tard. On retrouve donc, comme dans le cas du tube à choc, un ralentissement important de l'onde de choc en présence de mousse.

Le ralentissement de l'onde de choc est également à l'origine d'une deuxième propriété caractéristique de la mousse qui est l'atténuation de l'onde de souffle. L'atténuation de l'onde de souffle, au fur et à mesure de sa propagation, est déjà présente dans l'air, puisque les détentes présentes immédiatement en aval du front de choc sont également transmises à l'air et participent ainsi à l'atténuation du pic de surpression.

Or la mousse possède une impédance acoustique plus importante que l'air, ce qui y induit un choc transmis plus fort. Ce phénomène est visible sur le capteur n° 3 où, après quelques centimètres de mousse, le niveau de surpression dans la mousse est légèrement plus important que dans l'air. Cette tendance s'inverse pour tous les autres capteurs. En effet, la faible vitesse du son de la mousse amène une célérité des ondes de compression plus faible que l'onde de choc qui est transmise dans l'air.

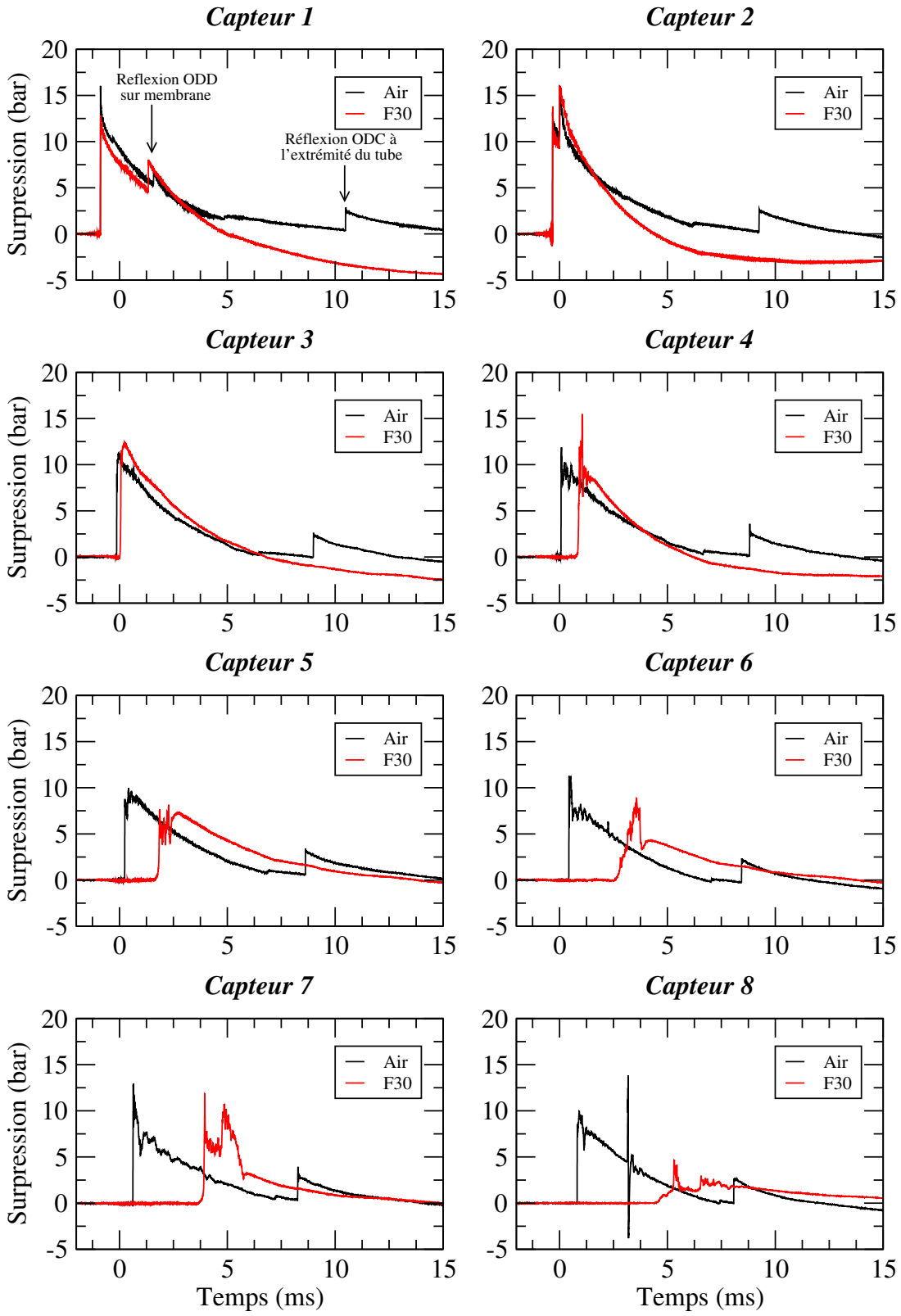

Figure 29 – Comparaison des profils de surpression issus de la détonation d'un prémélange à 0,5 bar transmise dans l'air (en noir) ou dans la mousse de foisonnement 30 (en rouge). Les réflexions de l'onde de détonation (ODD) sur la membrane et de l'onde de choc (ODC) à l'extrémité du tube sont identifiées sur le profil du capteur n° 1.

Elles sont donc d'autant plus rapidement amorties par les ondes de détentes qui les suivent. L'amortissement des ondes de compression est donc plus rapide dans la mousse que dans l'air.
La Figure 30 présente les résultats des tirs mettant en œuvre un prémélange à 1 bar, avec transmission de l'onde de souffle dans l'air (tracé en noir) ou dans la mousse de foisonnement 30 (tracé en rouge). De la même manière que pour les tirs à 0,5 bar, on distingue sur les profils de surpression des capteurs n° 1 et 2 la réflexion de l'onde de détonation sur la membrane.
Le ralentissement de l'onde de souffle par la mousse est encore flagrant. Les profils de pression indiquent des temps d'arrivée bien plus tardifs dans la mousse que dans l'air.
L'atténuation du pic de surpression est moins marqué pour la pression initiale de 1 bar. En effet, sur le premier capteur dans la mousse, le pic est bien plus élevé que dans l'air puisqu'il atteint environ 35 bar dans la mousse contre 20 bar dans l'air. L'impédance acoustique de la mousse explique encore une fois cette différence mais, contrairement au cas à 0,5 bar, les quelques centimètres de mousse présents devant le capteur n° 3 ne suffisent pas, ici, à atténuer le pic au niveau de celui de l'air comme dans le cas à 0,5 bar. Par extension, la différence entre la surpression maximale dans l'air et dans la mousse au capteur 8 est moins importante dans le cas à 1 bar que dans le cas à 0,5 bar, même si elle reste notable.
L'observation des signaux révèle aussi, pour les deux cas présentés, une atténuation des pentes de montée en pression au fur et à mesure de la propagation du choc dans la mousse. Cependant, ces observations sont polluées par un comportement bruité inexpliqué des capteurs de pression, plus prononcé dans la mousse que dans l'air.
On peut constater que la mousse aqueuse conduit à une atténuation efficace du pic de surpression issu d'une détonation plane. Les résultats montrent également que plus la sollicitation est forte, plus la quantité de mousse nécessaire à une atténuation efficace doit être grande.

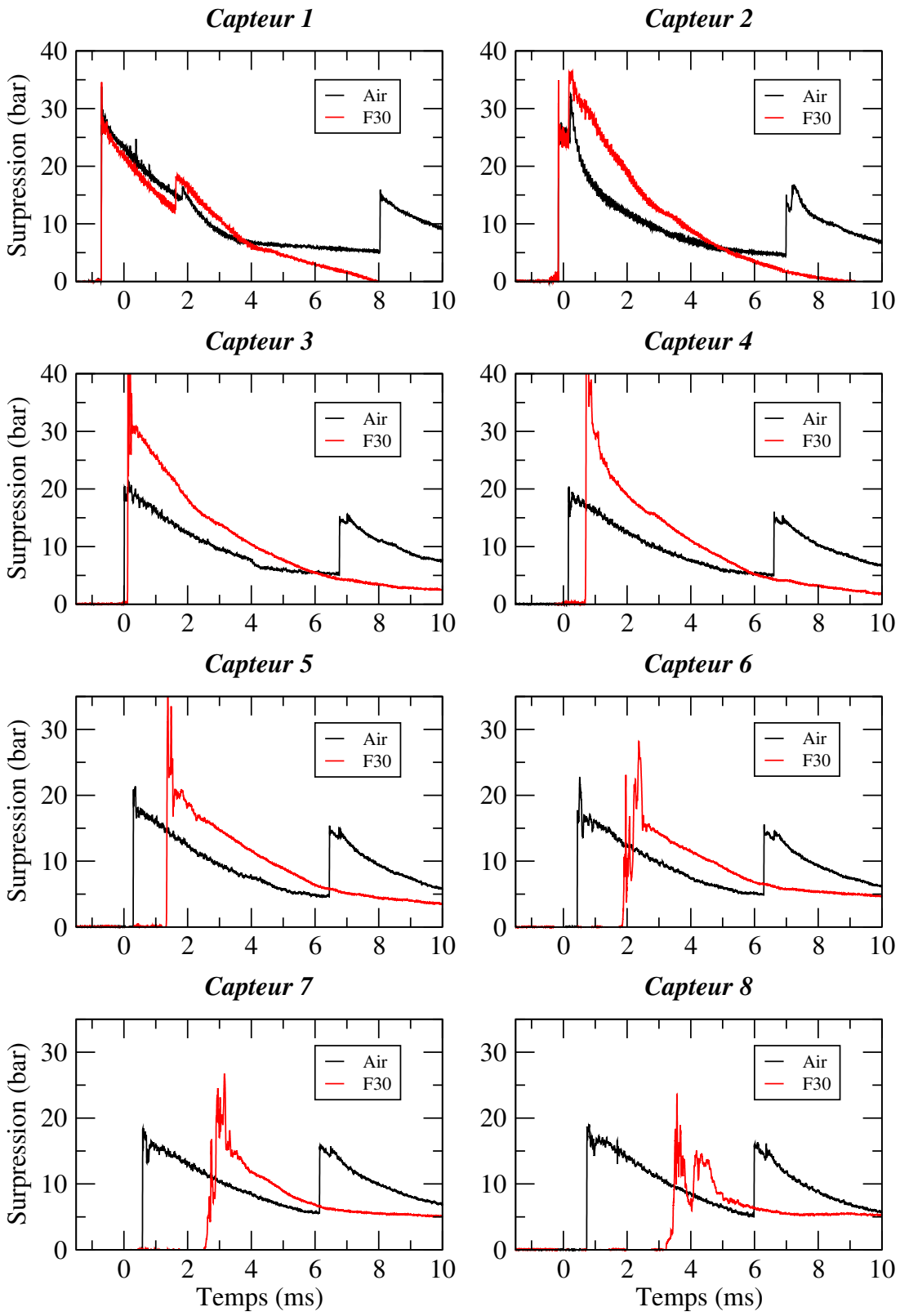

Figure 30 – Comparaison des profils de surpression issus de la détonation d'un prémélange à 1 bar transmise dans l'air (en noir) ou dans la mousse de foisonnement 30 (en rouge).

5.2.4 Modélisation numérique

Les expérimentations en tube à détonation que nous venons de décrire font apparaître l'atténuation du pic de surpression par la mousse aqueuse mais fournissent également des résultats d'onde de souffle en configuration plane modélisables avec le code numérique que nous avons développé. En effet, le fonctionnement du tube à détonation est assimilable à la transmission d'une onde de souffle plane se propageant dans une dimension, à condition que l'on néglige les effets de parois.
Le code numérique sera donc utilisé dans sa configuration 1D plane afin de modéliser le tube. On utilise la loi des gaz parfaits, avec une capacité calorifique constante, pour modéliser les produits de détonation du mélange réactif gazeux. La première étape pour évaluer la performance du code numérique développé consiste à modéliser la transmission d'une onde de souffle dans l'air.

5.2.4.1 Onde de souffle plane dans l'air

La modélisation de la transmission d'une onde de souffle plane dans l'air nous permet de vérifier que le tube à détonation ainsi que les produits de détonation sont bien simulés. En effet, le terme énergétique source est primordial puisqu'il conditionne le reste des profils de pression. Les deux pressions initiales étudiées dans le paragraphe précédent, à savoir 0,5 bar et 1 bar, ont été modélisées numériquement. Les résultats numériques obtenus avec une pression initiale de 0,5 bar sont tracés sur la Figure 31. On y distingue les profils de surpression expérimentaux, tracés en noir, sur lesquels on superpose les profils numériques, tracés en rouge. Les bases temporelles expérimentale et numérique ont été recalées de sorte que l'onde de choc arrive à $t = 0$ au capteur n° 3. Le début des capteurs n° 1 et 2 n'est pas restitué ici, car il correspond au processus de détonation.
On constate une très bonne restitution du temps d'arrivée de l'onde de choc ainsi que de son pic de surpression. Les écarts entre la simulation et l'expérience sont inférieurs à 10%, donc inférieurs à l'incertitude de mesure associée aux capteurs de pression. Une différence persiste en ce qui concerne l'onde de choc réfléchie en fond de tube. Cela est dû aux effets de paroi et à la modélisation simplifiée des produits de détonation par l'équation d'état des gaz parfaits avec une capacité calorifique constante, comme l'a démontré Damazo [18]. En effet, les réactions chimiques de dissociation sont d'autant plus présentes que la pression initiale du mélange gazeux est basse. La détente de l'onde de souffle transmise est également mal restituée. En effet, on constate que le début de la détente numérique est très bien restitué par le code mais que sa pente diminue trop tôt et induit une pression trop importante dans le tube. Ainsi, numériquement, cela participe à la surestimation du choc réfléchi puisqu'il se propage alors dans un milieu à plus haute pression et donc possédant une plus haute vitesse du son. Il remonte donc plus vite le tube et son amplitude est plus élevée.
Les résultats de la modélisation numérique obtenus avec une pression initiale de 1 bar sont tracés sur la Figure 32. On y distingue les profils de surpression expérimentaux, tracés en noir, sur lesquels on

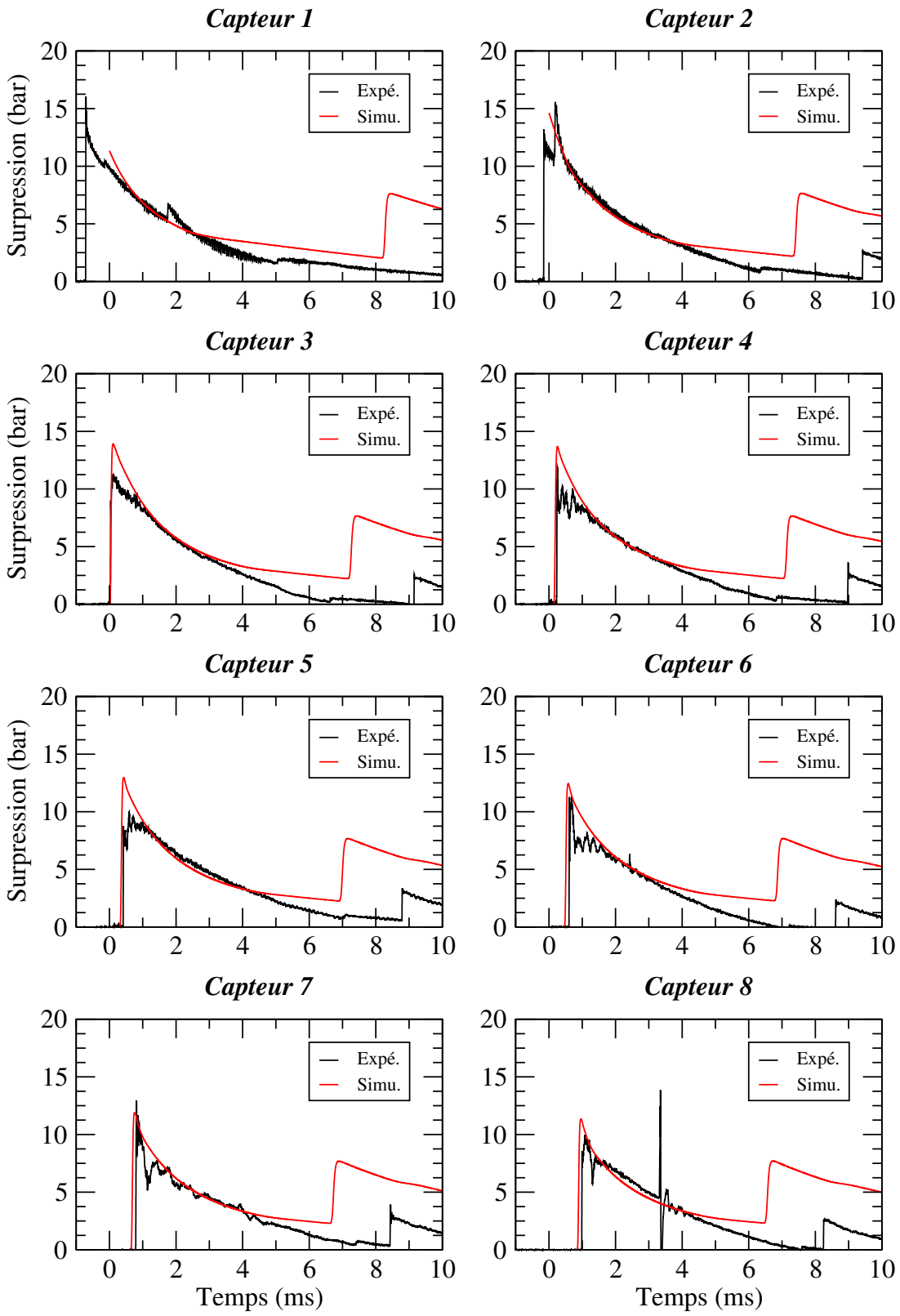

Figure 31 – Comparaison des profils de pression expérimentaux (en noir) et numériques (en rouge) de la détonation d'un prémélange à 0,5 bar transmise dans l'air.

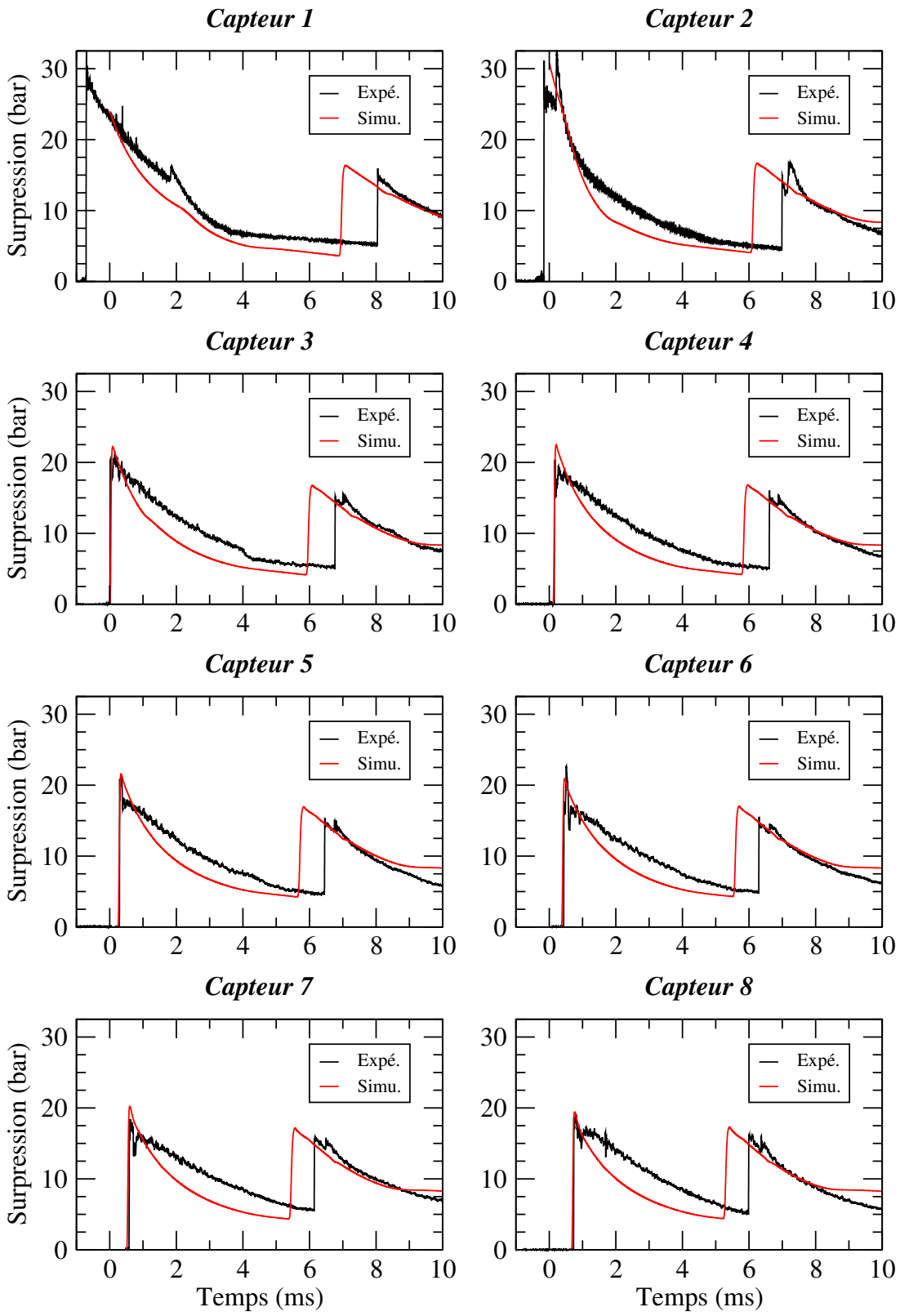

Figure 32 – Comparaison des profils de pression expérimentaux (en noir) et numériques (en rouge) de la détonation d'un prémélange à 1 bar transmise dans l'air.

superpose les profils numériques, tracés en rouge.
Comme pour l'essai à 0,5 bar, on constate une très bonne restitution du temps d'arrivée de l'onde de choc ainsi que de son pic de surpression. Les écarts entre la simulation et l'expérience sont également inférieurs à 10%. Le choc réfléchi n'est pas parfaitement restitué par la modélisation numérique mais l'écart entre l'expérience et la simulation est plus faible que précédemment. On explique la différence par le fait qu'en augmentant la pression du prémélange gazeux, on diminue les réactions de dissociation lors de la détonation, rendant ainsi l'hypothèse de la capacité calorifique constante cohérente. On voit effectivement que les ondes de détente suivant le choc incident sont également mieux restituées que dans le cas à 0,5 bar.
Les tirs en configuration n° 2 ont permis de constater que l'onde incidente issue de la détonation des gaz réactifs transmise dans l'air est bien restituée par la modélisation numérique. Le modèle des gaz parfait permet une bonne restitution du pic de surpression et du temps d'arrivée du choc incident. Ce modèle ne permet, cependant, pas de restituer les ondes réfléchies. Il sera cependant suffisant pour modéliser les expériences réalisées lors de cette campagne et vérifier que la phénoménologie de l'atténuation de l'onde de souffle par la mousse aqueuse est bien restituée par le code numérique.

5.2.4.2 Onde de souffle plane dans la mousse aqueuse

Nous allons vérifier que le modèle est susceptible de restituer la phénoménologie de la propagation d'une onde de souffle dans la mousse aqueuse. La Figure 33 présente les profils de pression issus des expériences et de la modélisation numérique de la détonation du prémélange gazeux réactif à 0,5 bar de pression initiale. Globalement, l'atténuation de l'onde de souffle transmise dans la mousse est reproduite par le code. Cependant, on constate des écarts significatifs avec les résultats expérimentaux. En effet, le modèle numérique surestime la pression transmise au niveau du capteur n° 3. Cela se traduit également au niveau des ondes de choc réfléchies et des détentes qui s'ensuivent (voir capteurs n° 1 et 2). Cette surestimation était déja présente dans les expériences de tube à choc, bien que de manière moindre. Ces différences sont plus marquées, pour le cas à 0,5 bar, dans la mousse que dans l'air. Les résultats numériques montrent un étalement du front de choc en front de compression au fur et à mesure de sa propagation dans la mousse. Expérimentalement, cet étalement n'est pas visible sur tous les capteurs mais apparaît clairement sur les capteurs n° 6 et 8.
L'atténuation du pic de surpression et de la vitesse de montée en pression est modélisée par le code numérique. Cependant, des écarts avec les résultats expérimentaux sont présents et sont liés à la description incomplète des gaz de détonation.
La Figure 34 présente les profils de pression issus des expériences et de la modélisation numérique de la détonation du prémélange gazeux réactif à 1 bar de pression initiale. Globalement, l'atténuation de l'onde de souffle transmise dans la mousse est bien restituée par le code et la correspondance entre les résultats expérimentaux et numériques est bonne.
Les capteurs n° 1 et 2 sont situés à l'extérieur de la mousse, avant la membrane séparatrice. On constate que la réflexion de l'onde incidente est bien restituée par le code malgré une légère surestimation. On observait déjà cette surestimation dans la modélisation du tube à choc, que l'on pourrait attribuer à la simulation d'une frontière de mousse parfaitement droite, ce qui n'est pas vrai expérimentalement. Sur ces deux premiers capteurs, on constate encore que le niveau de surpression des détentes est surestimé.
Les profils de pression des capteurs dans la mousse sont, quant à eux, bien restitués par le code numérique. L'atténuation des pics de surpression et des vitesses de montée en pression correspondent remarquablement à l'expérimental. L'onde de compression modélisée est légèrement plus rapide. La détente qui suit l'onde incidente est également bien restituée dans la mousse.
De manière similaire à ce qui a pu être observé dans le tube à choc, l'onde réfléchie en fond du tube à détonation remonte précocement vers les capteurs. De plus, son amplitude est supérieure à celle des profils expérimentaux.
Le code numérique permet donc de modéliser la transmission d'une onde de souffle plane transmise dans la mousse à condition de correctement modéliser les produits de détonation. La source de la

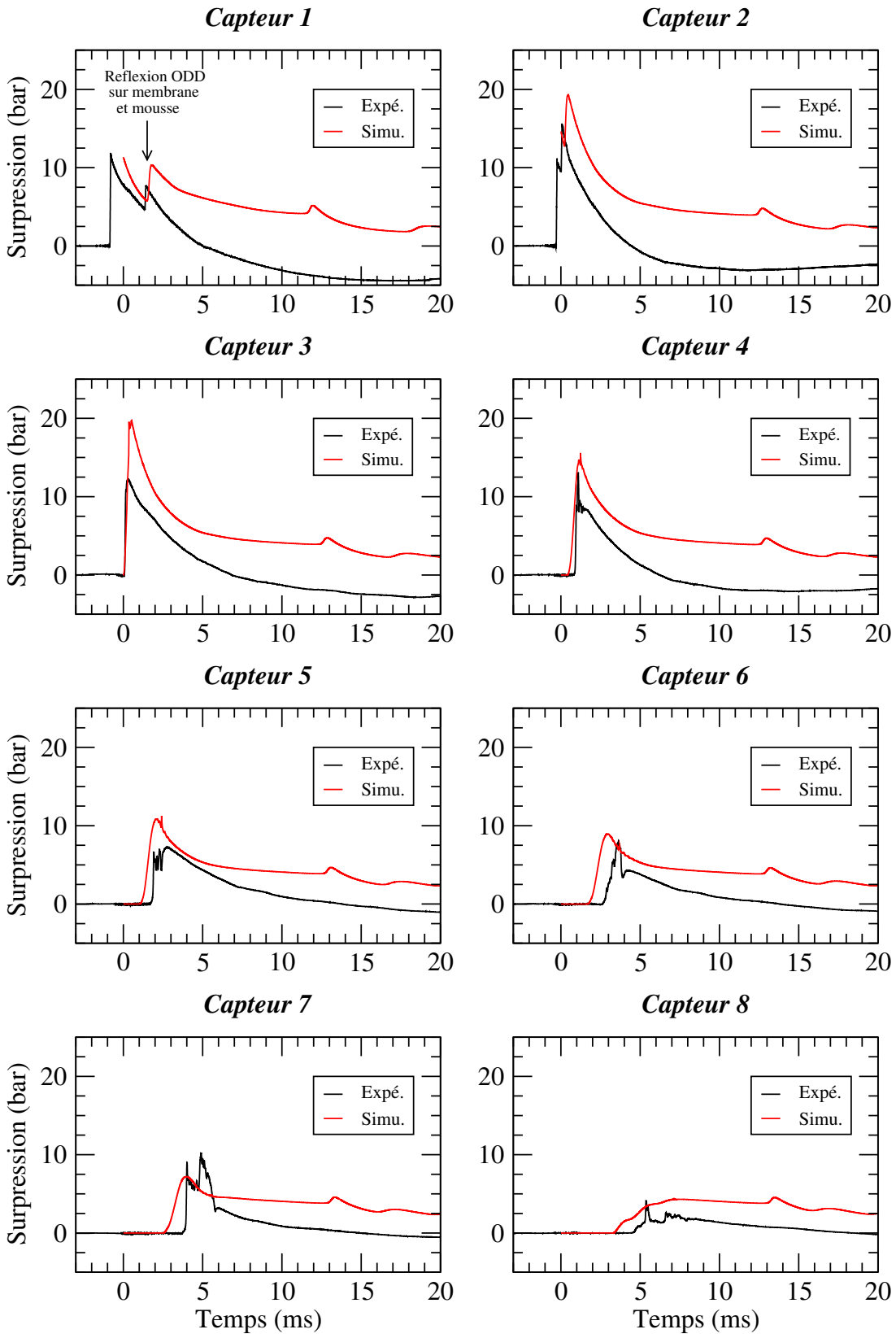

Figure 33 – Comparaison des profils de pression expérimentaux (en noir) et numériques (en rouge) de la détonation d'un prémélange à 0,5 bar transmise dans la mousse de foisonnement 30. La réflexion de l'onde de détonation (ODD) sur la membrane et sur la mousse est identifiée sur le capteur n° 1.

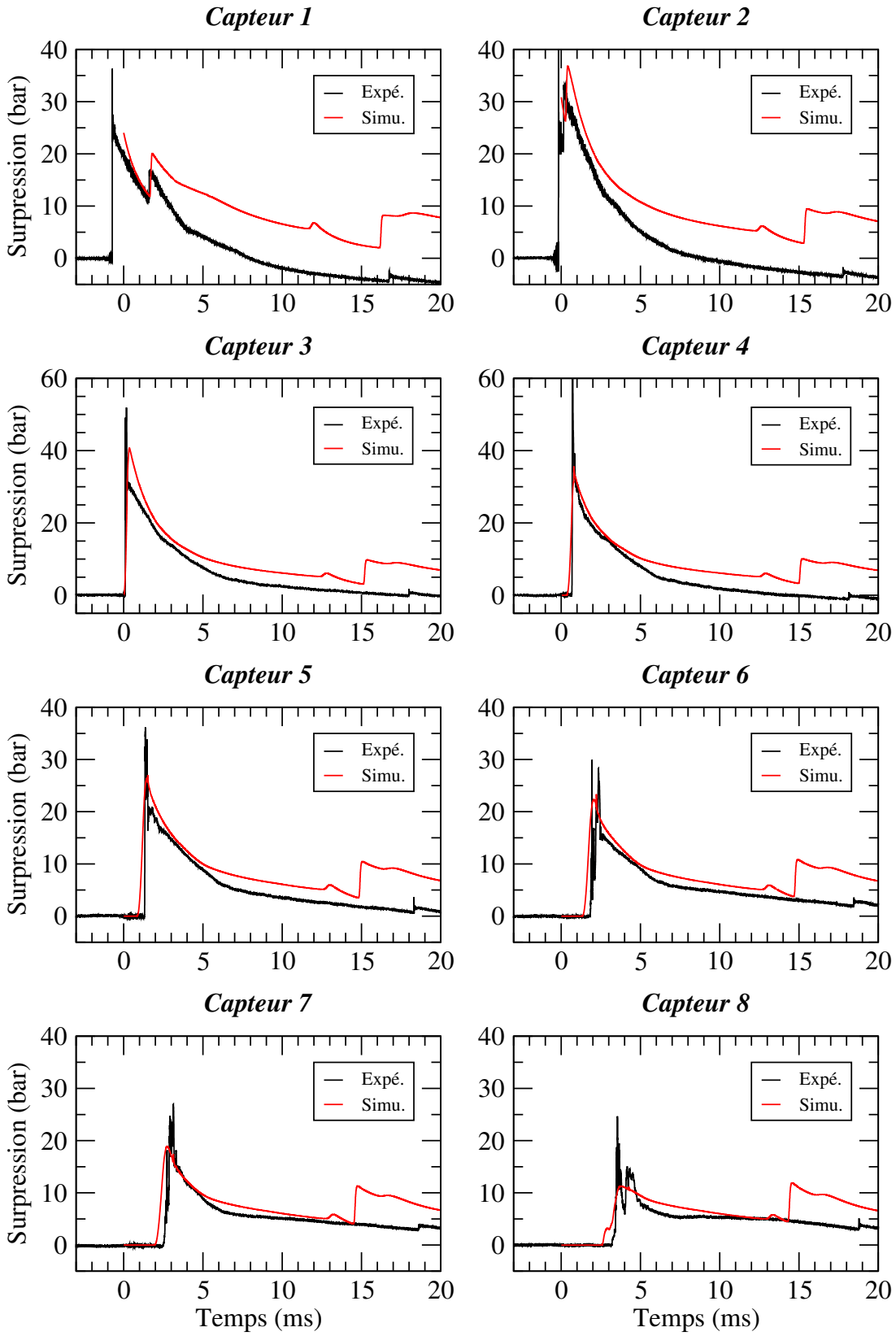

Figure 34 – Comparaison des profils de pression expérimentaux (en noir) et numériques (en rouge) de la détonation d'un prémélange à 1 bar transmise dans la mousse de foisonnement 30.

sollicitation est donc primordiale dans la simulation du phénomène d'atténuation. Ainsi, la loi des gaz parfaits avec une capacité calorifique constante n'est pas la plus adaptée à la modélisation des gaz détonés. Un meilleur modèle pourrait permettre une restitution plus juste des expériences quelles que soient les conditions initiales.

5.3 Campagne *Petite Échelle*

Lors des campagnes précédemment menées à petite échelle au CEA, par Del Prete [58], l'influence des caractéristiques de la mousse sur l'atténuation des ondes de souffle a été étudiée pour une masse de charge de 145 g. Afin de compléter les données nécessaires à une compréhension plus complète du phénomène de confinement, nous avons cette fois fait varier les conditions de détonation de la charge. Plus précisément, nous avons amorcé différentes masses d'explosif et avons parfois inclus une zone d'air entre la charge et la mousse. La configuration expérimentale retenue a la particularité d'utiliser une charge hémisphérique.

Le principal objectif de ces expérimentations était de compléter notre base de données. En effet, de nombreuses caractéristiques de la mousse ont déjà été explorées : foisonnement, méthode de génération, émulseur... Cependant la charge utilisée était toujours la même. Nous avons donc, pour cette campagne, privilégié le changement de masse de la charge explosive plutôt que le changement de mousse. La nouvelle configuration étant hémisphérique, les premiers tirs permettent de valider l'équivalence avec la configuration sphérique (équivalence déjà prouvée dans l'air [44]). Ces nouvelles données permettent de comparer les différents critères d'efficacité de la mousse en fonction de la sollicitation. Cependant, il faut pour cela d'abord vérifier la cohérence des paramètres réduits dans la mousse. Effectivement, bien que leur utilisation soit usuelle dans l'air, leur usage pour la mousse reste à démontrer.

Le second objectif est l'extension du domaine pour lequel la notion de paramètre réduit est applicable. En effet, les résultats pour des distances réduites inférieures à 0,7 $\mathrm{m.kg^{-1/3}}$ et supérieures à 3 $\mathrm{m.kg^{-1/3}}$ sont rares dans nos bases de données ou même dans la littérature. Il est important de noter que toutes les masses d'explosif citées dans cette partie concernent des charges hémisphériques posées sur un support métallique. Elles correspondent donc à des masses approximativement doublées lorsqu'elles doivent être retranscrites dans les modèles analytiques sphériques. La loi d'équivalence exacte entre les configurations sphérique et hémisphérique ainsi que la notion de distance réduite sont détaillées au §5.3.3.1.

Un troisième objectif a été, lors de cette série d'expériences, d'étudier la présence d'une zone d'air entre la mousse et la charge explosive.Cette couche d'air autorise une éventuelle postcombustion des produits de détonation, ce qui peut modifier les propriétés de l'onde de souffle.

L'ensemble des configurations expérimentales a été modélisé numériquement. L'intérêt de ces expériences est également de vérifier que le code numérique est aussi efficace quelle que soit la charge utilisée. La présence du dôme d'air au-dessus de la charge a également été modélisée.

5.3.1 Description du montage

Le montage expérimental mis en place lors de la campagne est présenté sur la Figure 36. Il consiste en une enceinte parallélépipédique de 4 m^3, dont l'une des parois est constituée d'une table de mesure verticale placée à 1 m en face d'un bloc de béton instrumenté. L'ensemble de 2 m de haut est bordé par deux parois de plexiglas afin de contenir la mousse. Ces parois ne sont pas présentes lors des essais dans l'air. La table est surélevée afin que la charge explosive soit située à 1 m du sol. Cette charge hémisphérique est collée au centre de la table de mesure métallique. Cette dernière, représentée sur la Figure 35, est instrumentée de 18 capteurs : 14 capteurs sont placés de part et d'autre de l'explosif, sur un axe horizontal et 4 autres sont disposés en-dessous de la charge, sur un axe vertical. Ainsi, nous disposons d'une triple redondance des points de mesure situés à 150, 250, 350 et 450 mm de la charge et d'une double redondance des points de mesure situés à 635, 795 et 955 mm de cette dernière. La mesure à 795 mm de la charge est triplée par le capteur de défilement Pi19 placé dans la mousse, entre la table et le bloc béton, ce qui permet la vérification de l'absence d'effet de bord induit par la table. Le bloc est lui-même instrumenté de 3 capteurs relevant la pression réfléchie sur le mur : le capteur face à la charge, Pr2, est situé à 1 m de celle-ci, alors que les deux le jouxtant, Pr1 et Pr3, sont situés à 1,12 m. Un dernier capteur flèche, Pi20, est placé au-dessus de la mousse afin d'enregistrer la pression transmise à l'air par le confinement. Cette donnée caractérise l'efficacité finale du confinement. Les capteurs utilisés sont exclusivement des capteurs PCB des gammes 113B et 102M, les modèles changeant à chaque tir en fonction de la pression attendue. Les signaux ont été acquis sur une baie Genesis par l'intermédiaire de conditionneurs PCB de la gamme 482C.

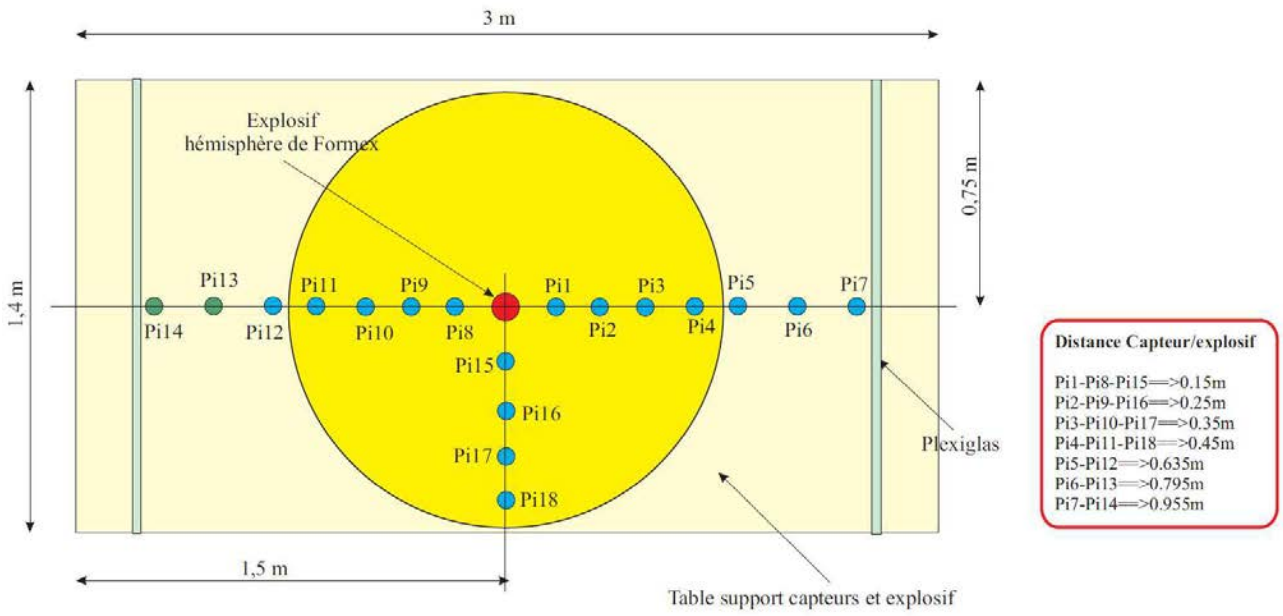

Figure 35 – Schéma d'implantation des capteurs sur la table de mesure

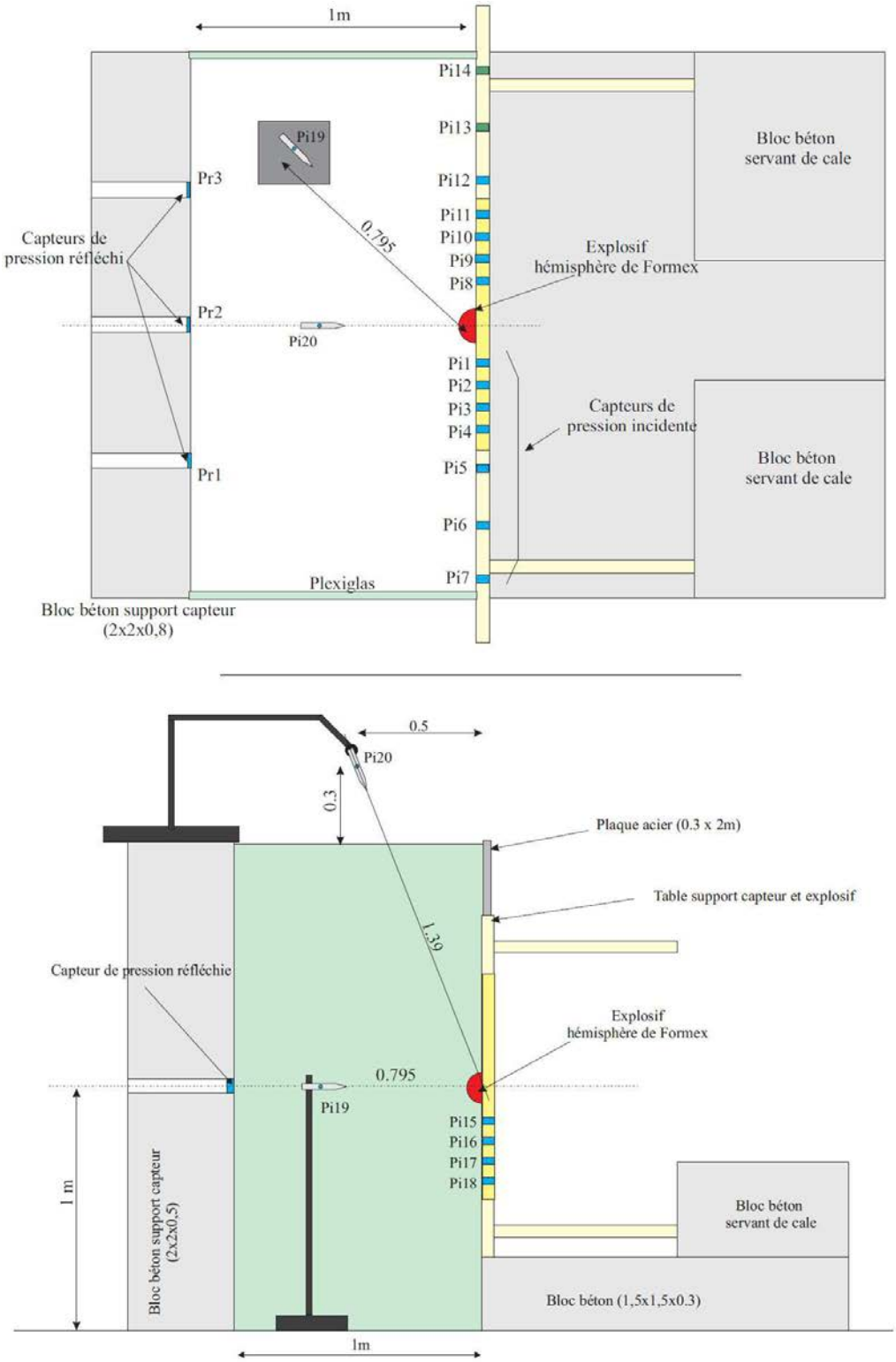

Figure 36 – Schéma du montage expérimental. En haut : vue de dessus. En bas : vue de côté (dimensions exprimées en mètre)

Figure 37 – Capteur de foisonnement de la mousse par mesure de conductimétrie

Figure 38 – Structure d'exclusion de la mousse

L'enceinte est remplie de mousse grâce au générateur SKID équipé d'une lance MAS 90 (cf. §2.2.4.3). La taille des bulles est d'environ 300 μm pour le foisonnement 60 et 450 μm pour le foisonnement 120. L'émulseur utilisé est du Retofoam R2 qui offre la meilleure stabilité de la mousse et le drainage le plus lent. Étant donné le débit du générateur, un remplissage complet de l'enceinte avec une mousse de foisonnement 60 prend environ 30 minutes. Lorsque l'on ajoute les délais de mise en place et d'amorçage de la charge, on peut compter un peu moins d'une heure entre le début de la génération de la mousse et le tir. L'émulseur et le générateur assurent une stabilité suffisante de la mousse sur une telle durée. Cependant, nous vérifions la constance du foisonnement de la mousse par l'utilisation d'un capteur de conductimétrie, présenté sur la Figure 37. Celui-ci a été spécialement conçu par la société ERPI pour vérifier en temps réel le foisonnement d'une mousse aqueuse. Plus exactement, il permet d'obtenir le foisonnement d'une mousse par la relation suivante :

$$F = \left(\frac{\sigma_{premelange}}{\sigma_{mousse}} \right)^{\alpha} \tag{5.1}$$

où σ est la conductivité et α un coefficient dépendant du type de générateur qui vaut 0,76 dans le cas du SKID/MAS 90. Ainsi, par une mesure de la conductivité du prémélange surfactant/eau avant le remplissage, nous pouvons ensuite en déduire l'évolution de notre foisonnement. Nous rappelons que

le foisonnement est défini comme suit :

$$F = \frac{V_{mousse}}{V_{liquide}} \approx \frac{1}{\alpha_{liquide}} \tag{5.2}$$

Le foisonnement est également contrôlé en fin de remplissage par la pesée d'un volume connu de mousse.

Comme évoqué précédemment, nous plaçons, lors de certains tirs, une zone d'exclusion dépourvue de mousse autour de la charge. Pour créer cette zone d'air, une armature métallique recouverte de film cellophane est fixée sur la table de mesure, comme le montre la Figure 38. Ainsi, un dôme de 150 mm de rayon et un dôme de 250 mm de rayon ont pu être testés. Les tailles adoptées correspondent à l'ordre de grandeur du diamètre de la boule de feu dans la mousse pour, respectivement, la charge de 14 g et celle de 70 g.

Mesure de foisonnement

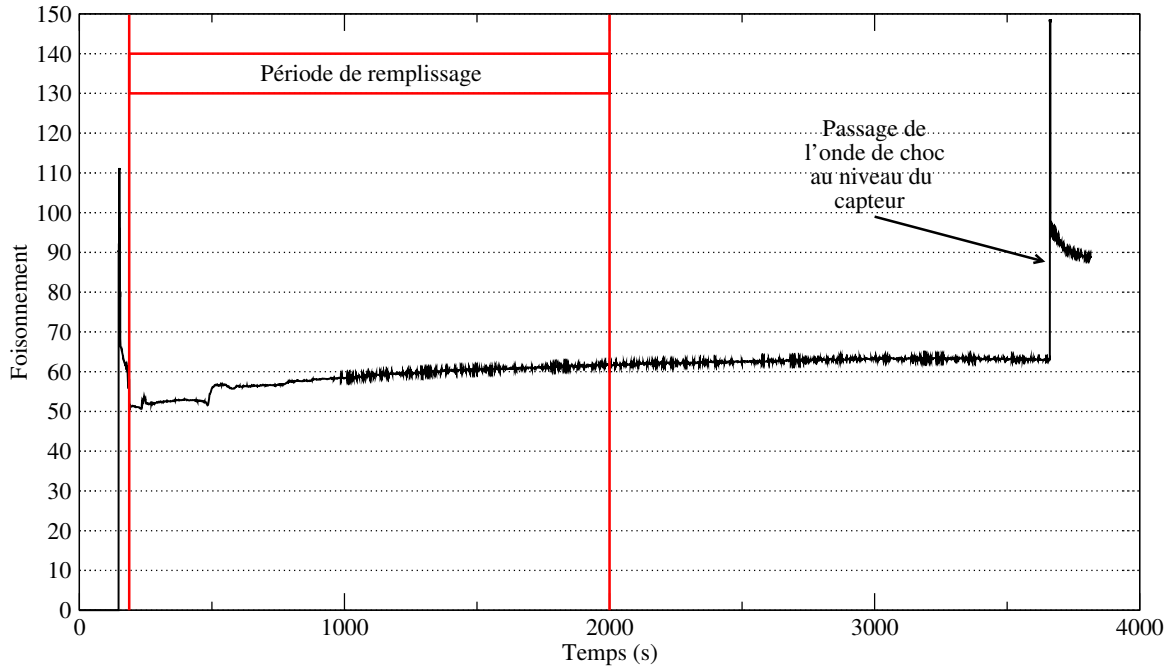

Figure 39 – Mesure du foisonnement de la mousse en fonction du temps pour le tir n° 7

Comme décrit au §5.3.1, nous utilisons un capteur de conductimétrie afin d'effectuer un suivi du foisonnement au cours de nos expériences. Après traitement de la mesure de conductimétrie en appliquant l'équation (5.1), nous obtenons une courbe du foisonnement en fonction du temps telle que celle présentée sur la Figure 39. Elle correspond au tir n° 7 réalisé avec une charge de 70 g et une mousse F 60. Parallèlement est effectuée une mesure de foisonnement par pesée d'un volume de 75 litres de mousse. La masse de la mousse nous indique le volume de liquide la constituant. Nous en déduisons

ainsi le foisonnement. Pour l'essai n° 7, la pesée en fin de remplissage nous indiquait un foisonnement de 63. Au même instant, comme on peut le remarquer sur la Figure 39, le foisonnement relevé par conductimétrie est de 61,5. Nous constatons une bonne concordance des deux types de mesure qui se retrouve sur l'ensemble des tirs. Les variations constatées aux premiers instants sont dues au contact de la lance avec la sonde lors du début du remplissage. Le pic observé en fin de signal est lié à la détonation de la charge. Il est difficile d'interpréter la valeur de foisonnement après détonation puisque la mousse a été déstructurée et mélangée.

5.3.2 Description du programme expérimental

Les charges explosives sont des hémisphères de Formex, un explosif plastique composé de 89 % de pentrite et de 11 % de liant inerte. Les masses testées sont de 3, 14, 70 et 120 g.

N° de tir	Masse de la charge (g)	Rayon du dôme (mm)	Foisonnement de la mousse aqueuse
1	120	/	/
2	70	/	/
3	3	/	/
4	3	/	60
5	14	/	60
6	14	150	60
7	70	/	60
8	70	/	120
9	70	150	60
10	70	250	60
11	120	/	60
12	14	/	/

Le symbole / signifie l'absence de dôme ou de mousse

Tableau 6 – Programme expérimental mené lors de la campagne *Petite Échelle*

Figure 40 – Charge explosive hémisphérique de 70 g collée sur la table de mesure.

Les quatre types de charges ont été tirées dans l'air et dans une mousse de foisonnement 60 afin d'avoir une comparaison fiable pour la détermination de l'efficacité de la mousse. De plus, le dôme de 150 mm a été testé pour des charges de 14 et 70 g et le dôme de 250 mm a été testé pour une charge de 70 g. La charge de 70 g, que l'on peut voir sur la Figure 40 a également été utilisée afin de réaliser un tir dans la mousse à foisonnement 120. L'ensemble du programme expérimental est résumé dans le Tableau 6. Toutes les charges hémisphériques sont amorcées au centre de leur base par un détonateur à fil explosé RP80, composé d'un mélange de 80 mg de pentrite et de 123 mg d'hexogène.

5.3.3 Résultats expérimentaux

Dans cette partie, les résultats obtenus lors de cette campagne sont décrits et discutés. Tout d'abord, les résultats des essais de détonation dans l'air sont analysés afin de valider l'équivalence de la configuration adoptée avec le cas académique d'une détonation d'une sphère de TNT. Ces tirs constituent également la base de référence à laquelle sont comparés les tirs dans la mousse. Ensuite, chacun des paramètres réduits est vérifié afin de juger s'il est applicable à la mousse aqueuse. Les résultats obtenus dans la mousse sont également comparés avec ceux obtenus dans l'air et avec les résultats acquis par la Sandia [29], dont la base de données est la plus complète disponible dans la littérature. Enfin, les autres résultats obtenus lors de ces tirs sont analysés.

5.3.3.1 Onde de souffle aérienne

La première étape d'analyse a été de valider les résultats de détonation dans l'air. Pour cela, on effectue une mise à l'échelle des résultats d'après les lois de similitudes de Hopkinson-Cranz et on vérifie l'équivalence des configurations hémisphérique/sphérique.
Les lois de similitudes de Hopkinson-Cranz consistent en la réduction de certaines grandeurs du phénomène de détonation afin de pouvoir comparer des expériences mettant en œuvre plusieurs kilogrammes d'explosif à des expériences n'utilisant que quelques grammes [31], [17]. Ces grandeurs sont toutes tracées en fonction de la distance réduite R. Celle-ci est définie comme suit :

$$R = \frac{d}{W_{TNT}^{1/3}} \tag{5.3}$$

avec d la distance au centre de la charge et W_{TNT} la masse équivalent TNT de la charge explosive.
La distance réduite assure une similitude géométrique entre les différentes échelles de grandeur et de masse. La grande variation des masses de charge permet de couvrir les distances réduites allant de 0,25 $\mathrm{m.kg^{-1/3}}$ à 6 $\mathrm{m.kg^{-1/3}}$. Les résultats acquis permettent la détermination des conditions en champ proche de la charge ou à des distances plus éloignées. En détonation aérienne, deux configurations en similitude géométrique présentent les mêmes les pics de surpression incidents et réfléchis. De même, les temps d'arrivée réduits t_a^r ainsi que les impulsions positives réduites I_+^r sont égaux. Ces deux grandeurs sont définies comme suit :

$$t_a^r = \frac{t_a}{W_{TNT}^{1/3}} \tag{5.4}$$

$$I_+^r = \frac{I_+}{W_{TNT}^{1/3}} \tag{5.5}$$

avec t_a le temps d'arrivée de l'onde de détonation, I_+ son impulsion positive et W_{TNT} la masse équivalent TNT de la charge explosive utilisée.

Après exploitation des signaux, nous avons donc tracé les résultats cités ci-dessus et les avons comparés avec plusieurs résultats de référence théoriques ou empiriques dont ceux obtenus dans l'*Unified Facilities Criteria 3-340-02* [2].
Le principe d'équivalence entre les configurations hémisphériques et sphériques a déjà été étudié dans [44] sur un montage similaire à celui utilisé pour cette campagne et avec le même explosif. Nous nous contenterons donc, ici, de vérifier le critère alors obtenu par Lefrançois *et al.* . Le rapport entre une charge sphérique suspendue et une charge hémisphérique placée sur un support solide peut se résumer de la manière suivante :

$$W_{TNT} = k_{TNT} \times k_{hs/sph} \times W_{reel} \tag{5.6}$$

avec W_{reel} et W_{TNT} les masses, respectivement, d'explosif et d'équivalent TNT, k_{TNT} l'équivalent TNT de l'explosif et $k_{hs/sph}$ le coefficient d'équivalence hémisphérique/sphérique.
D'après [44], sur un support métallique tel que la table de mesure utilisée lors de nos travaux et avec une charge de Formex, le produit de $k_{hs/sph}$ et de k_{TNT} est égal à 2. Une charge hémisphérique de Formex est donc équivalente en terme de surpression à une sphère de TNT de deux fois sa masse.

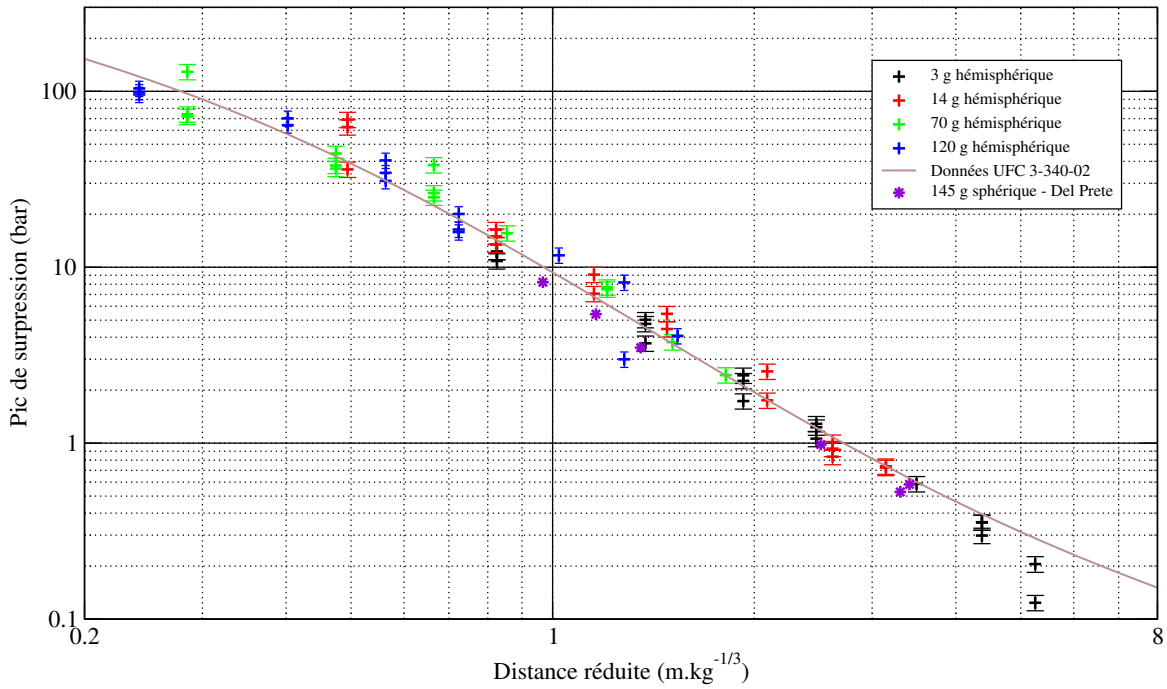

Figure 41 – Pics de surpression en fonction de la distance réduite pour les tirs effectués dans l'air. Ils sont comparés aux données de l'UFC 3-340-02 [2].

Nous pouvons voir sur la Figure 41 les pics de surpression (ou les surpressions maximales) des différents tirs réalisés dans l'air tracés en fonction de la distance réduite. Chaque couleur représente une masse d'explosif donnée et la courbe en trait plein symbolise les données fournies par l'UFC 3-340-02. Les barres d'erreur correspondent à l'incertitude de mesure de la surpression associée aux

capteurs, que l'on évalue à $\pm 10\%$. On peut constater une très bonne corrélation entre les données expérimentales acquises et les données de référence. Les différences que l'on peut observer entre les différents capteurs placés à une même distance de la charge, notamment aux distances réduites faibles, sont, en partie, causées par des vibrations parasites se propageant dans la table de mesure supportant les capteurs. Les filtres numériques utilisés pour les traiter (Fourrier, moyenne glissante) peuvent induire des écarts entre les données brutes et les données traitées. De plus, il est arrivé que malgré la redondance des mesures, certaines séries de capteurs n'aient pas fourni des signaux permettant une exploitation complète. Certaines valeurs de pics de surpression ou d'impulsions positives peuvent donc être manquantes.

On constate, néanmoins, que l'utilisation du critère d'équivalence hémisphérique/sphérique est cohérente et applicable à l'ensemble de nos essais dans l'air. On vérifie également ce critère par la comparaison de nos résultats avec les résultats obtenus par Del Prete en géométrie sphérique [58], représentés par les étoiles violettes sur la Figure 41. La charge de 145 g de plastrite utilisée possède un équivalent TNT de 1,24. On constate que les résultats sphériques et hémisphériques se superposent parfaitement.

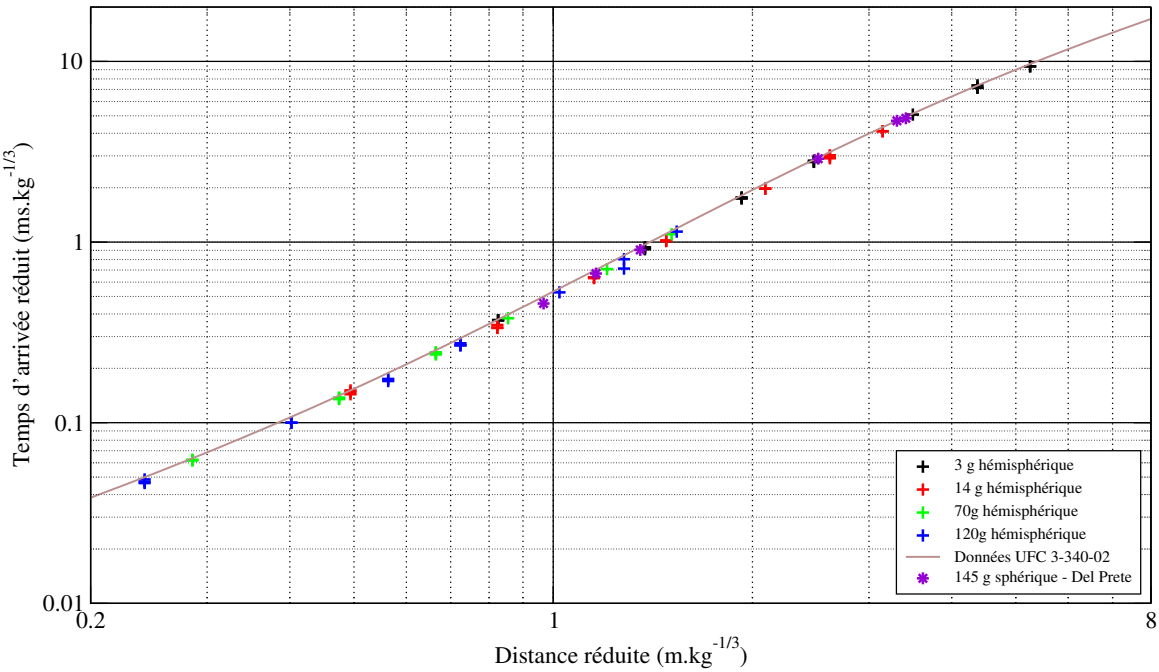

Figure 42 – Temps d'arrivée réduits en fonction de la distance réduite pour les tirs effectués dans l'air. Ils sont comparés aux données de l'UFC 3-340-02 [2].

De même, l'observation de la Figure 42 nous permet de tirer les mêmes conclusions. En effet, on peut y voir les temps d'arrivée réduits pour les différents tirs dans l'air en fonction de la distance réduite qui se superposent quasi-parfaitement entre eux et avec les données de l'UFC, comme avec les résultats en géométrie sphérique de Del Prete.

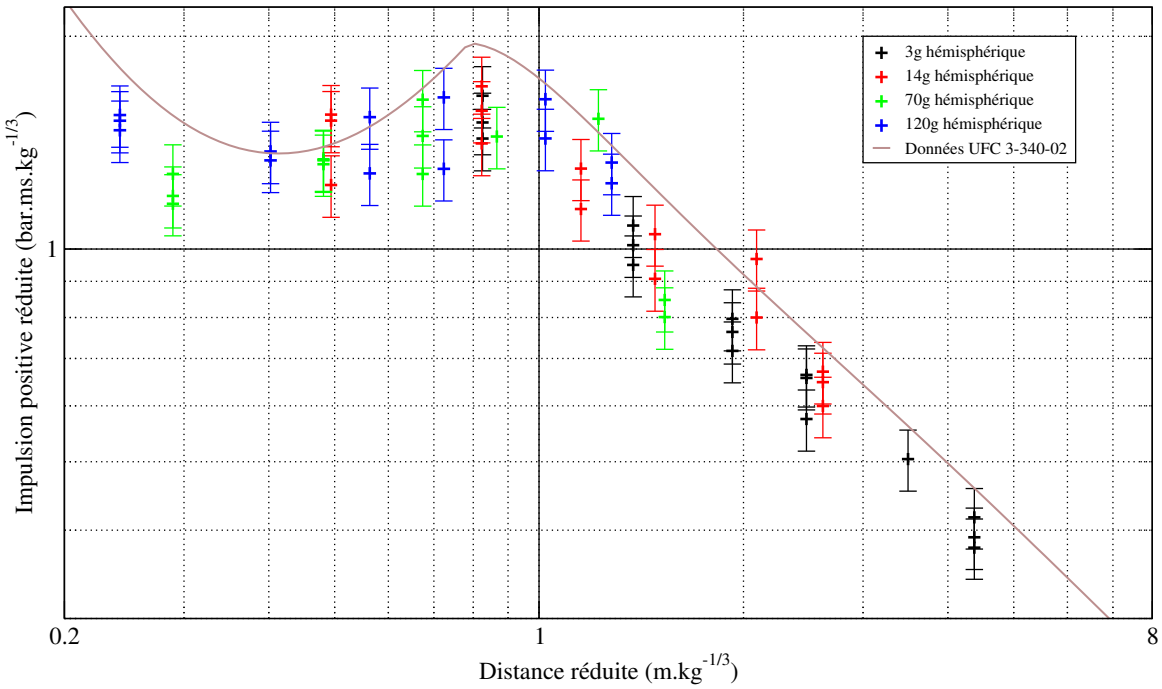

Figure 43 – Impulsions positives réduites en fonction de la distance réduite pour les tirs effectués dans l'air. Elles sont comparées aux données de l'UFC 3-340-02 [2].

L'impulsion positive réduite, qui est tracée pour les tirs dans l'air sur la Figure 43, est évaluée à partir des signaux de pression. Elle correspond à l'intégrale temporelle du signal de surpression sur toute la durée de la phase positive. Les barres d'erreurs correspondent à l'incertitude de mesure de la surpression associée aux capteurs, que l'on évalue à $\pm 10\%$. L'impulsion est plus délicate à estimer que les autres paramètres, car elle nécessite un signal peu perturbé. La moindre variation de pression, quelle que soit son origine, peut entraîner un écart sur l'estimation de l'impulsion. Cela explique en partie que, comparée aux autres paramètres, la dispersion des résultats est généralement plus grande pour l'impulsion. Cependant, une comparaison avec les données de l'UFC 3-340-02 montre, encore une fois, la bonne cohérence de nos résultats.

L'évolution de l'impulsion en fonction de la distance réduite est donc bien restituée même si la valeur reste légèrement plus faible que celle attendue. Plusieurs facteurs peuvent expliquer cette différence :

— le traitement du bruit et des variations de surpression (Fourrier, lissage) pourrait impliquer une légère sous-estimation de l'impulsion,

— l'équivalent TNT adopté, de même que l'équivalent hémisphérique/sphérique ne sont peut-être pas aussi bien adaptés à l'impulsion qu'ils ne le sont à la surpression.

Quelle que soit la raison invoquée, l'écart entre nos résultats et ceux de l'UFC est de l'ordre de 20 %, valeur comparable aux données de la littérature [53].

5.3.3.2 Onde de souffle dans la mousse aqueuse

Une fois la configuration expérimentale validée, nous avons pu passer à l'analyse des résultats de détonation dans la mousse aqueuse. La première étape fut de confirmer les lois de similitude de Hopkinson-Cranz dans la mousse. Ensuite, nous avons pu interpréter les signaux et les comparer avec ceux obtenus en détonation aérienne afin d'évaluer l'atténuation apportée par la mousse.

Analyse des résultats

La configuration expérimentale étant exactement la même, exception faite de la présence de mousse de foisonnement 60, le processus d'analyse est le même que précédemment. La surpression maximale est tracée en fonction de la distance réduite sur la Figure 44.

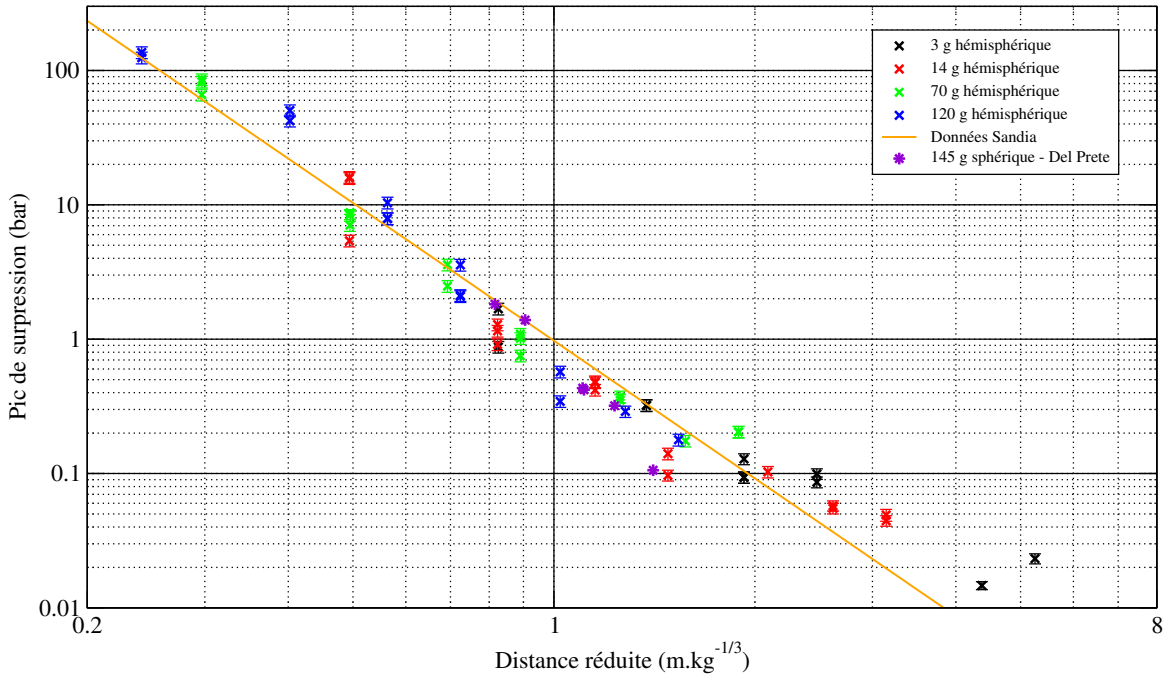

Figure 44 – Pics de surpression en fonction de la distance réduite pour les tirs effectués dans la mousse de foisonnement 60. Ils sont comparés aux données de la Sandia [29].

A l'instar des résultats aériens, la mise à échelle réduite produit un nuage continu de points pouvant être assimilé à une courbe. La loi de similitude appliquée aux pics de surpression est donc valable dans la mousse. Afin de juger de la cohérence de nos signaux, nous les avons comparés aux résultats de la Sandia. La courbe tracée en trait plein correspond à une loi empirique déduite de nombreux résultats expérimentaux obtenus par la Sandia. La corrélation de nos signaux avec cette courbe de référence est très satisfaisante. On constate un léger écart entre les deux jeux de données pour les distances réduites supérieures à 2. Les résultats de la campagne sont supérieurs à la loi empirique de la Sandia. Cependant, celle-ci a été établie pour des distances réduites comprises entre 0,6 et 2 $\mathrm{m.kg^{-1/3}}$. De plus, les parois de l'enceinte retenant la mousse induisent une réflexion de l'onde de choc qui peut

induire un pic de surpression plus élevé sur les capteurs les plus loin de la charge.
On peut également constater que le critère d'équivalence hémisphérique/sphérique est cohérent dans la mousse, si on se base sur les résultats de la Sandia ou sur les résultats en géométrie sphérique de Del Prete. Ils ont également été menés dans une mousse de foisonnement 60 avec une sphère de 145 g de plastrite.

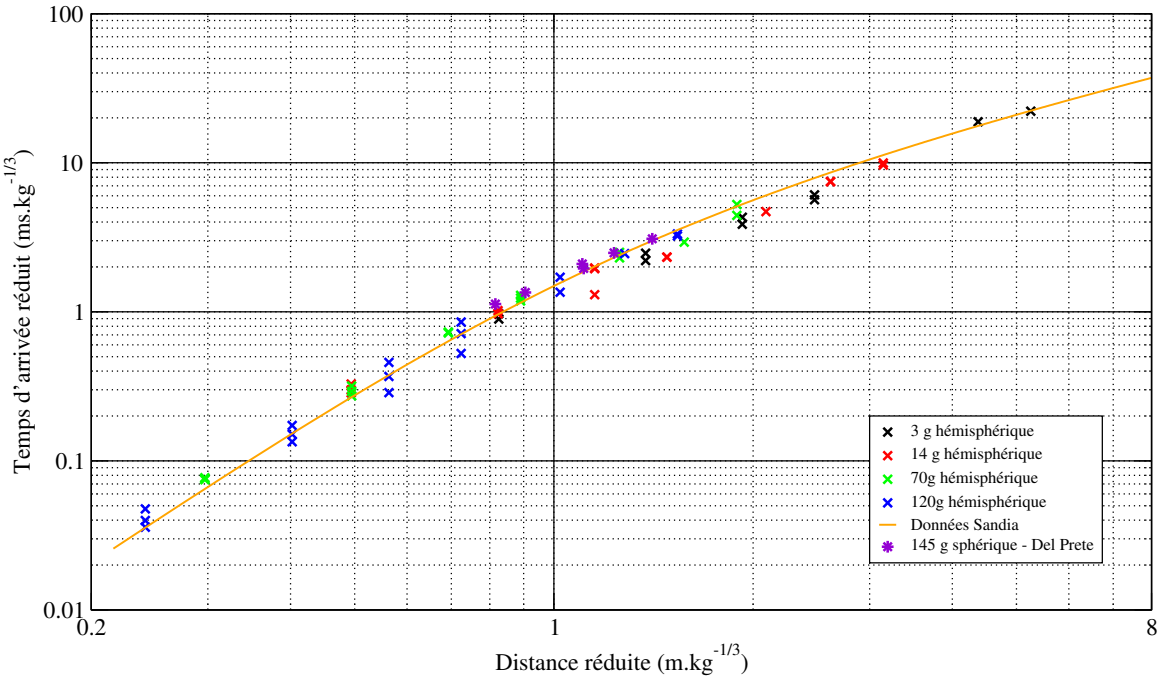

Figure 45 – Temps d'arrivée réduits en fonction de la distance réduite pour les tirs effectués dans la mousse de foisonnement 60. Ils sont comparés aux données de la Sandia [29].

De même, la similitude appliquée aux temps d'arrivée fonctionne correctement, comme on peut le voir Figure 45. Le nuage de points forme une courbe qui se superpose très bien avec les données de la Sandia et avec ceux de Del Prete. Les lois de similitudes et l'équivalence hémisphérique/sphérique, pour la surpression et le temps d'arrivée, sont donc tout à fait valables dans la mousse.
En revanche, la réduction de l'impulsion positive est moins convaincante, comme on peut le voir Figure 46. Appliquée à la mousse, la loi de similitude utilisée en configuration aérienne ne fournit pas un nuage de points continu. On obtient plusieurs courbes dont le comportement est globalement similaire, mais qui divergent en champ lointain de la charge. Cela peut être mis sur le compte de la réflexion de l'onde de choc sur la paroi de l'enceinte. La comparaison des résultats entre la détonation aérienne et celle en mousse sera cependant faite pour des charges de même masse. De plus, le calcul d'impulsion positive pour la charge de 3 g n'a pas été utilisé. En effet, le faible niveau des signaux induit une erreur trop importante sur l'impulsion et donne des valeurs inexploitables.

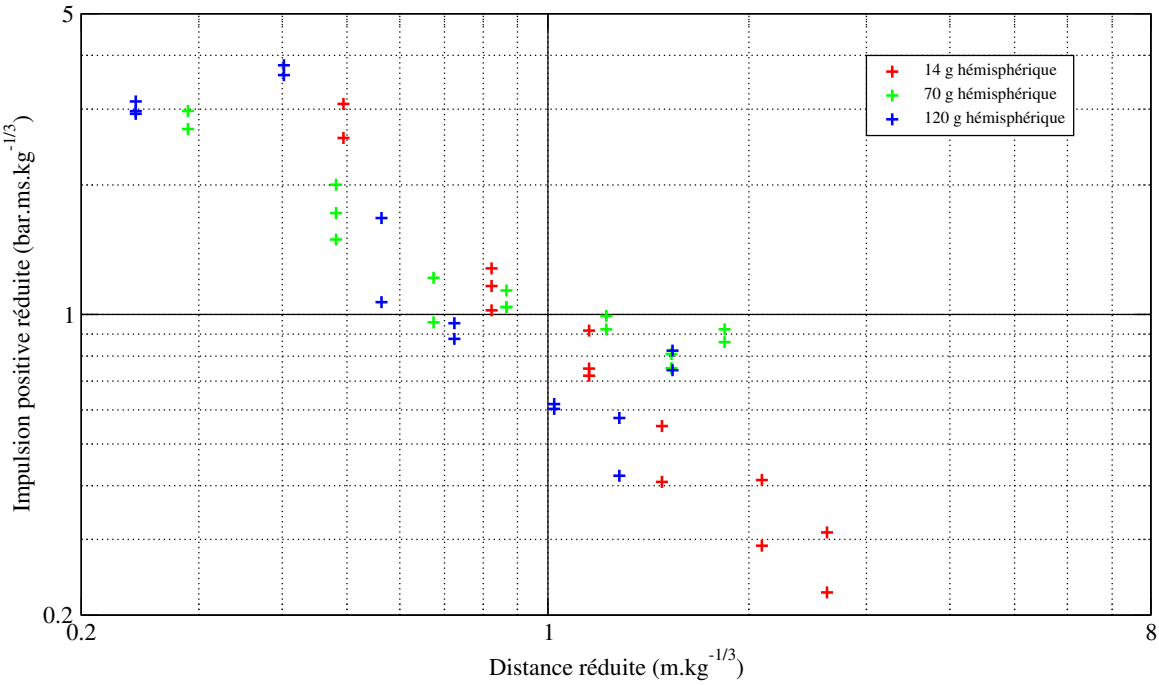

Figure 46 – Impulsions positives réduites en fonction de la distance réduite pour les tirs effectués dans la mousse de foisonnement 60.

Comparaison avec une onde de souffle aérienne

Nous nous intéressons, maintenant, à l'observation directe des effets de la mousse sur l'onde de souffle.

Le critère principal, pour évaluer l'efficacité du confinement apporté par la mousse, est l'atténuation du pic de surpression. Celui-ci est représentatif de la discontinuité de pression transmise par la détonation qui peut être très dommageable sur des biens et des personnes. L'ensemble des résultats de surpression a donc été tracé sur la Figure 47. On peut à nouveau y voir les résultats dans l'air superposés à la courbe de l'UFC 3-340-02 ainsi que les résultats dans la mousse comparés aux données de la Sandia. Les symboles + représentent les tirs dans l'air et les $\times$ ceux dans la mousse. Le code couleur exprime les différentes masses d'explosif utilisées.

On peut nettement observer la différence entre les résultats obtenus dans l'air et dans la mousse. En effet, la surpression dans l'air est clairement supérieure à celle mesurée dans la mousse. A proximité de la charge, les surpressions semblent supérieures dans la mousse par rapport à celles constatées dans l'air. Cela est justifié par le fait que la mousse est un milieu d'impédance acoustique supérieure à celle de l'air. Cependant, le milieu diphasique va freiner l'onde de choc qui va être ainsi rattrapée plus rapidement par les ondes de détente. Ainsi, en s'éloignant de la charge ce phénomène va favoriser la décroissance de la surpression. Nous obtenons alors une atténuation d'un facteur 10 à une distance réduite de 1 $\mathrm{m.kg^{-1/3}}$.

La décélération de l'onde de choc est expliquée par la différence importante de vitesse du son entre

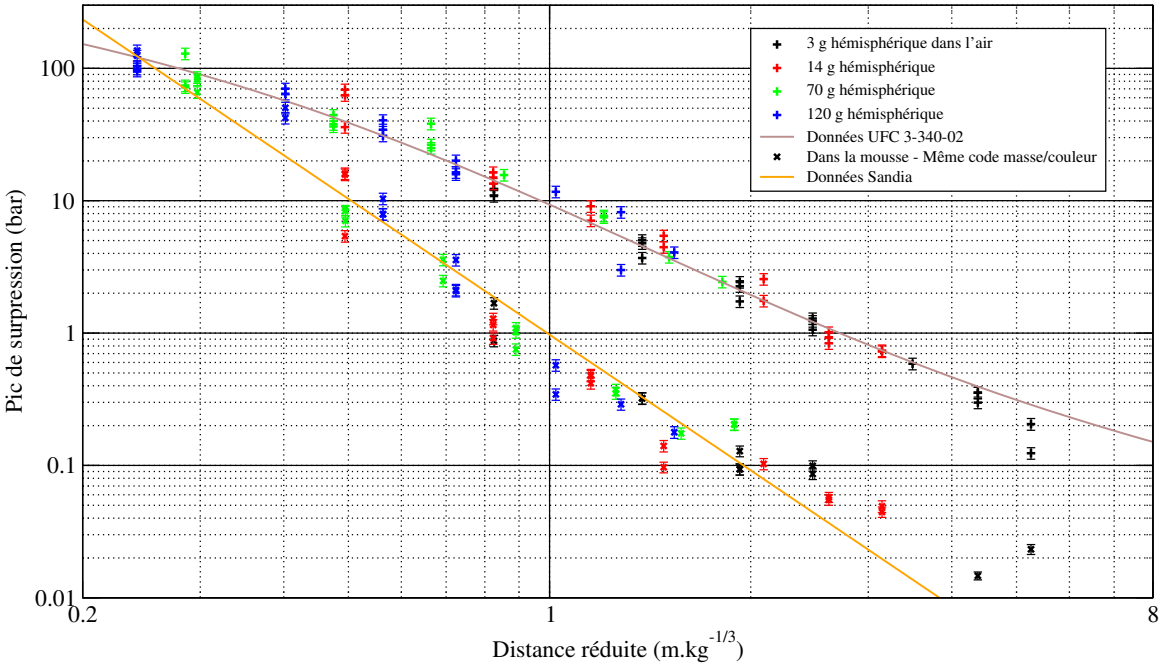

Figure 47 – Pics de surpression en fonction de la distance réduite pour l'ensemble des essais dans l'air (+) et dans la mousse de foissonnement 60 (x). Ils sont comparés aux données de l'UFC 3-340-02 [2] et de la Sandia [29].

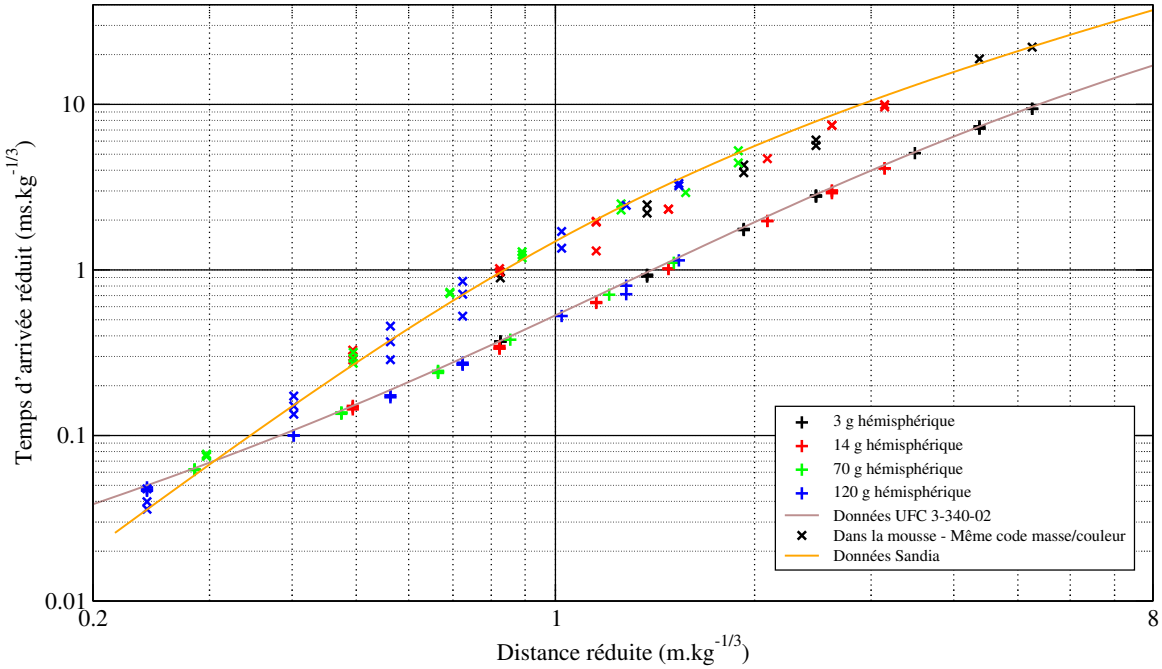

Figure 48 – Temps d'arrivée réduits en fonction de la distance réduite pour l'ensemble des essais dans l'air (+) et dans la mousse de foisonnement 60 (x). Ils sont comparés aux données de l'UFC 3-340-02 [2] et de la Sandia [29].

les deux milieux. En effet, elle peut être estimée dans un milieu diphasique par une loi de Wood (Equation 4.1).

Pour un mélange d'air et d'eau, nous constatons ainsi une très forte décroissance de la vitesse du son dès que la fraction volumique d'eau augmente. Cela implique que les ondes de choc vont être très fortement ralenties dans la mousse. C'est ce que l'on peut observer sur la Figure 48 qui affiche l'ensemble des temps d'arrivée réduits de la campagne expérimentale. Les codes symboles et couleurs sont les mêmes que pour la Figure 47. L'UFC 3-340-02 et les courbes de la Sandia sont à nouveau utilisées comme référence. Il est net que les temps d'arrivée de l'onde de souffle sont plus tardifs dans la mousse.

L'impulsion positive est également un critère déterminant dans l'évaluation d'une onde de souffle. Elle est, particulièrement, représentative des dommages infligés aux structures solides. Comme expliqué précédemment, la similitude en impulsion dans la mousse ne paraît pas pertinente. Nous comparons donc sur les Figures 49, 50 et 51 l'impulsion positive des ondes aériennes et diphasiques pour les masses de 14, 70 et 120 g. Ces trois graphes mettent en évidence qu'en zone proche de la charge, l'impulsion positive dans la mousse est largement supérieure par rapport à celle dans l'air. Cependant, ce comportement a tendance à s'inverser lorsque l'on s'éloigne de la charge. Nous parvenons ainsi à diminuer en moyenne l'impulsion positive d'un facteur 2 pour une distance réduite de 1 $\mathrm{m.kg^{-1/3}}$. L'augmentation de l'impulsion, visible sur la septième série de capteurs (lorsqu'ils ont pu être exploités), est probablement due à la réflexion de l'onde de compression sur la paroi de l'enceinte. Les parois n'étant pas présentes pour les tirs dans l'air, ce phénomène n'y apparait pas.

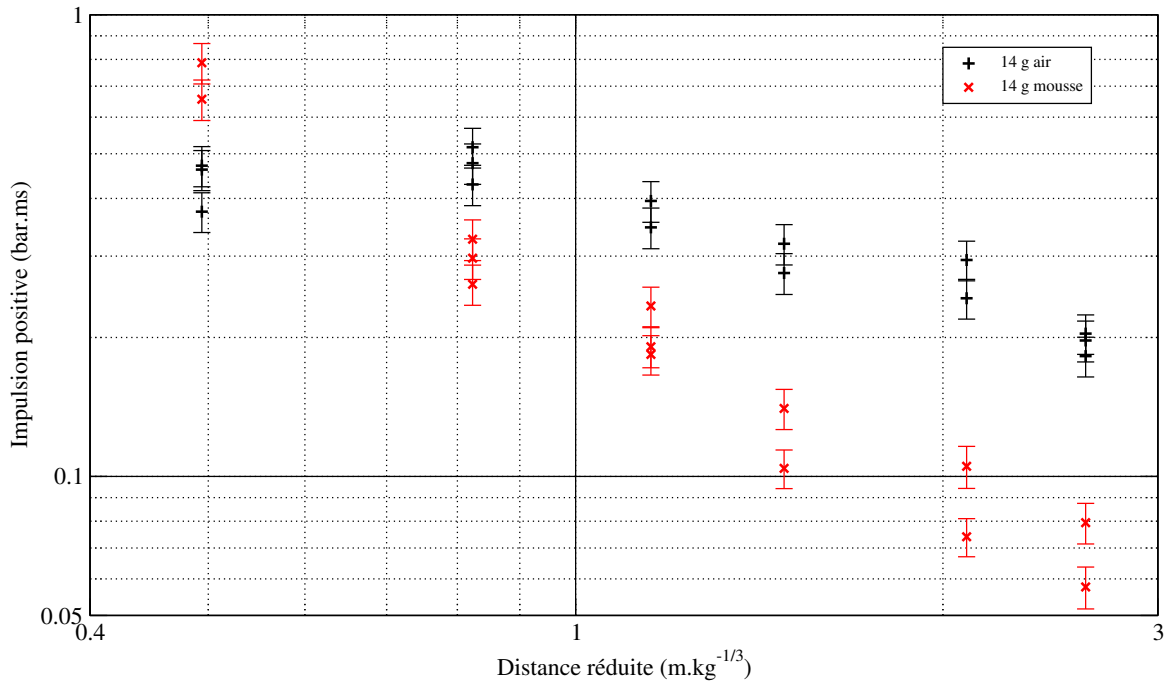

Figure 49 – Impulsion positive en fonction de la distance réduite dans l'air et dans la mousse de foisonnement 60 pour une charge de 14 g.

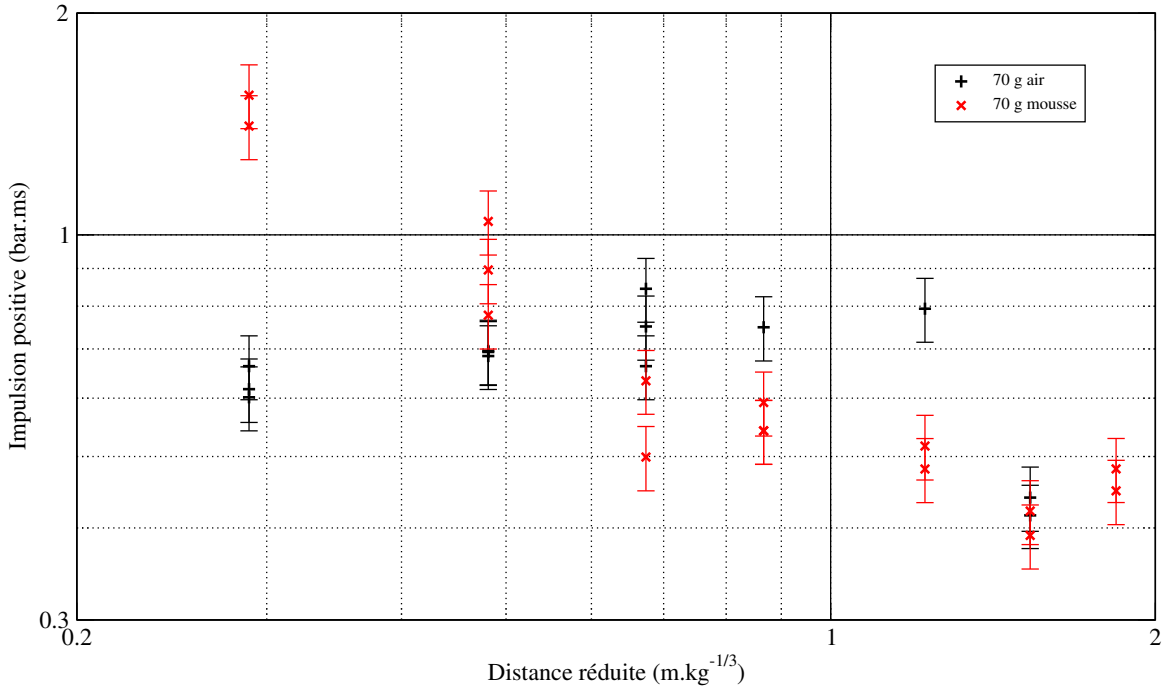

Figure 50 – Impulsion positive en fonction de la distance réduite dans l'air et dans la mousse pour des charges de 70 g

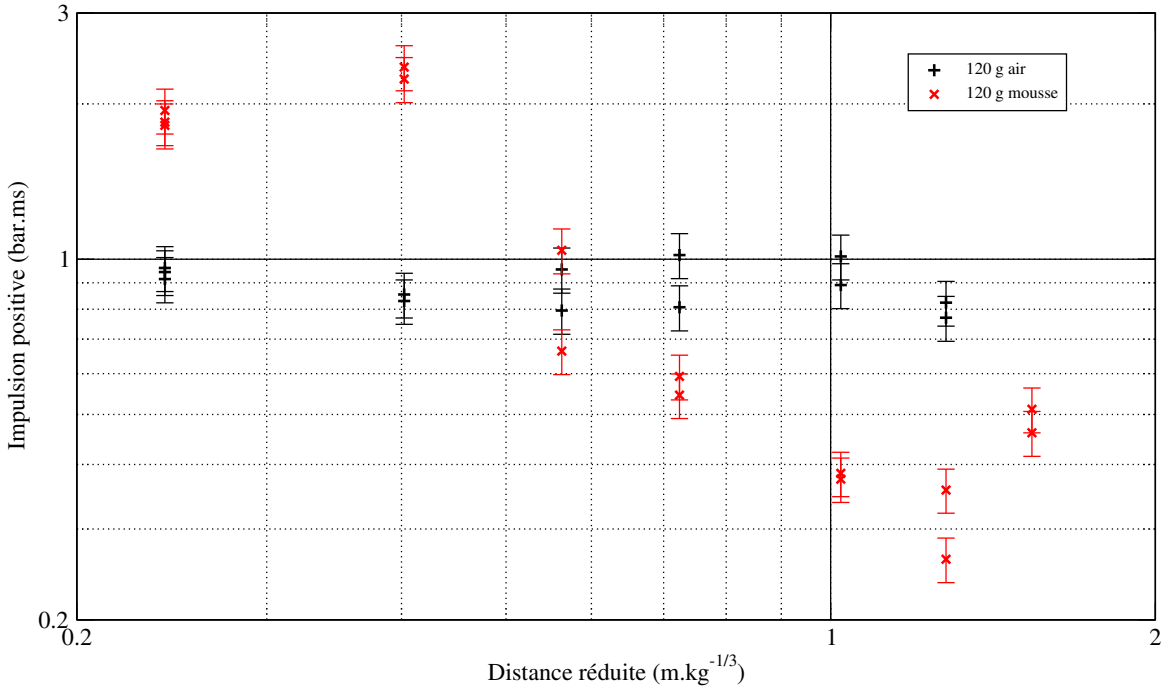

Figure 51 – Impulsion positive en fonction de la distance réduite dans l'air et dans la mousse pour des charges de 120 g

5.3.3.3 Influence du foisonnement

Le principal critère utilisé pour caractériser une mousse aqueuse générée est son foisonnement (cf. eq. (5.1) en 5.3.1). Il a déjà été observé lors de précédents tirs en mousse aqueuse que plus le foisonnement est bas, plus l'atténuation du pic de surpression est importante. Nous avons cependant désiré quantifier l'influence du foisonnement dans notre configuration sur les critères de surpression maximale et d'impulsion positive.

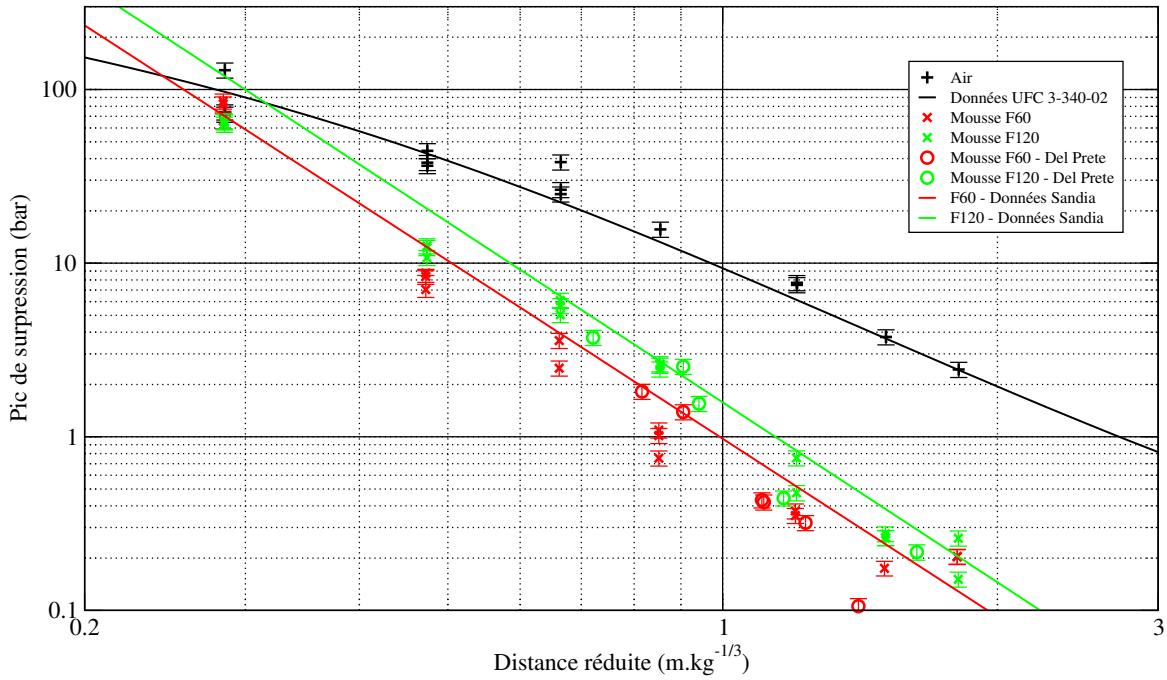

Figure 52 – Pics de surpression en fonction de la distance réduite pour une détonation aérienne et dans les mousses de foisonnement 60 et 120. Ils sont comparés aux données de l'UFC 3-340-02 [2] et de la Sandia [29] ainsi qu'aux résultats de Del Prete [58].

Sur la Figure 52, sont tracées les données expérimentales et de référence obtenues pour les tirs d'une charge hémisphérique de 70 g. On observe des différences de surpression maximale entre le cas aérien, celui dans la mousse de foisonnement 60 et celui dans la mousse de foisonnement 120. Sur ce graphe ont été ajoutées des données expérimentales venant des expériences de Del Prete. Nous constatons une différence notable entre les deux foisonnements : les surpressions obtenues en foisonnement 120 sont plus importantes que celles obtenues en foisonnement 60 sur l'ensemble des distances réduites. Cependant, nous pouvons remarquer que l'écart entre les foisonnements 60 et 120 (qui est d'environ + 70 %) est du second ordre face à l'écart entre le foisonnement 60 et l'aérien (qui est d'environ + 1000 %) à une distance réduite de 1 $\mathrm{m.kg^{-1/3}}$. Nous remarquons également un accord toujours bon entre les données expérimentales et les données de référence, mais aussi une bonne correspondance entre les résultats des deux campagnes expérimentales conduites au CEA.
Si l'on s'intéresse maintenant à la Figure 53 sur laquelle sont tracées les impulsions positives, on peut

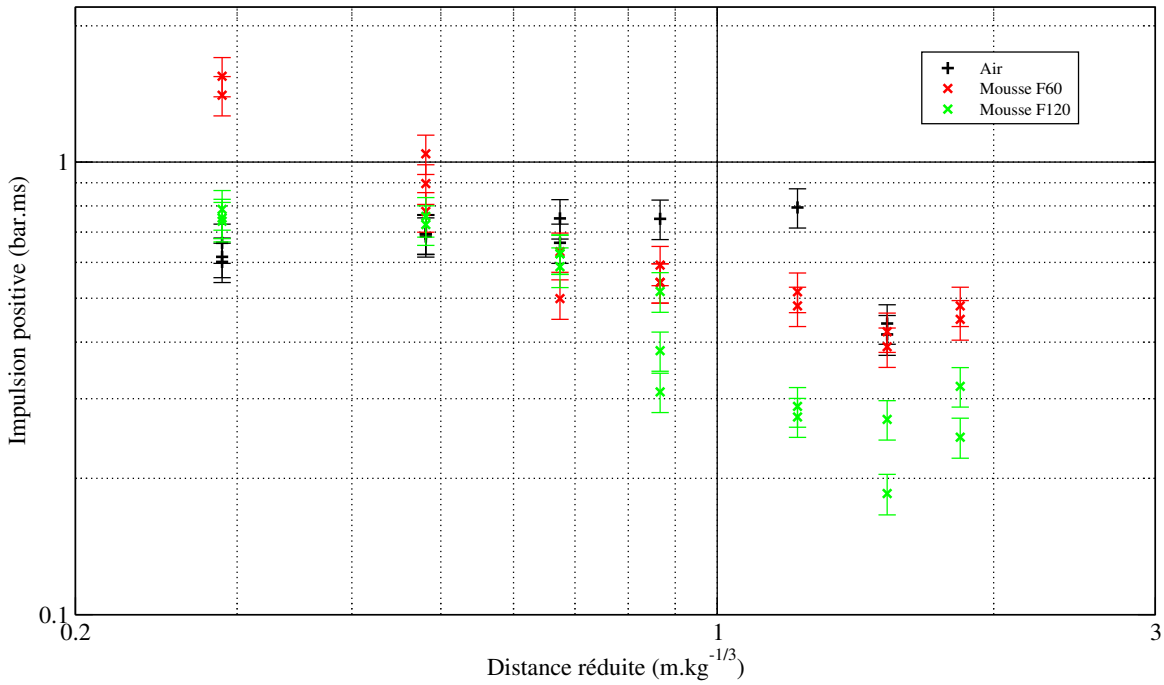

Figure 53 – Impulsion positive en fonction de la distance réduite pour une détonation aérienne et dans les mousses de foisonnement 60 et 120 d'une charge de 70 g.

à nouveau remarquer des divergences entre les deux foisonnements. Bien que la tendance par rapport à l'air soit la même pour les deux foisonnements (l'impulsion est supérieure près de la charge, mais inférieure loin de la charge), on constate une impulsion positive pour le foisonnement 120 globalement inférieure à celle mesurée en foisonnement 60. Ainsi, en champ proche de la charge, l'impulsion positive est proche de celle observée en détonation aérienne alors qu'en s'éloignant de la charge on divise cette impulsion par environ un facteur 2. La réflexion de l'onde sur la paroi semble être observée sur la dernière série de capteurs, également dans le cas du foisonnement 120.
Nous pouvons donc conclure à un impact notable du foisonnement sur le confinement d'une détonation. D'un côté la surpression est mieux atténuée avec un faible foisonnement et d'un autre l'impulsion positive est mieux atténuée par un haut foisonnement. Il serait donc judicieux d'un point de vue opérationnel d'évaluer le meilleur compromis entre surpression et impulsion afin de choisir le foisonnement qui remplirait au mieux l'ensemble des objectifs de confinement.

5.3.3.4 Influence d'un volume d'exclusion entre la charge et la mousse

Comme indiqué au §5.3.1, certains essais ont été réalisés avec un dôme d'air recouvrant la charge. Pour la charge de 70 g, nous avons testé deux dômes de rayons 150 mm et 250 mm. La taille des dômes a été choisie à partir de plusieurs critères, le principal étant la facilité d'intégration dans le montage. Cependant, il a été calculé qu'une charge de 70 g de Formex nécessitait 52 L d'air pour dé-

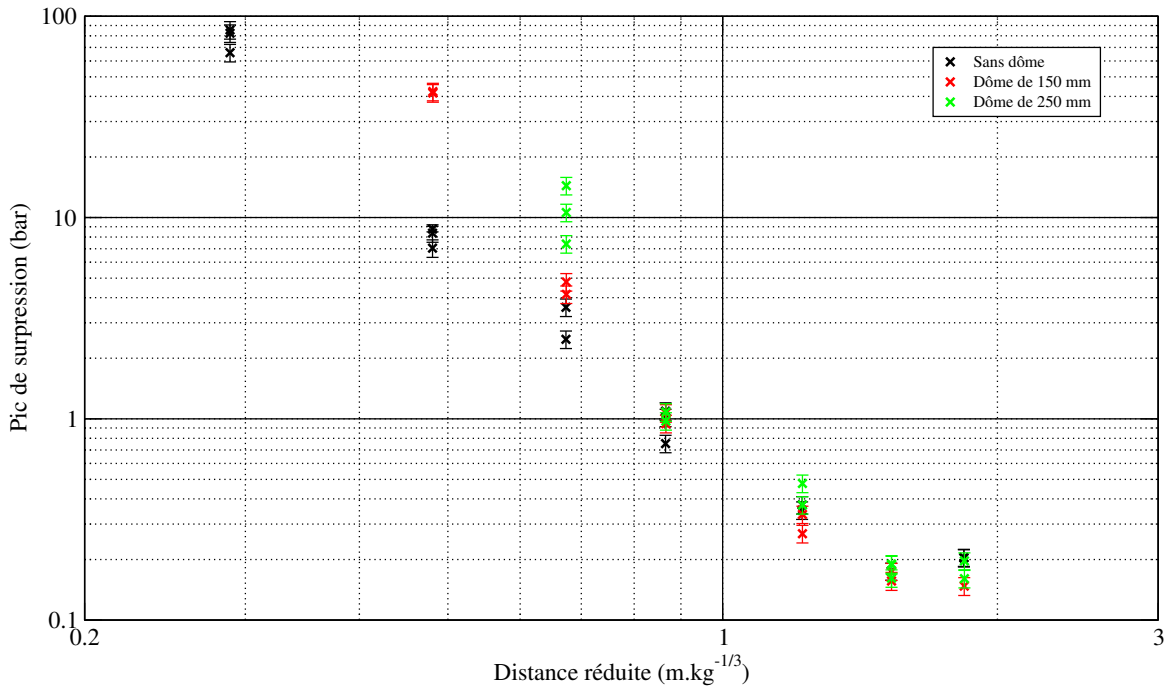

Figure 54 – Pics de surpression en fonction de la distance réduite pour différentes tailles de dômes recouvrant une charge hémisphérique de 70 g afin de l'sioler de la mousse de foisonnement 60.

toner avec une postcombustion complète (tout le CO contenu dans les produits de détonation s'oxyde en CO_2). En conséquence, les tirs avec un volume d'exclusion nous permettent de comparer des détonations à très faible postcombustion (dans la mousse), avec postcombustion à 15 % et avec postcombustion à 61 %. Afin de comparer ces différentes configurations, nous avons analysé deux grandeurs : le pic de surpression et l'impulsion. La présence d'une zone d'air implique, pour une distance donnée, une quantité de mousse traversée par l'onde de souffle plus faible et donc une atténuation moindre. Le cas du tir de 14 g avec le dôme de 150 mm n'est pas présenté ici mais conduit aux mêmes conclusions que les cas avec 70 g.

Le pic de surpression étant notre principal critère d'atténuation, nous l'utilisons tout de même pour la comparaison tracée sur la Figure 54. Tous les points tracés correspondent à des mesures effectuées dans la mousse donc après le volume d'exclusion éventuel. Cela explique l'absence de points sur les premiers capteurs des tirs avec dôme. Nous pouvons voir que, conformément à ce que nous avions imaginé, la surpression maximale est supérieure dans les cas avec dôme sur les premiers points. En outre, plus le dôme est grand, plus la surpression est élevée. Cependant, plus on s'éloigne de la charge, plus l'atténuation par la mousse a tendance à effacer cette différence. Nous constatons effectivement que sur les derniers capteurs, toutes les mesures sont confondues. Nous pouvons conclure que la présence d'un dôme sur la charge à confiner n'a pas d'impact sur la surpression, sous réserve d'une épaisseur de mousse suffisante derrière le volume d'exclusion.

En détonation aérienne, la postcombustion apporte une augmentation notable sur l'impulsion positive.

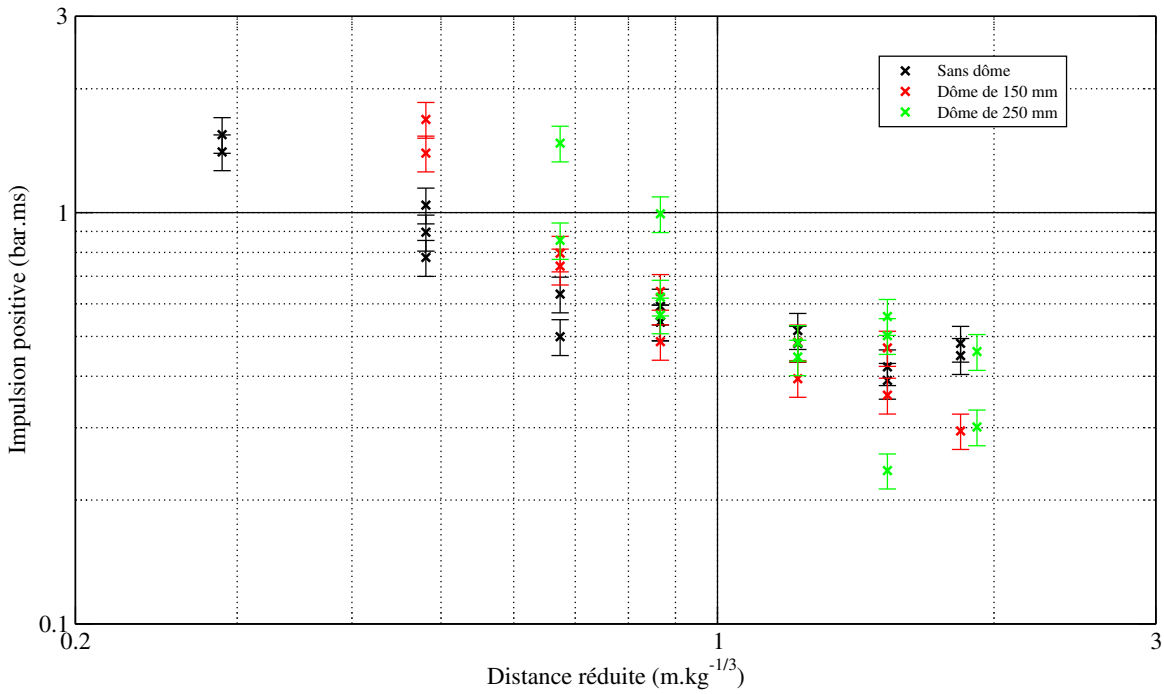

Figure 55 – Impulsion positive en fonction de la distance réduite pour différentes tailles de dômes recouvrant une charge hémisphérique de 70 g

Il est donc intéressant d'en observer les effets avec un confinement. De plus, de la même manière que pour la surpression, le manque de mousse induit par la présence de l'exclusion va diminuer l'atténuation apportée par le confinement aqueux. Nous observons les différences d'impulsions positives sur la Figure 55. Une fois encore, les points tracés ont été acquis dans la mousse, après le volume d'exclusion éventuel. Les observations sont les mêmes que pour la surpression. Nous avons une différence notable entre les configurations lorsque l'on se place à proximité de la charge ou du dôme. L'impulsion est plus importante pour un dôme plus grand. En revanche, lorsque l'on s'éloigne de la charge, l'impulsion positive devient équivalente pour l'ensemble des configurations. L'atténuation par la mousse gomme ainsi les différences initialement observées.
La conclusion de ces essais est donc que l'impact d'un dôme sur une charge à confiner est minime en termes d'effets de pression, à condition d'avoir une quantité de mousse suffisante et une zone d'exclusion acceptable. Il serait intéressant de compléter ces résultats par de nouveaux essais afin d'explorer les limites de nos conclusions. Il serait alors judicieux d'utiliser un explosif à forte postcombustion, afin d'en maximiser les effets.

5.3.3.5 Mesure effectuée à l'extérieur du confinement aqueux

Comme expliqué au §5.3.1, un capteur de pression incidente, le Pi20, a été placé en dehors du confinement, au-dessus de la mousse. Cela permet d'enregistrer, à l'extérieur du confinement, la surpression

de l'onde de souffle confinée. Étant donnée la position du capteur, l'onde enregistrée aura parcouru 1,06 m de mousse et 0,33 m d'air. On ne peut donc plus utiliser les paramètres réduits pour comparer les différents résultats puisque ceux-ci sont valables pour un seul milieu de propagation. Nous pouvons cependant comparer chacune des charges explosives tirée dans l'air avec son pendant tirée dans la mousse.

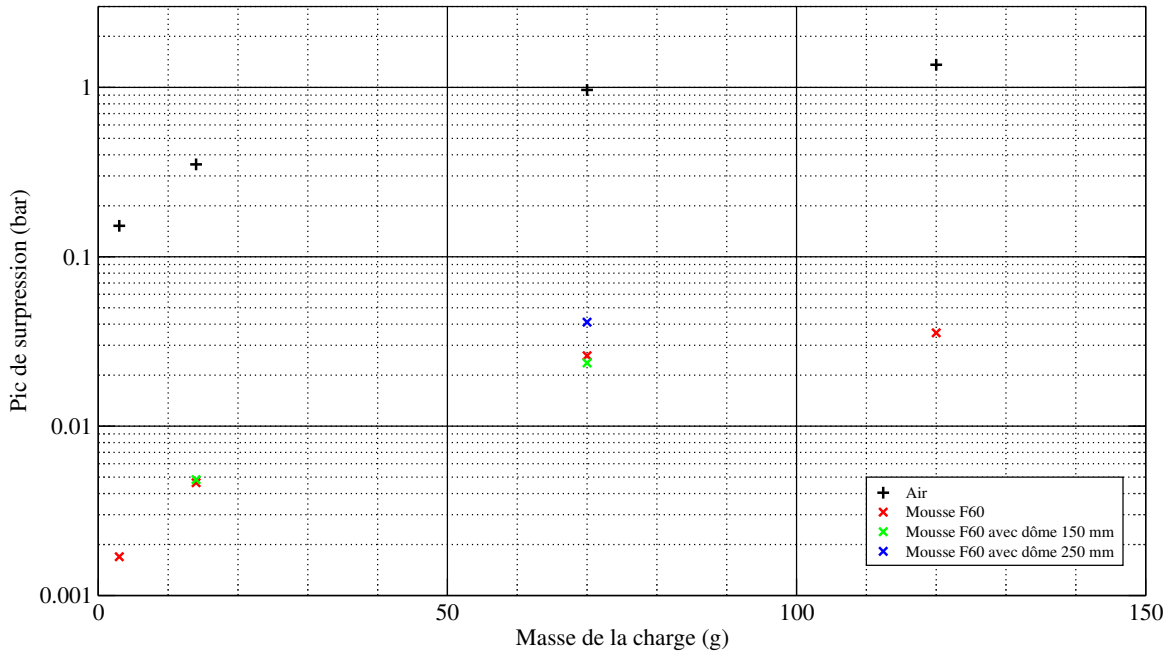

Figure 56 – Pics de surpression relevés par le Pi20 en fonction de la masse de la charge hémisphérique en détonation aérienne ou confinée.

La Figure 56 représente les différents pics de surpression enregistrés par le Pi20 en fonction de la masse de l'hémisphère de Formex. Les résultats obtenus avec les zones d'exclusion sont également tracés sur ce graphe. Cette mesure confirme largement les conclusions faites jusque là, à savoir l'atténuation drastique du pic de surpression. On constate également que plus la masse d'explosif est faible, plus l'atténuation est efficace. En effet, la quantité de mousse étant fixe, les faibles masses bénéficient d'un confinement plus efficace, ce qui confirme les résultats de Raspet *et al.* [62]. On retrouve directement dans cette observation l'intérêt des paramètres réduits. La Figure 56 reflète également le fait que les exclusions mises en place sur certains tirs ont peu d'influence sur l'atténuation du pic de surpression.

La Figure 57 représente les différentes impulsions positives enregistrées par le Pi20 en fonction de la masse de l'explosif. Les résultats obtenus avec les zones d'exclusion sont également tracés sur ce graphe. Cette mesure confirme les conclusions établies quant à l'atténuation de l'impulsion positive. Elle les améliore même puisque l'on peut constater une atténuation de l'ordre de la décade pour l'ensemble des tirs, là où l'on constatait une division par 2 du niveau d'impulsion en extrémité de

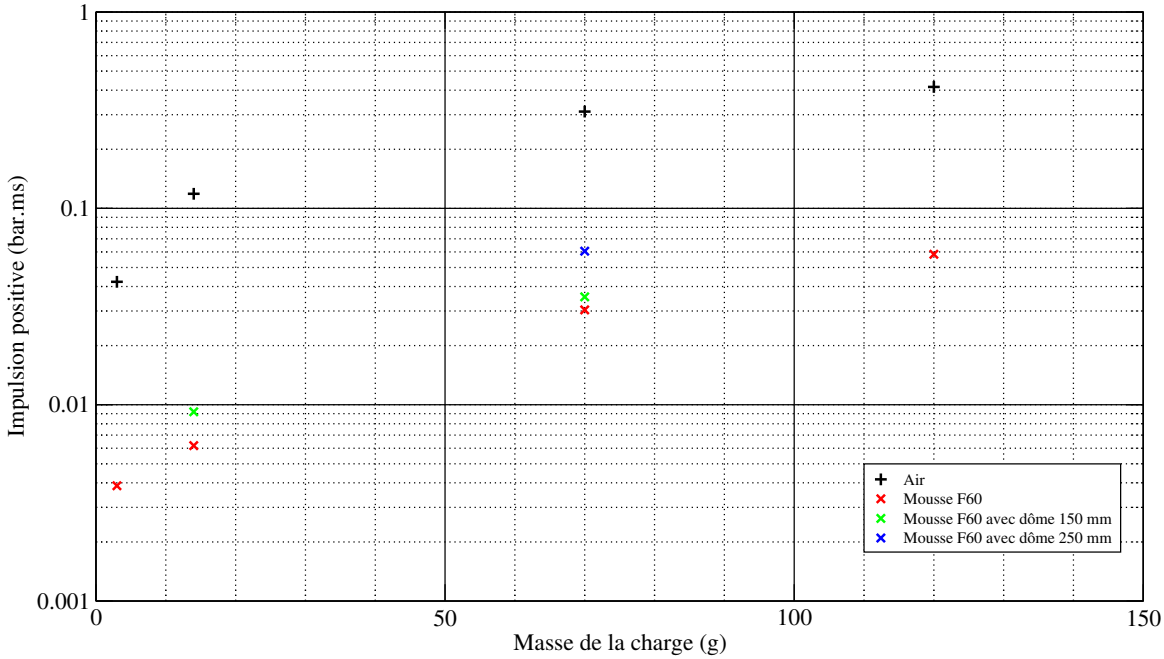

Figure 57 – Impulsion positive relevée par le Pi20 en fonction de la masse de la charge hémisphérique en détonation aérienne ou confinée

confinement. Cependant, on remarque une influence notable des zones d'exclusion sur l'impulsion positive, bien que mineure devant l'atténuation par rapport à l'air.

5.3.4 Modélisation numérique

La campagne expérimentale *Petite Échelle* offre une riche base de données sur l'atténuation d'une onde de souffle par la mousse aqueuse. Les profils et les différentes valeurs des caractéristiques des ondes de souffle acquises font l'objet d'une comparaison avec les résultats numériques sur une grande variété de paramètres et de configurations. Les résultats dans l'air permettent de vérifier le code dans sa configuration sphérique ainsi que l'équation d'état JWL adoptée pour le Formex. Les résultats dans la mousse servent à valider les différentes lois constitutives pilotant l'écoulement diphasique.
Le code numérique est utilisé dans sa configuration 1D sphérique. Les paramètres de la loi JWL pilotant les gaz de détonation sont donnés Tableau 3. L'expérience est modélisée par une charge explosive sphérique de masse 1,8 fois celle de l'hémisphère expérimental, afin de respecter l'hypothèse d'équivalence hémisphérique/sphérique établie §5.3.3.1. En effet, l'équivalent TNT de la Pentrite est estimé à 1,34 selon la cinétique chimique de détonation de Cooper [16]. Le Formex étant composé à 89% de Pentrite, on considérera que son équivalent TNT est $k_{TNT} = 0,89 \times 1,34 = 1,16$. D'après l'Équation 5.6, on a $k_{hs/sph} = 2/k_{TNT} = 1,8$.

5.3.4.1 Onde de souffle aérienne

La modélisation de la propagation d'une onde de souffle dans l'air permet de vérifier que le code restitue la dynamique des ondes de souffle dans l'air. De plus, ces résultats nous renseignent sur la modélisation des produits de détonation par l'équation d'état JWL. En effet, le terme source énergétique est primordial puisqu'il conditionne la restitution des profils de surpression. On rappelle que l'air ambiant est modélisé comme un gaz parfait à 1 bar et à 20 °C.
La Figure 58 présente les profils de pression expérimentaux et simulés correspondant à la détonation d'une charge hémisphérique de 70 g. Seuls les quatre premiers capteurs sont tracés. La simulation est recalée temporellement sur le capteur n° 1. Globalement, on constate une bonne corrélation entre les signaux expérimentaux et numériques. Les pics de surpression et les temps d'arrivée de l'onde sont très bien restitués pour tous les capteurs. Seule la vitesse de montée en pression semble s'affaisser un peu au cours de la propagation du choc dans l'air. Ce phénomène est lié à la diffusion numérique qui a lieu lors de la modélisation.
Ce type de simulation a été mené pour toutes les masses testées dans l'air. Les caractéristiques des profils simulés sont comparées avec celles des profils expérimentaux.
La Figure 59 présente l'ensemble des valeurs des pics de surpression simulés et expérimentaux. Les quatre masses testées sont représentées. Globalement, la modélisation numérique est en bon accord avec les résultats expérimentaux. Les pics de surpression sont bien restitués dans l'air bien que correspondant plutôt aux valeurs expérimentales basses. On constate également une bonne correspondance entre les courbes issues du code numérique et la courbe extraite de l'UFC-3-340-02 [2], malgré un

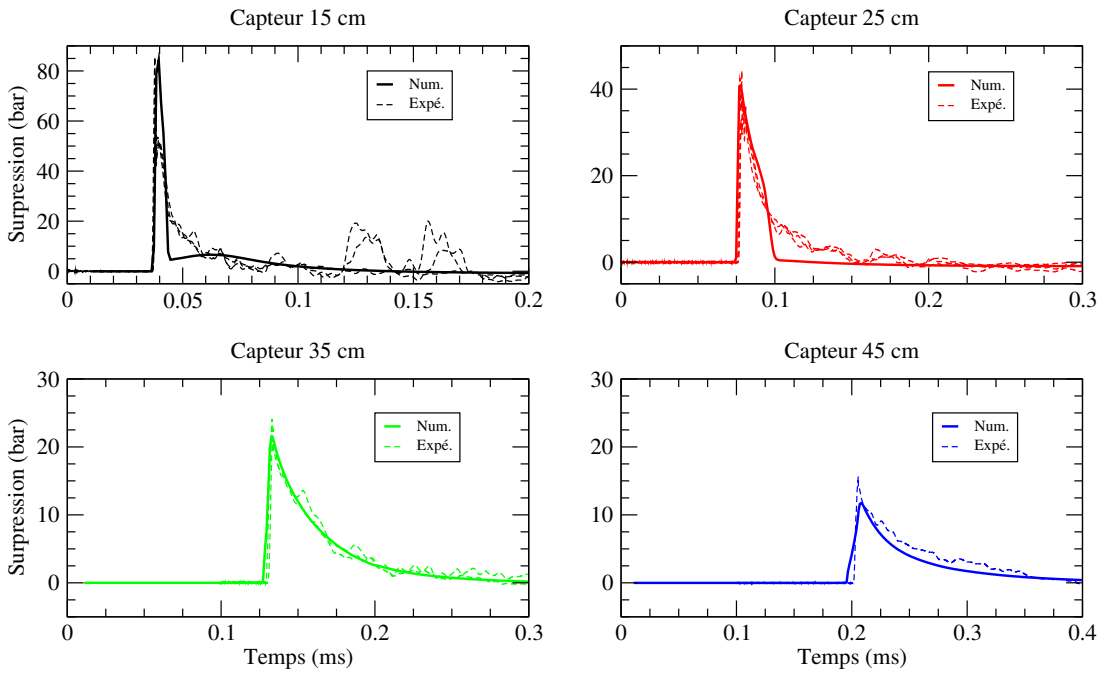

Figure 58 – Comparaison des profils de surpression expérimentaux (en noir) et numériques (en rouge) de la détonation d'une charge hémisphérique de 70 g dans l'air.

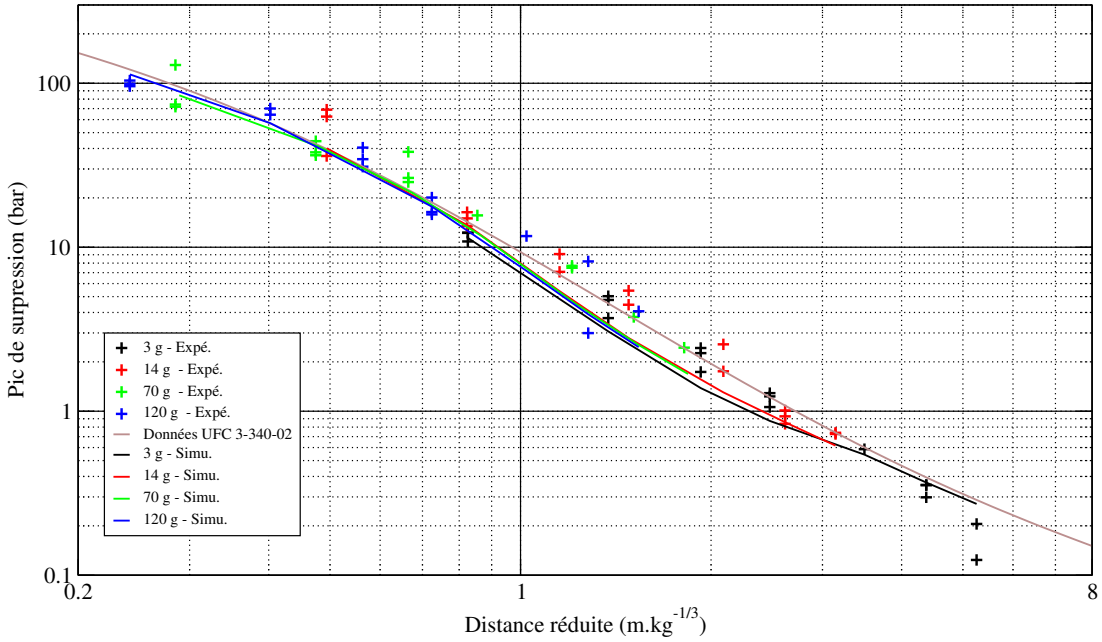

Figure 59 – Comparaison des surpressions maximales issues des profils expérimentaux (croix) et numériques (traits continus) en fonction de la distance réduite pour tous les tirs effectués dans l'air. Ils sont comparés aux résultats de l'UFC-3-340-02 [2].

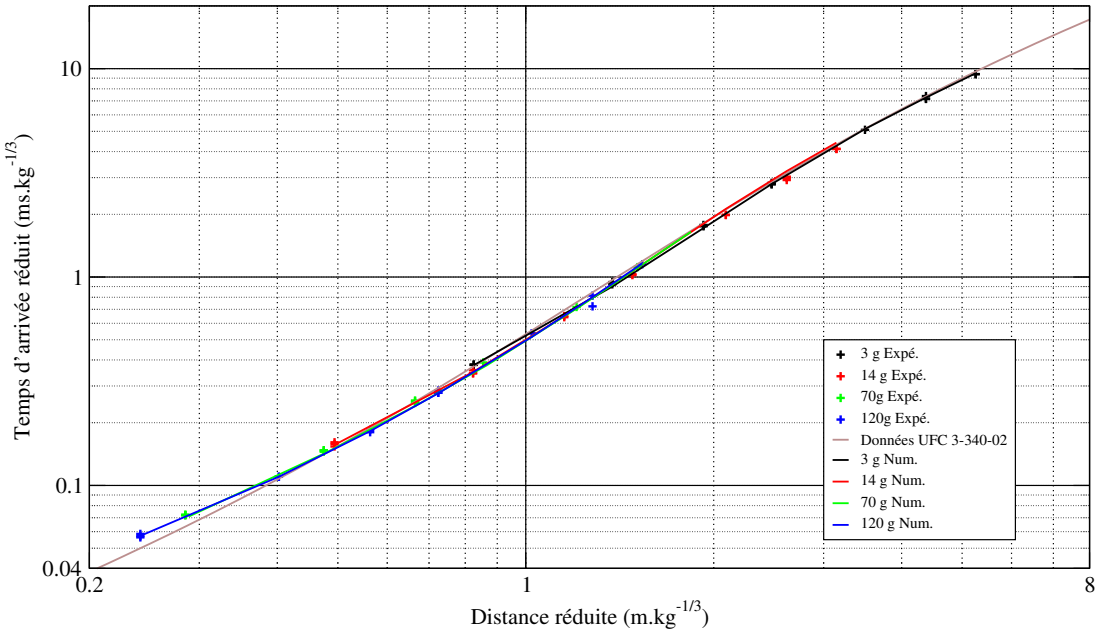

Figure 60 – Comparaison des temps d'arrivée réduits issus des profils expérimentaux (croix) et numériques (traits continus) en fonction de la distance réduite pour tous les tirs effectués dans l'air. Ils sont comparés aux résultats de l'UFC-3-340-02 [2].

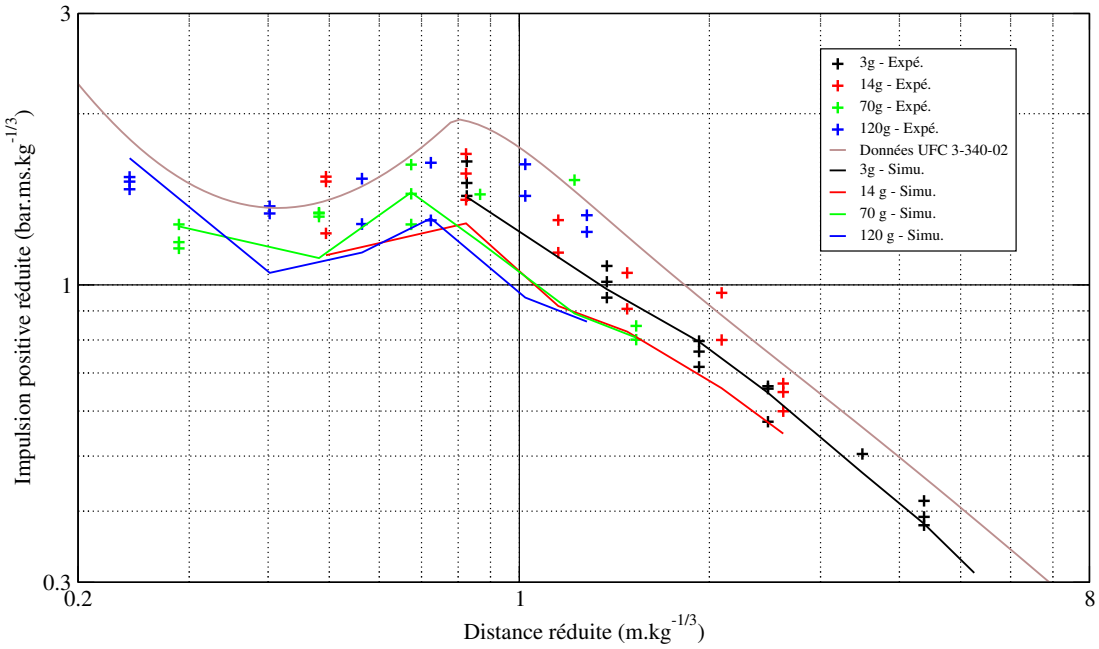

Figure 61 – Comparaison des impulsions positives réduites issues des profils expérimentaux (croix) et numériques (traits continus) en fonction de la distance réduite pour tous les tirs effectués dans l'air. Elles sont comparées aux résultats de l'UFC-3-340-02 [2].

léger écart entre 1 et 4 $\mathrm{m.kg^{-1/3}}$.
La Figure 60 présente l'ensemble des valeurs des temps d'arrivée simulés et expérimentaux. Les quatre masses testées sont représentées. De la même manière que pour les profils de pression, on fait correspondre les temps d'arrivée simulé et expérimentaux du premier capteur. Globalement, la modélisation numérique est en bon accord avec les résultats expérimentaux. Les temps d'arrivée sont très bien restitués dans l'air sur toute la gamme de distances réduites testée. On constate également une bonne correspondance entre les courbes issues du code numérique et la courbe extraite de l'UFC-3-340-02, malgré un léger écart avant 0.4 $\mathrm{m.kg^{-1/3}}$ permettant de mieux restituer les valeurs expérimentales.
La Figure 61 présente l'ensemble des valeurs des impulsions positives simulées et expérimentales. Les quatre masses testées sont représentées. Globalement, l'impulsion positive issue de la modélisation numérique est légèrement inférieure aux résultats expérimentaux mais respecte bien le profil d'évolution en fonction de la distance réduite. On constate également que les courbes issues du code numérique sont légèrement inférieures à la courbe extraite de l'UFC-3-340-02 avec un écart constant quelle que soit la distance réduite.
La modélisation de la transmission d'une onde de souffle sphérique dans l'air par le code numérique que nous avons développé est très convaincante. L'ensemble des caractéristiques définissant l'onde de souffle est bien restitué et l'équation d'état JWL utilisée pour modéliser les gaz de détonation semble adaptée. Seule l'impulsion positive semble légèrement sous-estimée dans l'air. Les simulations numériques permettent de restituer les lois de similitude d'Hopkinson-Cranz pour les pics de surpression, les temps d'arrivée et les impulsions positives.

5.3.4.2 Onde de souffle dans la mousse aqueuse

La modélisation des expériences mettant en jeu de l'explosif solide et de la mousse aqueuse, va faire appel à tous les modèles et lois constitutives du code numérique. Les expériences *Petite Échelle* font donc appel aux échanges thermiques, de masse et de quantité de mouvement. Au travers des différents cas traités, nous allons démontrer la capacité du code à restituer les expériences. Pour toutes les simulations en foisonnement 60, le rayon de gouttelettes imposé est de 43 $\mu\mathrm{m}$. On rappelle qu'il est déterminé selon l'hypothèse de rupture de la mousse, décrite au §2.2.2.
La Figure 62 présente les profils de surpression numériques et expérimentaux de la détonation d'une charge hémisphérique de 70 g dans une mousse aqueuse de foisonnement 60. Tous les signaux exploitables des capteurs expérimentaux (jusqu'à trois) à une même position ont été représentés.
Globalement, on constate une bonne restitution des signaux de surpressions, tant sur les pics de surpression que sur la forme des profils. La vitesse de montée en pression est bien restituée, de même que les détentes qui, comparées à celles des simulations précédemment observées, sont très convenables.

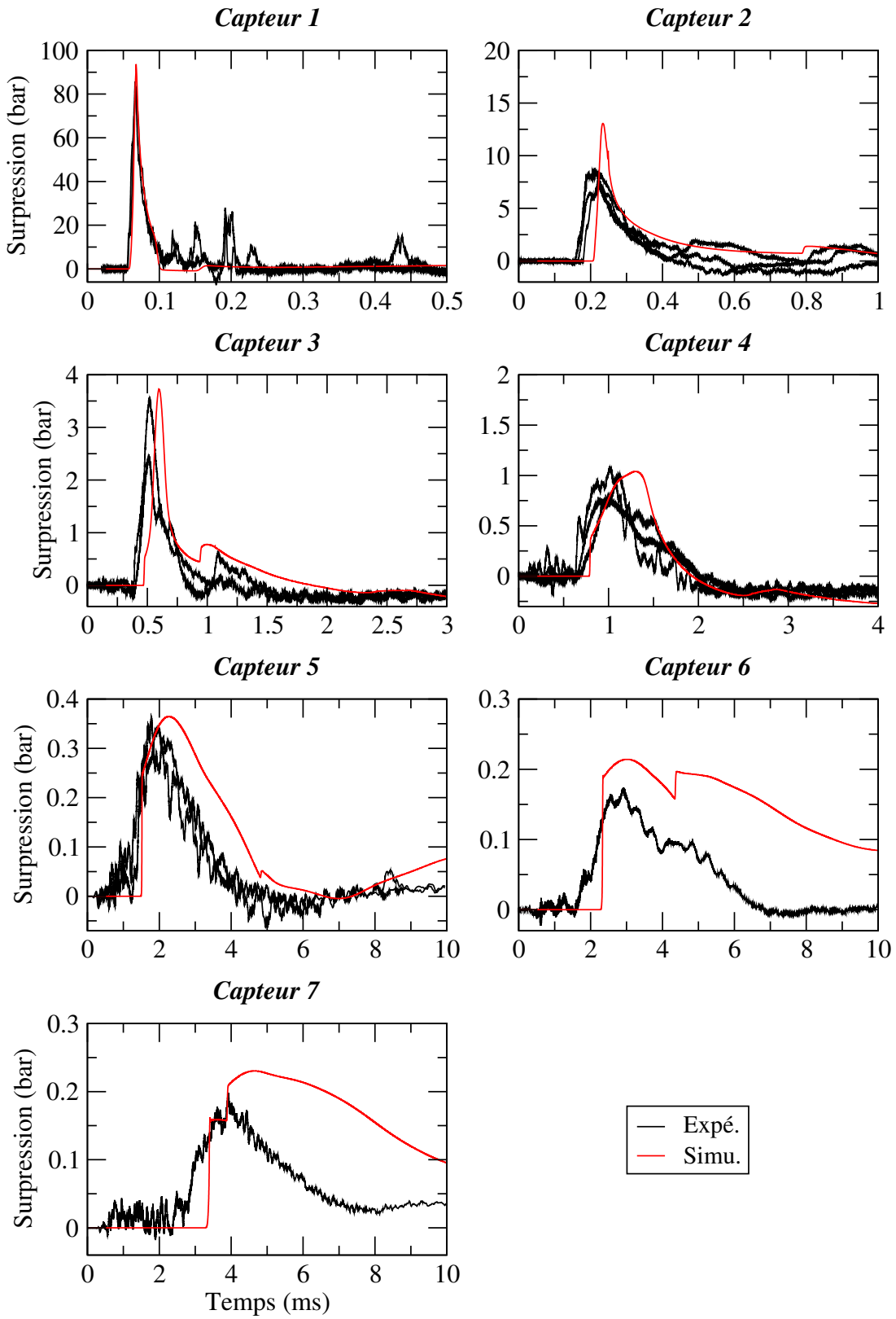

Figure 62 – Comparaison des profils de surpression expérimentaux (en noir) et numériques (en rouge) de la détonation d'une charge hémisphérique de 70 g dans une mousse aqueuse de foisonnement 60.

Cependant, on peut noter quelques différences. Ainsi, de manière similaire à la modélisation du tube à détonation, on observe un décalage temporel des signaux de pression. Cependant, alors que l'onde était trop rapide dans le cas de la détonation gazeuse, elle est ici plus lente. De plus, la surpression maximale du capteur n° 2 est surestimée, alors qu'il y a une bonne concordance des capteurs adjacents. L'origine de cet écart reste inexpliquée.
Les plus grandes différences se situent aux niveaux des capteurs n° 6 et 7. En effet, la surpression réfléchie sur la surface interne du réservoir est, une fois de plus, mal restituée. Alors qu'elle est à peine décelable sur les capteurs expérimentaux, elle est plus prononcée sur la simulation. Cette difficulté à restituer les ondes réfléchies sur une paroi avait été également identifiée dans les expériences de tube à choc et avaient été attribuée à l'augmentation de la fraction volumique liquide, parfois d'un facteur 10. Par conséquent, la détente qui suit les deux chocs n'est pas bien restituée. On peut également remarquer que la vitesse de montée en pression est différente entre les cas expérimentaux et numériques. Au niveau expérimental, on note l'absence d'une onde précurseur nette, signature de la fragmentation de la mousse [34] alors qu'elle est fixée à 0,15 bar dans le code numérique. Cependant, on constate visuellement, lors des expériences, que la mousse située loin de la charge n'est pas nécessairement détruite. Le critère de rupture implémenté dans le code n'est donc probablement pas adapté à l'ensemble du phénomène modélisé.
Les simulations de tous les cas expérimentaux ont été effectuées. Afin d'évaluer l'ensemble des résultats de simulations, les surpressions, les temps d'arrivée réduits et les impulsions positives sont tracés en fonction de la distance réduite.
La Figure 63 présente la comparaison des pics de surpression issus des profils expérimentaux (croix) et numériques (traits continus) en fonction de la distance réduite pour l'ensemble des tirs effectués dans la mousse à foisonnement 60. Ils sont comparés aux résultats de la SANDIA [5]. On constate sur ce graphe, la même excellente correspondance des pics de surpression numériques et expérimentaux pour l'ensemble des tirs, que pour le tir de 70 g, analysé Figure 62. De la même manière que dans l'air, l'ensemble des résultats numériques se prête bien à la similitude d'Hopkinson-Cranz. De plus, ils sont proches des lois empiriques établies par les laboratoires de la SANDIA. On retrouve également sur le dernier capteur de chacun des tirs une surestimation du pic de surpression par le code numérique liée à la surestimation numérique de la pression réfléchie. La restitution de la surpression maximale est, cependant, très satisfaisante.
La Figure 64 présente la comparaison des temps d'arrivée réduits issus des profils expérimentaux (croix) et numériques (traits continus) en fonction de la distance réduite pour l'ensemble des tirs effectués dans la mousse à foisonnement 60. Ils sont comparés aux résultats de la SANDIA [5]. Chacune des courbes est recalée par rapport au premier capteur du tir auquel elle correspond. Les observations sont les mêmes pour l'ensemble des tirs que pour le tir 70 g analysé plus tôt. La vitesse de l'onde

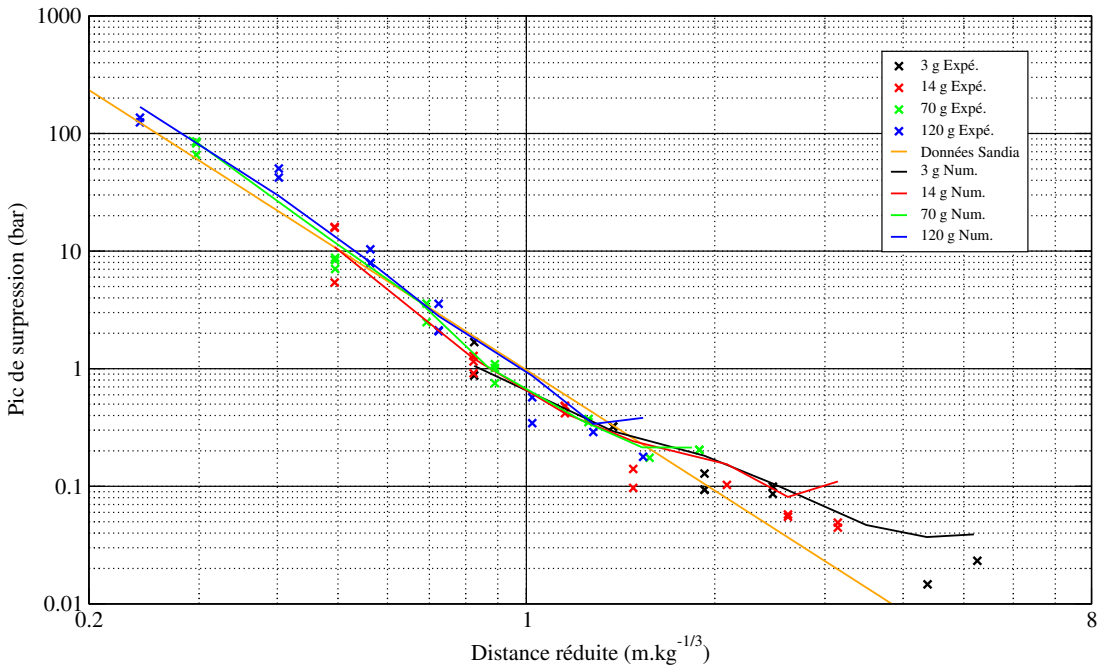

Figure 63 – Comparaison des pics de surpression issus des profils expérimentaux (croix) et numériques (traits continus) en fonction de la distance réduite, pour l'ensemble des tirs effectués dans la mousse à foisonnement 60. Ils sont comparés aux résultats de la SANDIA [29].

dans la mousse est sous-estimée par le code numérique. Ceci implique que plus l'onde progresse dans la mousse, plus les temps d'arrivée sont surestimés numériquement. Les résultats restent cependant cohérents d'une masse de charge explosive à l'autre et malgré les écarts, semblent également se conformer à l'adimensionalisation.

La Figure 65 présente la comparaison des impulsions positives réduites issues des profils expérimentaux (croix) et numériques (traits continus) en fonction de la distance réduite pour l'ensemble des tirs effectués dans la mousse à foisonnement 60. Globalement, et à l'inverse des simulations effectuées dans l'air, l'impulsion positive est surestimée par la modélisation numérique. Bien que les premiers capteurs soient généralement bien restitués, au fur et à mesure de la propagation de l'onde dans la mousse, l'impulsion est surestimée par le code. Cela peut s'expliquer par les imprécisions sur les vitesses d'ondes, ce qui se répercute sur la restitution de la durée de phase positive. Les derniers capteurs sont très surestimés en comparaison des résultats expérimentaux, une fois de plus à cause de la mauvaise restitution de l'onde réfléchie. Ces derniers points mis à part, les résultats numériques se prêtent particulièrement bien aux lois de similitudes, mieux que les résultats expérimentaux, tout au moins dans la gamme de distances réduites explorée.

L'ensemble des tirs dans la mousse à foisonnement 60 est bien restitué par le code numérique. La surpression et l'impulsion positive numériques sont globalement cohérents, à l'exception des réflexions d'onde. Le code de modélisation est donc testé sur un autre foisonnement et sur la configuration avec

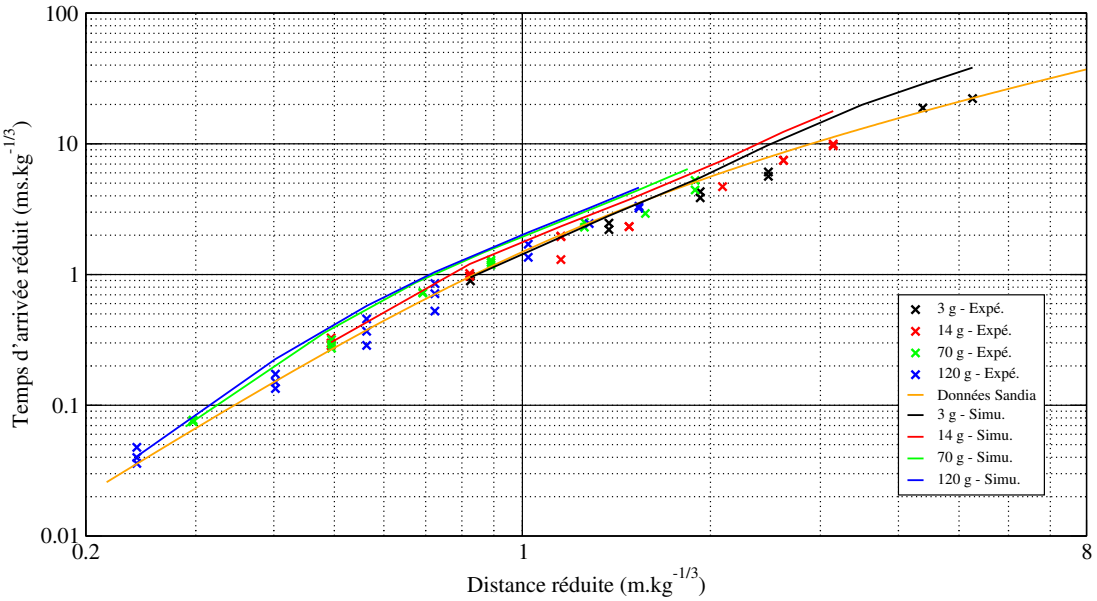

Figure 64 – Comparaison des temps d'arrivée réduits issus des profils expérimentaux (croix) et numériques (traits continus) en fonction de la distance réduite, pour l'ensemble des tirs effectués

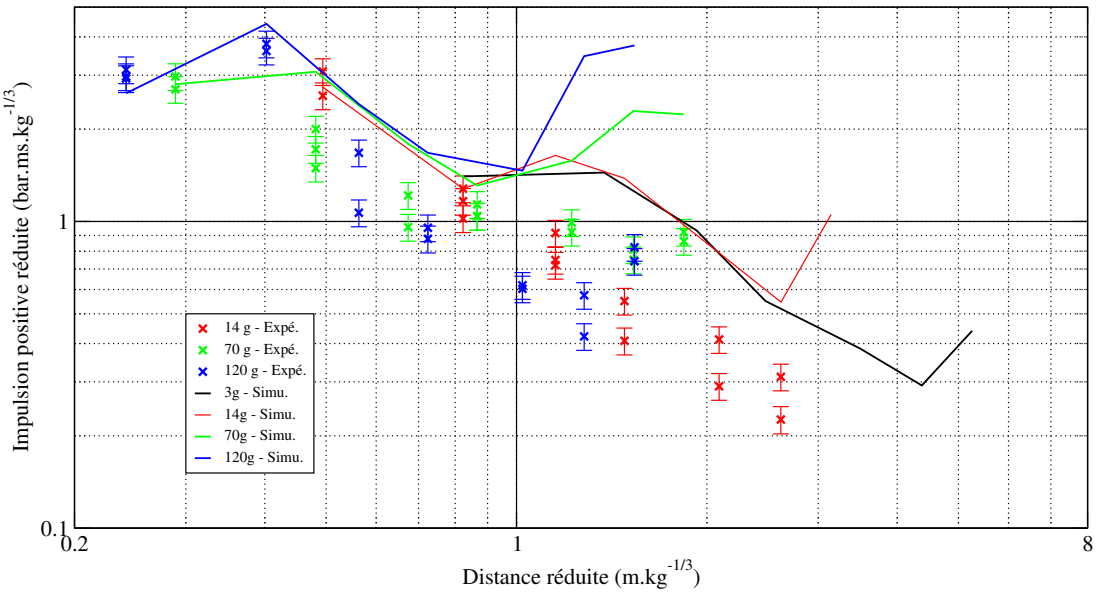

Figure 65 – Comparaison des impulsions positives réduites issues des profils expérimentaux (croix) et numériques (traits continus) en fonction de la distance réduite, pour l'ensemble des tirs effectués dans la mousse à foisonnement 60.

un dôme d'air entre la charge et la mousse.

5.3.4.3 Influence du foisonnement

Le tir avec une mousse de foisonnement 120 a été utilisé afin de démontrer la capacité du code à traiter des mousses avec des fractions volumiques liquides variées. La fraction volumique de la mousse à foisonnement 120 est de $\alpha_L = 8.34 \cdot 10^{-3}$ et, d'après l'hypothèse de rupture adoptée, la taille de bulles à la fragmentation de la mousse est $R_{goutte} = 41,6\mu\mathrm{m}$. Ces deux paramètres sont les seuls qui aient été modifiés à l'initialisation du code numérique par rapport à la simulation du foisonnement 60.

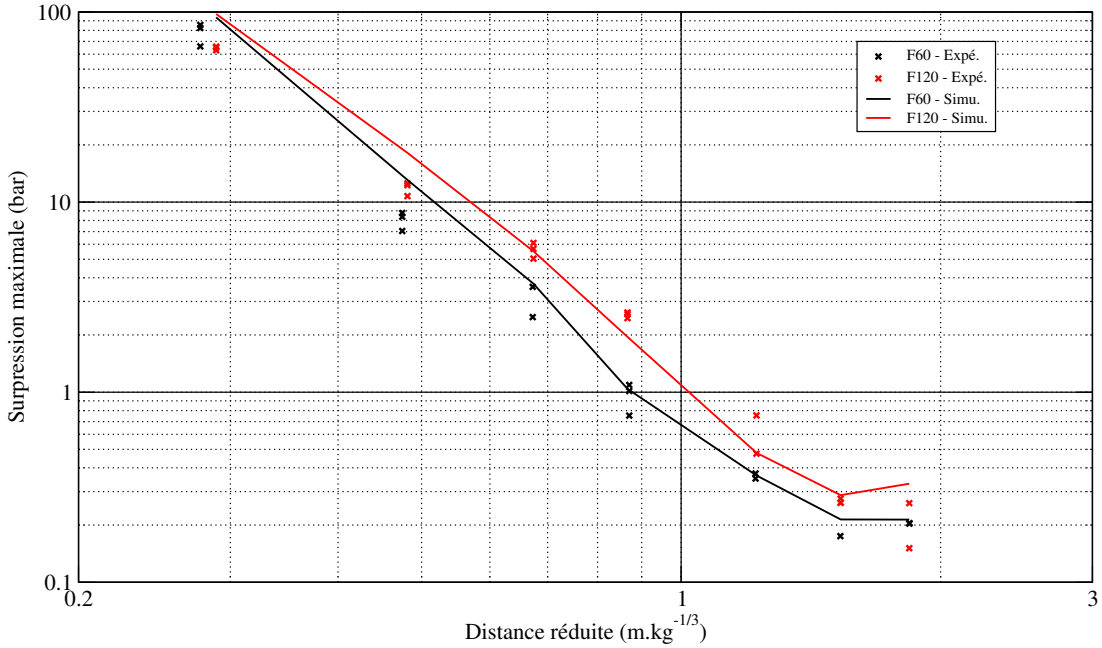

Figure 66 – Comparaison des pics de surpression issus des profils expérimentaux (croix) et numériques (traits continus) en fonction de la distance réduite, pour les tirs de charge de 70 g dans les mousses de foisonnement 60 (en noir) et 120 (en rouge).

La Figure 66 présente la comparaison des pics de surpression issus des profils expérimentaux (croix) et numériques (traits continus) en fonction de la distance réduite pour les tirs de charges de 70 g en foisonnements 60, en noir, et 120, en rouge. La restitution du foisonnement 60 a été analysée plus haut et est jugée très bonne. La restitution du foisonnement 120 bénéficie des mêmes conclusions. La restitution des pics de surpression sur l'ensemble des valeurs de distance réduite est très bonne. On retrouve que les pics de surpression dans le foisonnement 120 sont supérieurs à ceux foisonnement 60. On remarque cependant que la surpression maximale du premier capteur est légèrement supérieure numériquement, en étant égale à celle simulée en foisonnement 60. Expérimentalement, le pic de surpression en foisonnement 120 est légèrement inférieur à celui en foisonnement 60.

5.3.4.4 Influence d'un volume d'exclusion entre la charge et la mousse

La Figure 67 présente la comparaison des pics de surpression issus des profils expérimentaux (croix) et numériques (traits continus) en fonction de la distance réduite pour les tirs de charges de 70 g sans dôme, en noir, avec un dôme de 150 mm, en rouge, et avec un dôme de 250 mm, en vert.

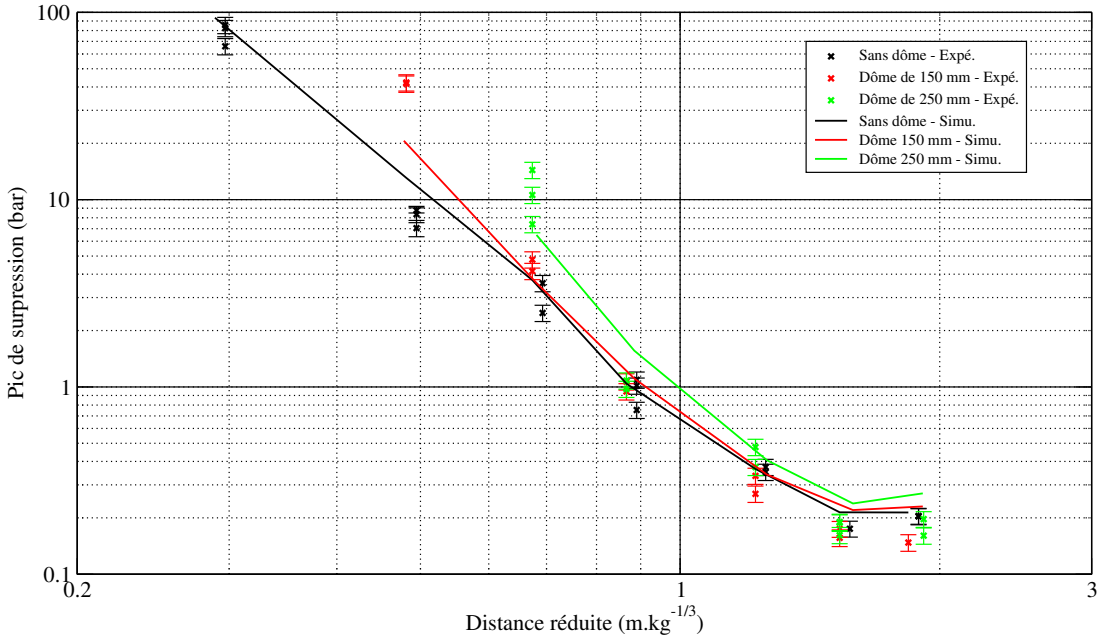

Figure 67 – Comparaison des pics de surpression issus des profils expérimentaux (croix) et numériques (traits continus) en fonction de la distance réduite, pour les tirs de charge de 70 g avec et en l'absence d'un dôme d'exclusion.

L'analyse des résultats sans dôme a été effectuée dans les paragraphes précédents et on retrouve la très bonne restitution des pics de surpression pour ce cas. Les tendances expérimentales sont globalement bien restituées par le code. On retrouve une nette atténuation du pic de surpression, dont les valeurs rejoignent celles du cas sans dôme en s'éloignant de la charge. Pour les deux cas avec dôme, le premier pic de surpression mesuré dans la mousse est néanmoins sous-estimé par le code numérique. Cette surestimation peut être liée à la succession d'interfaces entre les produits de détonation et la mousse. Les écarts dans la simulation des transmissions entre les gaz de détonation et l'air ou entre l'air et la mousse peuvent ainsi s'additionner et mener à cette sous-estimation du pic de surpression. De plus, la post-combustion à l'interface des produits de détonation et de l'air n'est pas modélisée par le code. La transmission de l'onde de souffle entre l'air et la mousse n'en serait donc que moins bien restituée. Quelles que soient les raisons en jeu, on s'aperçoit que ces phénomènes sont du second ordre par rapport aux effets atténuateurs de la mousse sur l'onde de souffle.

5.3.4.5 Influence de la fragmentation

Un des paramètres d'entrée du code numérique que l'on peut modifier et remettre en question est le rayon des gouttelettes générées par la destruction de la mousse aqueuse au passage de l'onde de choc. Cependant, dans le cas de la transmission d'une onde de souffle par une détonation, la fragmentation secondaire des gouttelettes va avoir lieu et va redéfinir leur rayon dès les premiers instants où l'onde de souffle se propage dans la mousse. Nous allons donc étudier l'influence du rayon initialement implémenté dans le code numérique ainsi que l'influence de la fragmentation secondaire sur la restitution des expériences.
La Figure 68 présente la comparaison des profils temporels de surpression expérimentaux (en noir) et numériques (en couleur) de la détonation d'une charge hémisphérique de 70 g dans une mousse aqueuse de foisonnement 60. La colonne de gauche présente les simulations avec prise en compte de la fragmentation secondaire, la colonne de droite celles sans fragmentation secondaire. Trois rayons de gouttelettes sont étudiés sur ce graphe. Le rayon de 43 $\mu\mathrm{m}$, dont les résultats sont tracés en vert, est le rayon correspondant à l'hypothèse de rupture de la mousse, décrite §2.2.2 et supposant que le volume d'eau contenu dans un Bord de Plateau devienne une goutte. Un rayon de 20 $\mu\mathrm{m}$, plus petit, est étudié et ses résultats tracés en rouge. Un rayon plus grand, de 60 $\mu\mathrm{m}$, est également étudié, dont les résultats sont représentés en bleu.
L'observation des résultats avec fragmentation secondaire indique que sur les premiers capteurs, le rayon initial n'a aucune influence sur les profils de pression. Ceci s'explique par l'activation de la fragmentation secondaire en champ proche de la charge explosive. Ainsi, dans les premiers instants, la différence des vitesses entre phases à la suite de la première fragmentation et le temps caractéristique associé sont tels que le rayon des gouttelettes est imposé par l'écoulement diphasique. Il est donc le même dans tous les cas tracés. Des divergences mineures peuvent être observées sur la fin du profil du capteur n°3. En effet, en s'éloignant de la charge des différences vont ainsi apparaître entre les différents rayons. Sur ces trois premiers capteurs, les conclusions sont donc les mêmes que précédemment : une surpression et une impulsion bien restituées, un temps d'arrivée surestimé.
En revanche, si on ne prend pas en compte la fragmentation secondaire dans la modélisation, on constate que le rayon initial possède une influence majeure sur les profils de pression. Le rayon modifie plus ou moins toutes les caractéristiques que l'on associe à une onde de souffle. Tout d'abord, le temps d'arrivée est fortement impacté par le rayon : plus le rayon est petit, plus l'onde est lente. Le rayon de 20 $\mu\mathrm{m}$ semble bien restituer les temps d'arrivée pour les 3 premiers capteurs. Il tend cependant à le surestimer largement pour les capteurs plus éloignés de la charge. Les rayons supérieurs mènent à une onde nettement trop rapide pour tous les capteurs. En ce qui concerne le pic de surpression, le rayon de 20 $\mu\mathrm{m}$ est également celui qui restitue le mieux les résultats expérimentaux. Cependant, il implique aussi une détente plus lente après le pic qui mène à une surestimation de

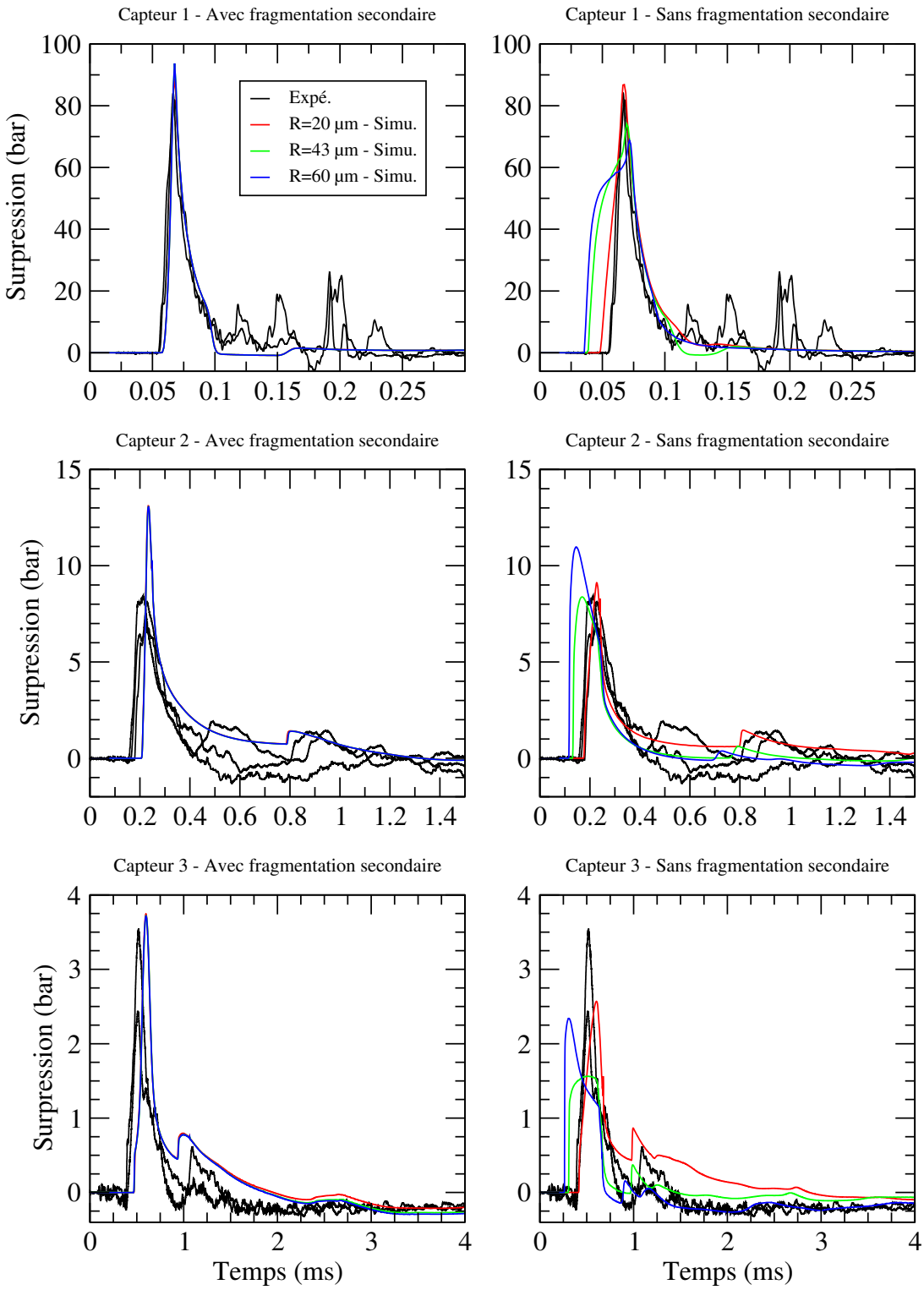

Figure 68 – Comparaison des profils de surpression expérimentaux (en noir) et numériques (en couleur) de la détonation d'une charge hémisphérique de 70 g dans une mousse aqueuse de foisonnement 60. La colonne de gauche présente les résultats numériques avec fragmentation secondaire des gouttelettes liquides. La colonne de droite présente ceux sans fragmentation secondaire. Trois rayons de gouttelettes initiaux R sont étudiés : 20 µm, 43 µm et 60 µm.

l'impulsion et, en s'éloignant de la charge à une surestimation du pic de surpression. En revanche, les autres rayons étudiés mènent à un profil de pression qui diffère du profil expérimental. Le pic de surpression n'est pas bien restitué. Ces rayons ne sont donc pas adaptés à la simulation si on ne prend pas en compte la fragmentation secondaire.
Ainsi, la fragmentation secondaire permet d'associer une bonne restitution en proche charge, par une diminution naturelle du rayon des gouttelettes et la meilleure concordance en champ lointain par l'implémentation du rayon à la rupture de la mousse. Le rayon de 43 μm avec fragmentation secondaire a permis la meilleure restitution des profils de pression, du pic de surpression et de l'impulsion positive sur tout le domaine de l'expérience modélisée. Cela se fait, cependant, aux dépens d'une bonne précision sur le temps d'arrivée de l'onde. Cette caractéristique de l'onde n'est correctement restituée sur l'ensemble du domaine d'étude dans aucun cas présenté ci-dessus. Cette observation rejoint celles faites dans les cas des tubes à choc et à détonation qui suggèrent un rayon de gouttelettes à la rupture de la mousse dépendant de la sollicitation en jeu, à la place d'un rayon fixe.

5.4 Conclusion

Avec ces deux campagnes d'essais, nous avons été capables de compléter la base de données expérimentale dont dispose le CEA sur l'atténuation des ondes de souffle par mousse aqueuse. Nous disposons aujourd'hui de résultats d'essais conduits avec divers domaines de sollicitation en configurations plane, sphérique et hémisphérique. De plus, l'effet de nombreux paramètres a été exploré, qu'ils concernent le confinement ou la charge confinée. D'un point de vue global, nous sommes en mesure d'affirmer que le confinement par mousse aqueuse est très efficace puisqu'il permet d'atténuer le front de choc de l'onde de souffle, sa surpression maximale et son impulsion positive. Il est donc prouvé que l'ensemble des phénomènes dommageables pour les biens et les personnes est drastiquement réduit par des mousses aqueuses d'un foisonnement compris entre 30 et 150.
La campagne *Petite Échelle* nous a aussi éclairés sur l'impact d'une zone d'exclusion autour de la charge à confiner. Bien que des essais supplémentaires soient nécessaires pour généraliser nos conclusions sur cet aspect, il semble, en ce qui concerne les effets de pression, que la présence d'un dôme au-dessus de la charge impacte peu l'atténuation de la pression tant qu'une épaisseur suffisante de mousse est présente dans le confinement.
Ces expériences fournissent donc de nombreux résultats sur l'atténuation du pic de surpression et le temps d'arrivée de l'onde de souffle pour une grande variété de charges confinées. Le code de modélisation numérique développé permet également de déterminer, de manière prédictive, les profils de surpression d'une onde de souffle se propageant dans l'air. L'implémentation de la fraction volumique liquide et la détermination de la taille des gouttelettes liquides formées lors de la rupture de la mousse suffisent à modéliser efficacement l'atténuation des ondes de souffle par la mousse aqueuse quelle que soit la configuration expérimentale étudiée. L'hypothèse de rupture de la mousse selon laquelle tout le volume de liquide contenu dans un Bord de Plateau forme une gouttelette fournit de bons résultats pour l'ensemble des mousses étudiées. Il implique, cependant, une bonne connaissance des caractéristiques géométriques de la mousse utilisée. Ce critère doit être associé au phénomène de fragmentation secondaire afin de restituer les différentes caractéristiques de l'onde de souffle, en particulier dans le cas de la détonation d'explosif solide.
Seuls les chocs réfléchis sont mal restitués par le code. Ce phénomène peut provenir, notamment, de l'unicité du rayon de gouttelettes sur l'ensemble du domaine ainsi que du critère de rupture de la mousse selon un seuil de surpression. En effet, il est peu probable que la mousse rompe uniquement à partir d'une certaine surpression mais plutôt qu'elle cède sous un certain taux de déformation. Par exemple, on sait que la mousse aqueuse utilisée, soumise à une pression quasi-statique, se comprime mais ne se fragmente pas. L'étude d'un nouveau critère permettrait de mieux prédire les profils de pression dans la mousse aqueuse, notamment en champ lointain de la charge. De plus, on peut s'attendre à de fortes variations de la fraction volumique de liquide au voisinage des parois.

En définitive, le code numérique restitue efficacement le pic de surpression et l'impulsion positive d'une onde de souffle se propageant dans la mousse aqueuse, bien que le temps d'arrivée de l'onde soit imprécis en champ lointain de la charge. L'atténuation de l'onde de souffle est donc bien restituée et l'ensemble des phénomènes physiques en jeu semble correctement pris en compte dans le code de modélisation, à l'exception de la réflexion des ondes de choc.

Chapitre 6

Freinage et capture des particules

La mousse possède la capacité à ralentir et à capturer des éléments solides qui pourraient être projetés lors de la détonation d'un objet explosif, que ce soit la projection d'éclats ou la dispersion de particules éventuellement toxiques. Nous présenterons, après la bibliographie, deux campagnes expérimentales. La première concerne la projection de particules par explosif au sein d'une mousse aqueuse. La seconde, traite de l'atténuation de la dispersion d'aérosols par des confinements aqueux.

6.1 Introduction

Peu d'études ont été menées sur le ralentissement ou la capture de particules par mousse aqueuse. Anne Le Goff a étudié la trajectoire, l'impact et la décélération d'une sphère de polypropylène dans différents milieux [26]. Elle a étudié des mousses à raser ainsi que des structures ordonnées de films liquides. La sphère de 5 mm de diamètre était projetée à moins de 50 $\mathrm{m.s^{-1}}$ dans la mousse. Elle était stoppée après 20 ms de propagation dans la mousse.
J. Krasinski [19] a étudié la perte de vitesse d'un projectile de petit calibre, projeté par un canon à gaz dans un tube rempli de mousse à raser. Il s'est intéressé, plus particulièrement, au coefficient de traînée du projectile, pour des vitesses initiales allant de 30 à 150 $\mathrm{m.s^{-1}}$ et pour des longueurs de mousse de 260 et 450 mm. Le projectile était une sphère de 4,34 mm de diamètre pesant 0,345 g. Les tests ont mené à des valeurs de coefficient de traînée comprises entre 0,45 et 0,97 en fonction de la vitesse initiale du projectile.
Plus récemment, Carole Bréda, lors de sa thèse [7], a effectué une riche campagne expérimentale afin de caractériser le ralentissement qu'induit une mousse aqueuse sur un projectile sphérique en acier de 6 mm de diamètre. Elle a exploré des mousses de foisonnement de 20 à 66, pour des vitesses initiales de l'ordre de 1500 $\mathrm{m.s^{-1}}$. Elle a ainsi pu déterminer un coefficient de traînée des mousses sur le projectile, situé entre 0,5 et 0,9, décroissant avec le foisonnement. Les essais ont été menés avec une

mousse intacte et avec une mousse ayant été préalablement sollicitée par une onde de souffle induite par un explosif.
Nous avons également conduit quelques expériences dans les mêmes ordres de grandeur de vitesse et de taille de projectile que Krasinski [19]. Pour cela, nous avons projeté une couche de billes de verre de 1,5 mm de diamètre au travers de différentes longueurs de mousse avec une vitesse initiale située entre 40 et 80 $\mathrm{m.s^{-1}}$. Les résultats suggèrent que le ralentissement des billes augmente avec le carré de la longueur de mousse traversée [46].
Pour tous ces exemples, il semble que la mousse puisse être physiquement considérée comme un milieu homogène possédant une vitesse du son basse. Cependant, nous allons nous intéresser dans ce chapitre à des particules micrométriques. Plus précisément, nous utiliserons des particules métalliques de 50 $\mu\mathrm{m}$ de diamètre dans la première campagne présentée, et de 3,7 $\mu\mathrm{m}$ de diamètre dans la seconde. Cela implique que les particules auxquelles nous nous intéressons sont plus petites que les bulles qui composent la mousse. Il est donc possible que le comportement de ces particules en présence de mousse soit différent de celui des objets dont nous avons parlé précédemment et que l'hypothèse selon laquelle la mousse peut être considérée comme un matériau homogène ne se vérifie plus dans ce cas. D'autre part, nous souhaitons étudier l'interaction de particules projetées à plusieurs centaines de $\mathrm{m.s^{-1}}$ suite à leur projection par une charge explosive. Aucune publication n'a été trouvée dans la littérature ouverte concernant le confinement de particules micrométriques par mousse aqueuse.
Dans la suite de ce chapitre, deux campagnes expérimentales vont être présentées avec pour but de comprendre le comportement d'un ensemble de particules dispersées par une détonation. Lors des premières expériences, le comportement d'un nuage de particules lors de sa propagation dans la mousse va être observé et discuté. Puis, la dispersion de particules à leur sortie d'un confinement aqueux sera étudiée.

6.2 Projection de particules en mousse aqueuse par explosif

La campagne de Projection de Particules en Mousse aqueuse par eXplosif (PPMX) a consisté à effectuer des tirs balistiques à vitesses élevées de particules dans la mousse. Par ce biais, nous cherchons à caractériser l'action de la mousse sur un nuage de particules de tungstène.
L'objectif de cette campagne est d'étudier le comportement balistique de particules submillimétriques projetées à grande vitesse dans la mousse aqueuse. Nous nous concentrerons, ici, sur la caractérisation de la dispersion et de la vitesse du nuage de particules à différents instants, ainsi que sur sa dispersion dans son milieu de propagation. Une comparaison sera faite entre la propagation des particules dans l'air et leur propagation dans la mousse.

6.2.1 Description du montage

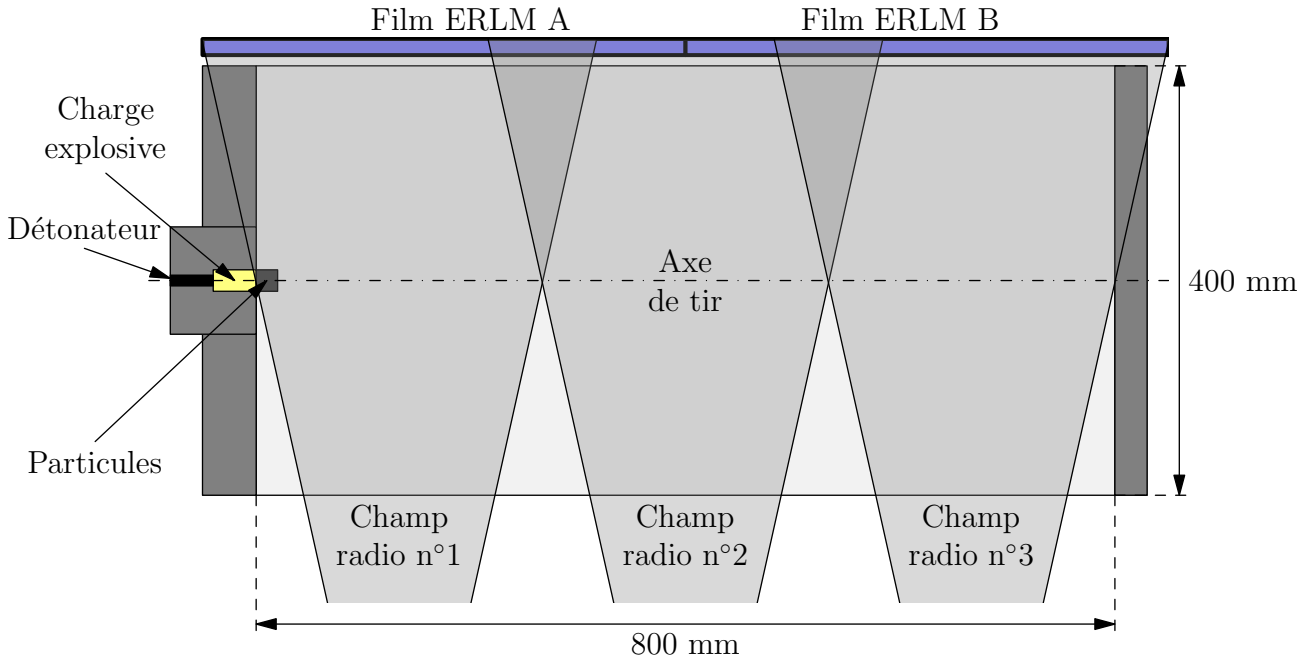

Figure 69 – Schéma du montage expérimental des expériences PPMX, vu de dessus.

La campagne a été menée sur le site PPB du centre de Gramat. Le montage utilisé, schématisé sur la Figure 69, consiste en une enceinte, ouverte sur le dessus, de dimensions 800 x 400 x 400 mm^3. Initialement, l'enceinte mesurait 1200 mm de long et a été raccourcie pour des raisons expliquées ci-après. L'une des extrémités de l'enceinte est fermée par un bloc métallique destiné à recevoir une charge explosive sur laquelle est collé un chargement de particules. Ce montage a été conçu afin qu'une majeure partie des produits de détonation participent à la projection des particules. La structure de l'enceinte est réalisée par trois sections en PMMA transparent de 400 mm de long, emboitées les unes dans les autres. L'extrémité de l'enceinte est fermée par une plaque de Téflon qui stoppe les

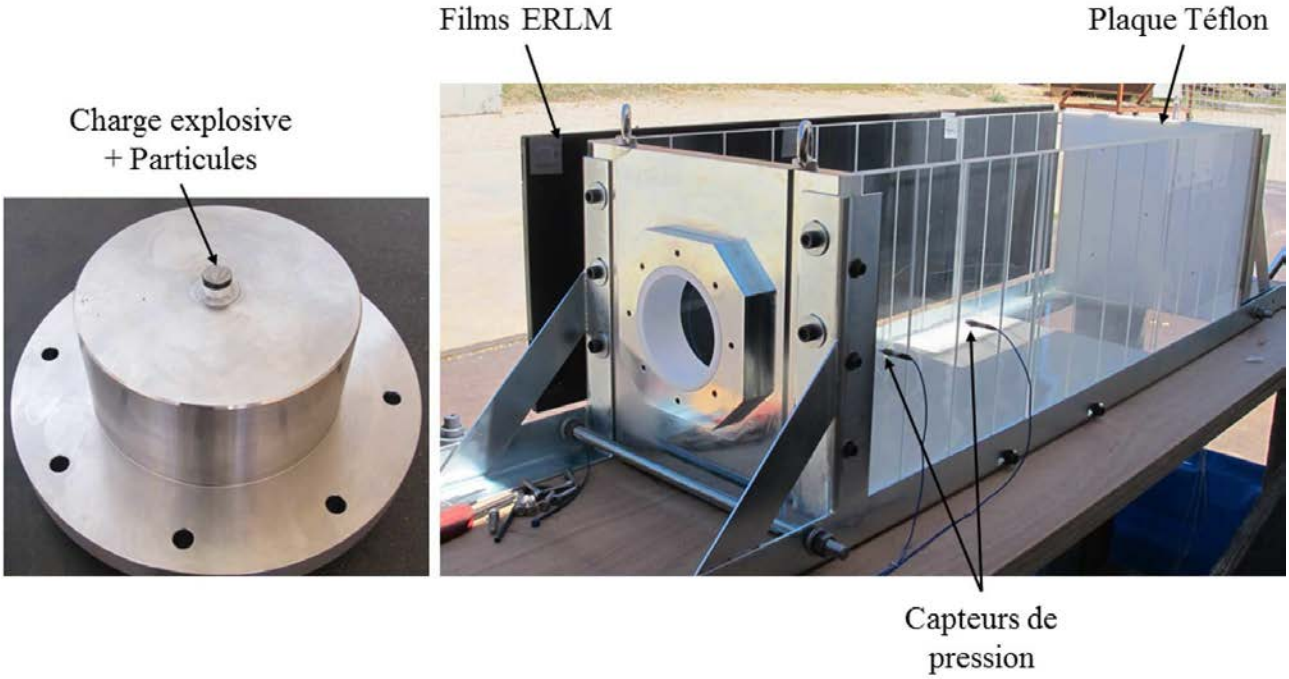

Figure 70 – Photos du montage expérimental : à gauche, le bloc métallique dans lequel se trouve la charge et sur lequel est collée la cartouche de particules. A droite, l'enceinte d'essai que l'on peut remplir de mousse et à l'entrée de laquelle se fixe le bloc.

particules. L'ensemble est serré et rigidifié par des cornières en acier.
Les particules propulsées sont des poudres de tungstène de diamètre moyen 50 μm. Afin de ne pas détruire le bac en PMMA à chaque essai, nous avons limité notre charge explosive à 5 g de V401, une composition à base d'octogène. Elle se présente sous la forme d'un petit cylindre de 12 mm de diamètre et de 25 mm de long. Cette charge est insérée dans le bloc métallique de façon à être affleurante à la paroi intérieure du bac. Sur la charge, est collée une douille en plastique fin, de 12 mm de diamètre et de 10 mm de long, contenant 10 g de particules de tungstène. La charge explosive est amorcée par un détonateur RP80 fixé en face arrière. Ce détonateur à fil explosé est composé d'un mélange de 80 mg de pentrite et de 123 mg d'hexogène.
Le remplissage en mousse du réservoir est effectué grâce au générateur SKID, décrit au paragraphe 2.2.4.3, équipé de la lance MAS de 40 mm de diamètre. On utilise un prémélange constitué à 8% de Retofoam R2 qui offre une bonne stabilité de la mousse et un drainage lent. Le débit relativement important du générateur par rapport à la contenance de l'enceinte permet le remplissage en moins de 5 minutes ce qui assure une bonne qualité de la mousse au moment de l'essai. Avant chaque remplissage, le foisonnement de la mousse est contrôlé par pesée d'un volume connu de mousse.

Nous rappelons que le foisonnement est défini comme suit :

$$F = \frac{V_{mousse}}{V_{liquide}} = \frac{1}{\alpha_{liquide}} \approx \frac{V_{mousse}\ \rho_{liquide}}{m_{mousse}} \tag{6.1}$$

Dans un souci de protection de l'environnement, la dalle de tir n'étant pas équipée d'un système de rétention, l'ensemble du montage est placé dans un bac de rétention. Entre chaque essai, la mousse détruite ou encore intacte est vidée dans le bac. Celui-ci a été emmené en fin de campagne sur une dalle équipée d'une cuve de rétention afin d'y déverser les effluents chimiques.
Trois types de mesures ont été mises en place : de la Vidéo Numérique Ultra-Rapide (VNUR), de la Vélocimétrie Hétérodyne (VH) et de la radiographie. La VNUR est mise en œuvre sur les essais dans l'air, en champ moyen, de manière à filmer les 300 premiers millimètres de l'enceinte. Pour pouvoir caractériser avec précision la vitesse du nuage de particules dans l'air, des sondes VH sont placées à l'extrémité opposée du bac, dans la plaque en Téflon. La radiographie présente l'avantage de donner la position et la forme du nuage de particules au travers des produits de détonation ou de la mousse, ce que les méthodes optiques classiques ne peuvent faire. Ainsi, nous plaçons trois générateurs X de 150 kV, centrés sur chacune des sections du bac et perpendiculaires à l'axe de tir (cf. Figure 69). Ils sont associés à trois détecteurs radiographiques de type ERLM placés sur la surface extérieure du bac. Nous avons ainsi pu déterminer la position et la répartition du nuage de particules à trois instants différents. Des blocs de plomb sont disposés de manière à réaliser une collimation optimale des rayons X.
Malgré des tentatives de prévision de la vitesse initiale des particules à l'aide de modèles analytiques, nous nous sommes rapidement heurtés à notre inexpérience dans le domaine. En raison d'échecs sur la quasi-totalité de nos diagnostics lors des deux premiers essais, nous avons rapidement dû faire évoluer la configuration expérimentale. Le bac a été raccourci, passant de 1200 mm de long à 800 mm. Nous avons pour cela retiré l'une des trois sections de PMMA et redistribué nos axes radiographiques sur la nouvelle longueur, imprimant ainsi 3 radiographies sur 2 ERLM. La réduction des champs radiographiques a permis de plus facilement déterminer les temps de déclenchement des générateurs.

6.2.2 Description du programme expérimental

Le programme expérimental initialement proposé visait à tester différentes masses d'explosif afin de faire varier la vitesse initiale imposée au nuage de particules. Il avait également pour but d'étudier différents foisonnements pour en observer l'impact sur le ralentissement des particules. Cependant, pour les raisons citées ci-dessus, nous n'avons pas pu suivre ce programme. Les essais réalisés sont résumés dans le Tableau 7.
Comme le montre le Tableau 7, les configurations expérimentales ont évolué au fur et à mesure de la

N° de l'essai	Masse de la charge (g)	Foisonnement de la mousse aqueuse	Configuration expérimentale
1	5	/	Configuration 1
2	5	/	Configuration 1
3	5	/	Configuration 2
4	5	/	Configuration 2
5	5	/	Configuration 2
6	5	/	Configuration 2
7	5	60	Configuration 2
8	5	60	Configuration 3
9	5	60	Configuration 3
10	5	60	Configuration 3
11	3	/	Configuration 4
12	3	/	Configuration 4
13	3	/	Configuration 4
14	3	/	Configuration 4

Le symbole / signifie l'absence de mousse

Tableau 7 – Essais expérimentaux réalisés lors de la campagne PPMX

campagne. La configuration 1 est celle décrite au paragraphe 6.2.1. Elle concerne le bac de longueur 1200 mm avec les 3 axes radios distribués sur la totalité de cette longueur. La deuxième configuration est également décrite dans la section précédente. Elle consiste à raccourcir la longueur du bac et à redistribuer les champs radiographiques sur la longueur et donc sur deux ERLM plutôt que trois. La géométrie du bac et le nombre d'ERLM restent inchangés dans les configurations suivantes. Dans la configuration 3, les champs radiographiques ont été modifiés. La première position du nuage de particules ayant été bien déterminée, le premier champ radiographique a pu être réduit. Cela nous a permis d'étendre le deuxième champ afin d'avoir une plus grande marge sur l'instant de déclenchement. Pour la configuration 4, les champs radiographiques ont été redistribués équitablement sur les 800 mm du bac. Cependant, pour augmenter la vitesse de projection des particules, nous avons inséré une charge cylindrique de 3 g, de 12 mm de diamètre et 15 mm de long, ainsi que la douille de particules à l'intérieur du bloc métallique.

6.2.3 Résultats

La VNUR et les sondes VH n'ont pas fourni de résultats concluants. Malgré la configuration adoptée, les produits de détonation passent très rapidement devant les particules et empêchent tout diagnostic optique. Les résultats de ces diagnostics ne seront donc pas présentés dans ce rapport. De même, la configuration 4 a permis d'augmenter la vitesse d'éjection mais elle produit un jet de particules qui ne se prête pas à la problématique de freinage. Ces essais ne seront donc pas présentés.
Les particules ne se comportent pas de la même manière dans l'air et dans la mousse. Nous allons dans un premier temps observer le comportement des particules dans l'air. Dans un second temps, nous détaillerons le comportement des particules dans la mousse et nous pourrons analyser son impact sur leur propagation.

6.2.3.1 Propagation dans l'air

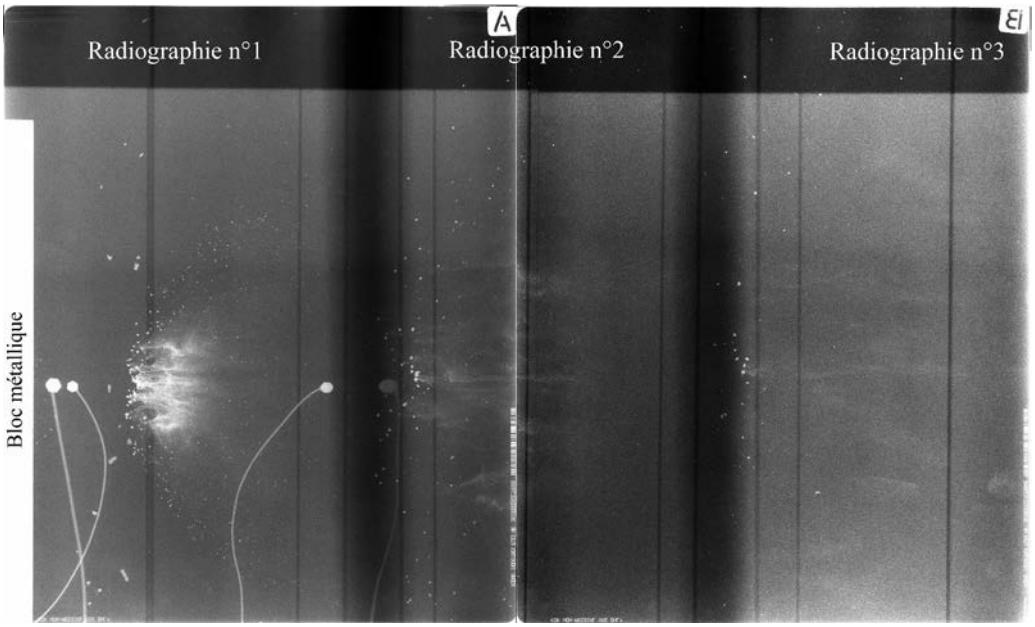

Figure 71 – Assemblage des deux films radiographiques obtenus lors de l'essai n°5. Tir dans l'air.

L'assemblage des deux films ERLM de l'essai n°5 est présenté Figure 71. On peut y voir les trois radiographies, séparées par des bandes sombres issues de la double illumination de ces zones. La première radiographie est à gauche et la dernière à droite. Les particules sont propulsées de la gauche vers la droite depuis le bloc métallique, en blanc à gauche. Pour cet essai, les temps radiographiques sont respectivement de 350 μs, 1100 μs et 2000 μs. La détermination de ces temps a demandé plusieurs essais, comme le reflète le Tableau 7. On peut remarquer sur les radiographies, des points blancs reliés à des fils. Il s'agit de capteurs de pression placés dans le bac pour une problématique annexe, traitant de la résistance mécanique des parois. On peut les voir sur la photo du montage, Figure 70.

Nous pouvons tirer plusieurs informations des radiographies collectées. La première information visible est la forme du nuage de particules, et tout particulièrement la forme en croissant de lune de l'arrière du nuage. Celle-ci est due aux produits de détonation qui, lorsqu'ils sortent du bloc, se propagent plus favorablement dans les directions opposant le moins de résistance, comme symbolisé Figure 72. Ils contournent ainsi le chargement de particules en dessinant ce croissant de lune. La propagation des particules à l'avant du nuage est très différente. Les particules forment des filaments qui s'étirent et créent un nuage hétérogène. On peut observer des zones plus ou moins denses en particules, de concentration préférentielle, qui en s'allongeant deviennent tout juste visibles sur la 3ème radiographie (cf. Figure 71).

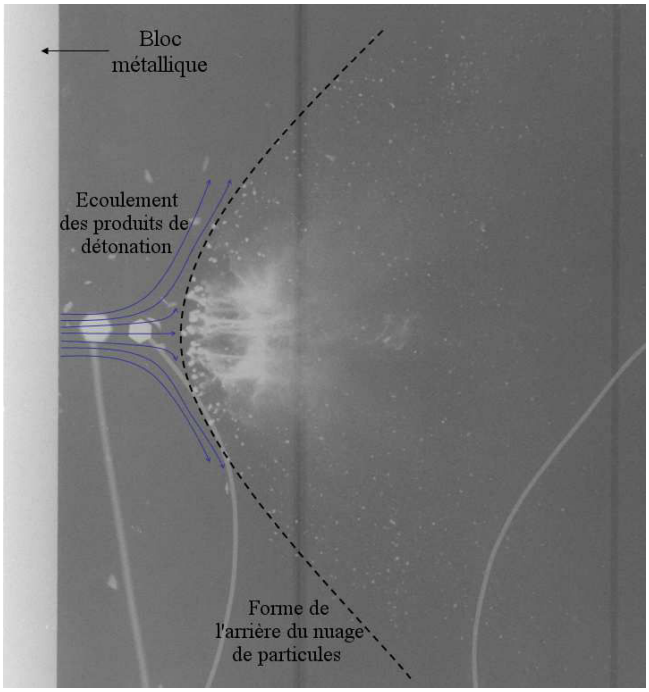

Figure 72 – Forme du nuage de particules liée à l'écoulement des produits de détonation. Photographie de gauche de l'essai n° 5

Les radiographies des différents essais nous ont également permis de mesurer la position et donc la vitesse des différentes parties du nuage de particules. Ces résultats seront présentés au paragraphe 6.2.3.3 lors de leur comparaison avec ceux des essais dans la mousse.

6.2.3.2 Propagation dans la mousse

La Figure 73 représente le film radiographique obtenu lors de l'essai n°10. La réalisation d'une troisième radiographie s'est avérée vaine dans notre configuration. Il est possible que les particules n'arrivent pas dans le troisième champ radiographique ou que la densité apparente du nuage soit trop faible pour qu'il apparaisse sur la radiographie. Pour cet essai, les temps radioraphiques sont respec-

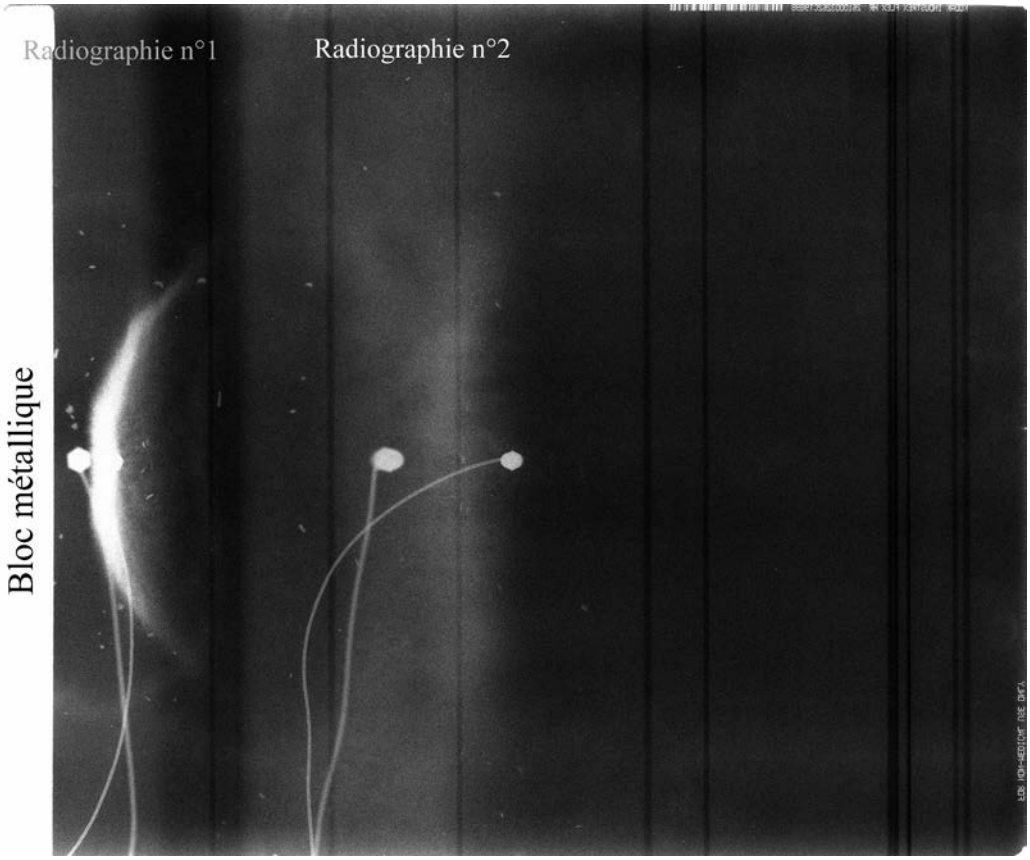

Figure 73 – Film radiographique obtenu lors de l'essai n°10.

tivement de 150 μs et 700 μs. Comme spécifié plus haut, la détermination de ces temps et la tentative de visualisation d'une troisième radiographie nous ont demandés plusieurs essais.

Sur la première radiographie, le nuage apparaît relativement compact et homogène. On retrouve cependant la forme en croissant de lune que l'on a pu observer dans l'air. Étant donné la compacité du nuage, cette forme concerne ici l'ensemble du nuage et non uniquement la zone arrière. On peut voir sur la deuxième radiographie que le nuage s'étend spatialement mais conserve une certaine homogénéité. Ce phénomène implique une perte de densité apparente du nuage et on atteint rapidement la limite de détection par radiographie. C'est pour cette raison que nous avons abandonné l'idée d'obtenir une troisième radiographie dans la mousse.

Les radiographies des différents essais nous ont également permis de mesurer la position et donc la vitesse des différentes parties du nuage de particules. Nous présentons ces résultats dans le paragraphe suivant.

6.2.3.3 Comparaison entre propagation dans l'air et dans la mousse

Nous présentons, dans ce paragraphe, les résultats quantitatifs que nous avons pu extraire de cette campagne. Tout d'abord, nous allons nous intéresser à la position du nuage de particules au cours du temps. Pour cela, nous avons réalisé une calibration spatiale de chacun des axes radiographiques à l'aide d'une mire en acier. Ceci nous a permis de déterminer la position des particules par rapport à leur position initiale, à chaque instant radiographique. L'ensemble des données collectées est synthétisé sous forme d'un diagramme x-t, présenté Figure 74.
On peut voir sur ce diagramme les positions, au cours du temps, de l'avant et de l'arrière du nuage de particules. On peut distinguer en rouge les points correspondant au vol des particules dans l'air et en bleu ceux correspondant à un vol dans la mousse. Les (+) correspondent à l'avant des nuages et les (x) correspondent à l'arrière. Les courbes résultent d'une interpolation quadratique effectuée sur chaque ensemble de points. Celles concernant l'avant du nuage de particules apparaissent en traits continus alors que celles concernant l'arrière du nuage sont en traits pointillés. L'abscisse $x = 0$ correspond à la face interne enceinte du bloc métallique.
Malgré une légère dispersion des mesures, les différences entre l'air et la mousse sont nettes. Dans les premiers instants, la mise en mouvement du nuage est similaire dans les deux milieux. On remarque cependant que, rapidement, les groupes de points divergent. Il apparait clairement que l'avant du nuage est freiné lorsqu'il progresse dans la mousse. L'évolution de l'arrière du nuage de particules, pour sa part, semble moins dépendante du milieu dans lequel il se propage. Cependant, les derniers points relevés et l'interpolation effectuée sur les résultats nous laissent à penser qu'un freinage de l'arrière du nuage a également lieu dans la mousse, un peu plus tardivement que pour l'avant. Toutes ces observations impliquent que le nuage s'étend moins dans la mousse que dans l'air.
Ce comportement est mis en évidence par le tracé du graphe présenté en Figure 75. Celui-ci représente l'évolution de l'allongement du nuage. Cette donnée est calculée en soustrayant la position de l'arrière du nuage à celle de l'avant. Le codification (couleur/symbôle) est la même que pour le graphe précédent. Les interpolations résultent de la soustractions des interpolations tracées sur la Figure 74.
On peut constater, en observant la Figure 75, que le nuage est bien moins étendu dans la mousse que dans l'air. Malgré la dispersion des données pour une même configuration, la tendance semble montrer que l'écart entre l'allongement dans l'air et celui dans la mousse continue d'augmenter avec le temps.
Les évolutions des pentes des courbes de la Figure 74 mettent en avant le freinage du nuage de particules dans la mousse. L'avant et l'arrière du nuage subissent ainsi une décélération bien plus importante dans la mousse que dans l'air. Et pour cause, pour les instants précoces observés, l'interpolation par une courbe linéaire suggère une vitesse de nuage constante dans l'air. On comprendra que dans les premiers instants du phénomène, le nuage est peu ralenti en l'absence de mousse. Si

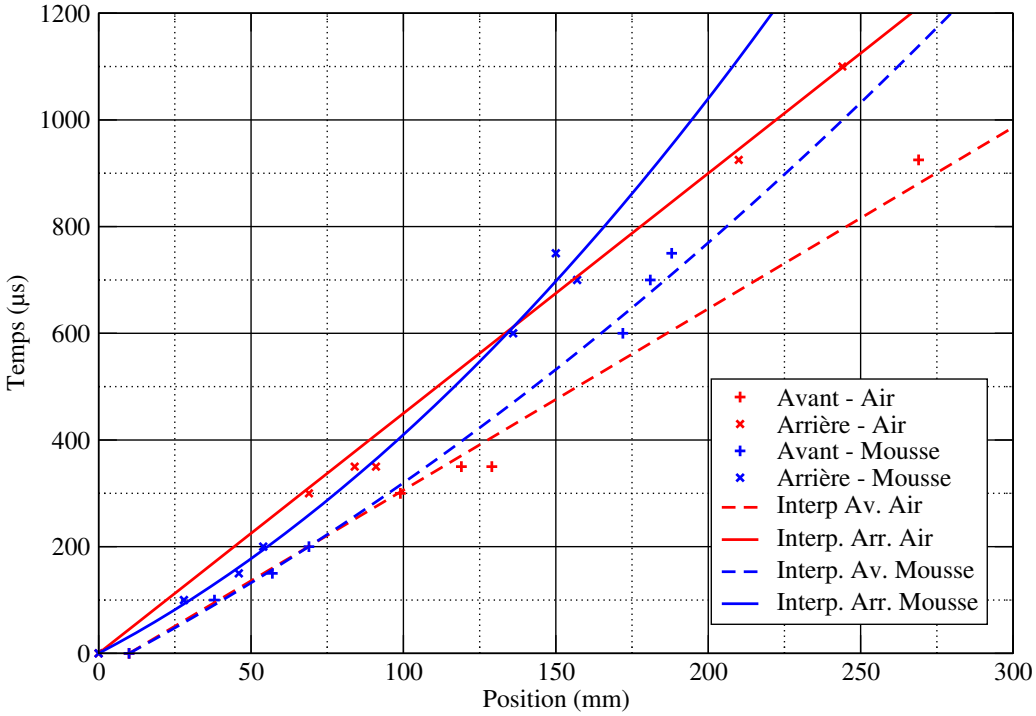

Figure 74 – Diagramme x-t du nuage de particules. Les points correspondent aux relevés expérimentaux sur les radiographies de chacun des tirs. Les courbes représentent les interpolations de ces relevés.

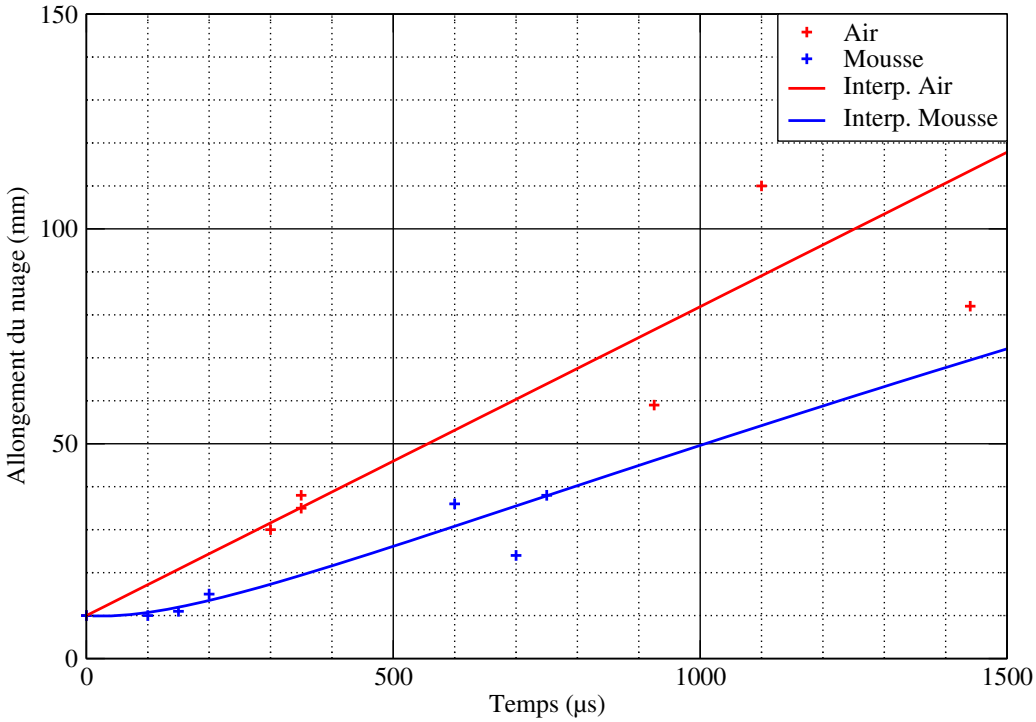

Figure 75 – Evolution de l'allongement du nuage au cours du temps lors des différents essais. Les points correspondent aux relevés expérimentaux sur les radiographies de chacun des tirs. Les courbes représentent les interpolations de ces relevés.

l'on regarde plus en détail, on constate que, dans le cas de la projection dans l'air, l'avant du nuage possède une vitesse plus importante que l'arrière du nuage. Ce comportement semble moins marqué pour un nuage de particules se propageant dans la mousse. C'est également ce que l'on peut constater sur la Figure 75, sur laquelle la pente de l'allongement du nuage dans la mousse est plus faible que celle de l'allongement dans l'air. Cela montre que l'allongement du nuage est plus important et plus rapide dans l'air que dans la mousse.

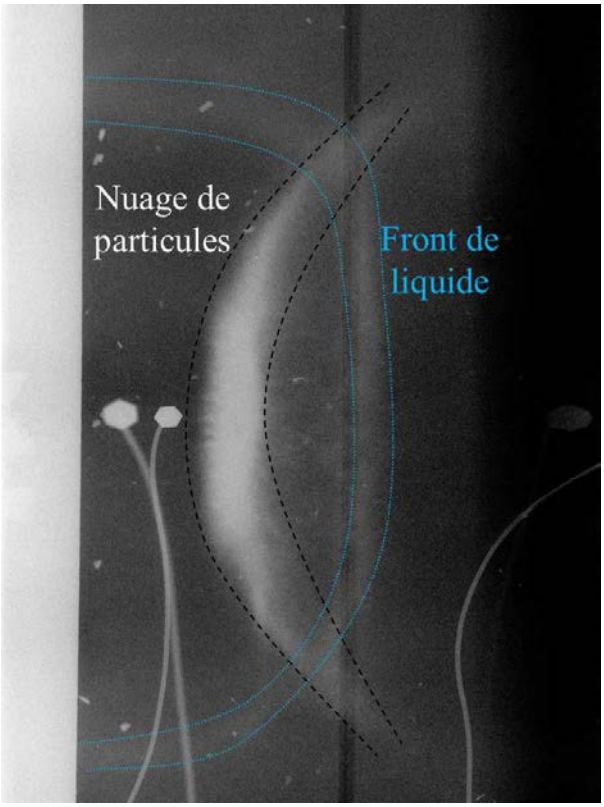

Figure 76 – Mise en évidence de la frontière entre la mousse et les produits de détonation (en bleu)

L'une des hypothèses permettant d'expliquer ces observations est que les particules sont mises en mouvement, et majoritairement portées, par les produits de détonation. Ainsi, dans l'air, ceux-ci poussent le nuage puis semblent se propager en son sein, menant à son allongement et aux hétérogénéités observées. Dans la mousse, les produits de détonation mettent les particules en mouvement, comme dans l'air, mais sont rapidement freinés par le milieu diphasique. De plus, par compression, un front de liquide va se former devant les produits de détonation, phénomène mis en évidence sur la Figure 76, ce qui va accentuer le ralentissement des gaz et des particules. Ceux-ci semblent alors se déplacer à des vitesses similaires menant ainsi à un mélange plus homogène et progressant plus lentement que dans l'air. Les questions que l'on peut donc se poser sont les suivantes : pour des temps longs, les particules vont-elles rester dans les produits de détonation et vont-elles être dispersées lorsque ceux-ci s'échapperont de la mousse ?

C'est pour répondre à cette question que nous avons conduit la seconde campagne expérimentale, décrite à la suite.

6.3 Atténuation de la Dispersion d'aérosols par mousse aqueuse

La campagne d'Atténuation de la Dispersion d'Aérosols par Mousse aqueuse (ADAM) consiste à effectuer des dispersions de particules par explosif en présence, ou non, d'un confinement aqueux. En prélevant les particules solides alors mises en suspension dans l'air, nous cherchons à estimer le taux de capture qu'apporte un confinement aqueux, en fonction de sa taille et de sa densité.

L'objectif de cette étude est de quantifier la dispersion, dans l'air, de particules micrométriques après traversée d'un confinement par mousse aqueuse. Le principe est donc de disperser des poudres métalliques de tungstène à l'aide d'une charge explosive, confinée ou non, et de les prélever dans l'air ambiant après la détonation de la charge. En effectuant des essais, avec et sans mousse aqueuse, on peut déduire les quantités de particules capturées par le confinement. Ce type d'étude n'a jamais été mené au CEA et une fois de plus, peu de données sont disponibles dans la littérature ouverte. Un partenariat avec l'Institut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire (IRSN) a été initié et nous a permis d'être soutenus et d'acquérir les connaissances nécessaires pour la mise au point, le dimensionnement et la réalisation de ces expérimentations.

6.3.1 Dimensionnement de l'expérience

Les connaissances nécessaires aux expériences ADAM concernent les techniques de prélèvement d'aérosols solides et leur dimensionnement. Dans le cadre de notre étude, nous cherchons à déterminer la quantité de particules mises en suspension, par une charge explosive, et à comparer le cas confiné par mousse aqueuse avec le cas non-confiné. Pour cela, il faut que les préleveurs mis en œuvre capturent une quantité significative de particules dans chaque cas. Plusieurs paramètres doivent alors être pris en compte, tels que : les dimensions de l'enceinte de tir, la granulométrie et la nature des particules, le nombre et le débit des préleveurs.
Nous adoptons une stratégie de "Prélèvement Total" (PT) qui, en supposant une concentration homogène dans l'ensemble de l'enceinte de tir, permet de déterminer la concentration initiale de particules dispersées.
Du fait de l'évolution rapide des particules étudiées (granulométrie micronique), notamment par sédimentation, une fraction non-négligeable de l'aérosol peut se déposer sur le sol et n'est pas mesurée par les préleveurs. Cette fraction, non-mesurée, est fonction de la configuration expérimentale et de la granulométrie aérodynamique des particules. Il est nécessaire d'estimer la fraction sédimentée, et donc non-mesurée, pour calculer la concentration initiale de particules mises en suspension dans l'air. Le détail du principe et des calculs est consigné dans le rapport interne de l'IRSN de François Gensdarmes [25] ou dans l'article de Motzkus *et al.* [48]. Nous reprendrons quelques éléments de calcul

lors de l'analyse des filtres de prélèvement.

6.3.2 Description du montage

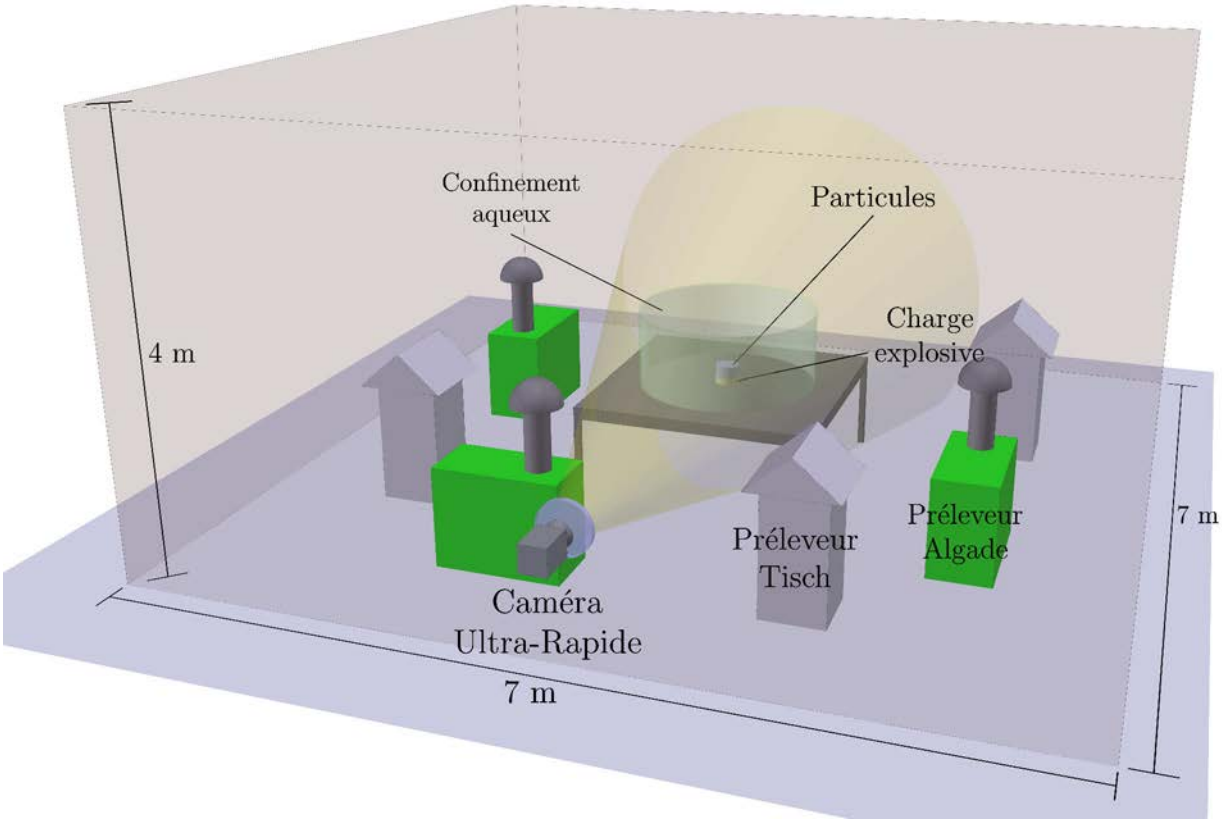

Figure 77 – Schéma d'implantation des différents éléments sur la dalle d'expérimentation.

La campagne a été menée sur le site LPE du CEA/Gramat, dans une casemate semi-fermée. Cette dalle d'expérimentation permet de créer une enceinte fermée propice aux prélèvements des aérosols en fixant une bâche vinyle sur la face ouverte de la casemate. Le prélèvement a ainsi lieu dans une enceinte close, sans échange avec l'air extérieur. Le montage, schématisé sur la Figure 77 et en photographie sur la Figure 78, est constitué d'une table métallique carrée, de 2 m de côté, supportant la charge et des capteurs de pression. Autour de cette table, placée au centre de la casemate, sont disposés des préleveurs d'aérosols de deux types différents : des appareils Tisch TE5170 et des appareils Algade EAS30K. Le principe de ces préleveurs est d'aspirer l'air chargé en particules au travers d'un filtre. Les préleveurs Tisch ont un débit de prélèvement maximal de 130 m^3/h. Ils utilisent des filtres rectangulaires de 10 pouces de diagonale sans régulation du débit et sont donc très sensibles à la perte de charge liée au dépôt des particules sur le filtre. Les Algade sont limités à 2 m^3/h. Ils utilisent des filtres circulaires de diamètre 130 mm et disposent d'une régulation du débit qui leur permet de

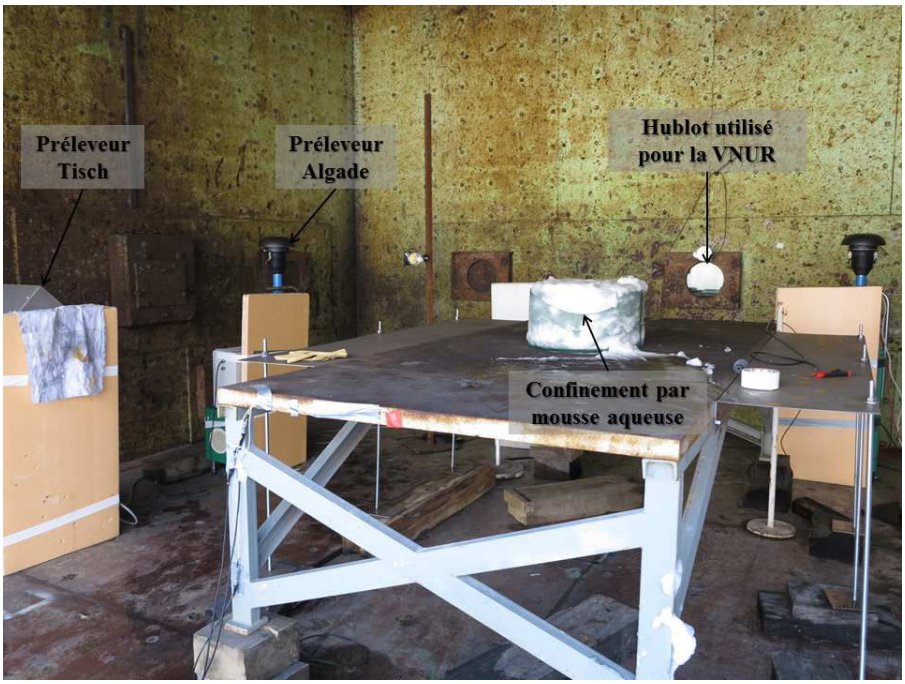

Figure 78 – Photo de la configuration expérimentale de la campagne ADAM.

conserver un débit quasi-constant malgré la perte de charge. Tous les filtres utilisés sont en fibre de verre et ne diffèrent que par leur dimension.

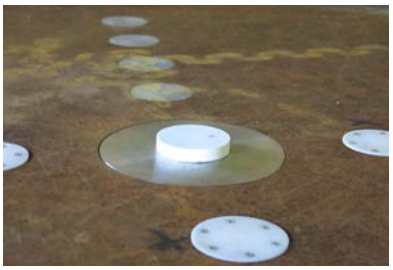

Figure 79 – Charge explosive utilisée lors de la campagne ADAM

Au centre de la table, une pièce amovible en acier sert de support sur lequel la charge explosive est collée. Elle est changée à chaque essai et permet un amorçage par un détonateur RP80 fixé sous la table. Ce détonateur à fil explosé est composé d'un mélange de 80 mg de pentrite et de 123 mg d'hexogène. La charge utilisée pour chaque expérience, en photo sur la Figure 79, est un disque de V401, de 55 mm de diamètre pour 10 mm d'épaisseur, représentant une masse de 44 g.

Elle est recouverte d'un chargement de 200 g de particules de tungstène, de diamètre médian $D_{50} = 3,7$ µm. Les détails de la granulométrie de la poudre utilisée sont donnés en Annexe A. Ce chargement est conditionné dans une cartouche en carton fermée d'un cellophane, puis posé sur la charge.

Lors de nombreux essais, un confinement cylindrique par mousse aqueuse recouvre la charge. Il est réalisé avec du grillage en plastique avec un pas de 5 mm. Trois tailles de confinement ont été testées en conservant un rayon égal à la hauteur : 0,25 m, 0,50 m et 1 m. Pour le plus grand confinement, un

film plastique a été adjoint au grillage qui, seul, n'aurait pas suffi à retenir la mousse.
Le remplissage en mousse des confinements est effectué grâce au générateur SKID équipé de la lance MAS 90. La taille des bulles est d'environ 300 μm pour le foisonnement 60 et 450 μm pour le foisonnement 120. On utilise un prémélange contenant 8% de Retofoam R2, qui offre la meilleure stabilité de la mousse et le drainage le plus lent. Le débit du générateur est suffisant pour réaliser le remplissage des confinements en moins de 15 minutes. Ainsi, malgré le délai requis pour l'amorçage, la mousse ne se dégrade pas. Avant chaque remplissage, le foisonnement de la mousse est contrôlé par pesée d'un volume connu de mousse. Nous rappelons que le foisonnement est défini comme suit :

$$F = \frac{V_{mousse}}{V_{liquide}} \approx \frac{1}{\alpha_{liquide}} \tag{6.2}$$

Chacune des expérimentations suit le protocole suivant :

- réception de la charge explosive,
- vérification du fonctionnement des mesures,
- test de génération et mesure du foisonnement de la mousse,
- collage de la charge,
- positionnement du chargement de particules de tungstène,
- installation des filtres et relevé des débits,
- installation du grillage et remplissage en mousse,
- amorçage,
- tir,
- 2 heures de prélèvement,
- nettoyage de la dalle.

Les mesures mises en place sont les mesures de prélèvement d'aérosols dans l'air et la vidéo numérique ultra-rapide (VNUR). Le matériel destiné au prélèvement des aérosols a été présenté plus haut. Les filtres collectés après chaque tir sont pesés, ce qui permet de déterminer la quantité de matière prélevée. La VNUR a fourni des renseignements sur l'aspect du nuage (densité, luminosité) et la vitesse des particules, en sortie du confinement. La caméra est déportée de la casemate, la visée latérale se faisant au travers d'un hublot.

6.3.3 Description du programme expérimental

Le Tableau 8 présente le programme de tirs initialement prévu et effectivement suivi. Trois tailles de confinement et deux foisonnements ont été étudiés. Les tirs n°2, 3, 4 et 6 nous permettent d'avoir des références, à savoir respectivement, un tir de charge nue, deux tirs de particules sans confinement et

un tir de charge nue confinée. Le tir n°1 a échoué à cause d'une défaillance électrique, qui n'a pas permis ni l'acquisition des mesures, ni le prélèvement des particules. De plus, ce tir a mis en évidence la fragilité des filtres face à l'onde de souffle issue de la détonation. Des protections supplémentaires ont dû être mises en place pour la suite de la campagne.

N° de l'essai	Présence de particules	Foisonnement de la mousse aqueuse	Taille du confinement (en m)	Codification du tir
1	Non	/	/	/
2	Non	/	/	NCNP
3	Oui	/	/	NC
4	Oui	/	/	NC
5	Oui	60	0,25	PC60
6	Non	120	0,5	MC120NP
7	Oui	60	0,5	MC60
8	Oui	60	1	GC60
9	Oui	60	0,25	PC60
10	Oui	120	0,25	PC120
11	Oui	120	0,5	MC120
12	Oui	120	1	GC120

Le symbole / signifie l'absence de mousse

Tableau 8 – Essais expérimentaux menés lors de la campagne ADAM

Afin de faciliter les explications dans la suite du chapitre, nous adoptons une codification des tirs. Chaque tir est désigné par deux lettres désignant la taille de son confinement, suivies de la valeur du foisonnement utilisé. Les lettres PC, MC et GC désignent, respectivement, un confinement de 0,25 m, 0,5 m et 1 m de rayon. Les lettres NC désignent un tir sans confinement aqueux. Ainsi le tir 5 correspondant à une charge avec particules recouverte d'un petit confinement rempli de mousse à foisonnement 60 est désigné par le code PC60. On ajoute les lettres NP à la fin du code pour les tirs sans particules. On retrouve la codification de chacun des tirs dans le Tableau 8.

6.3.4 Résultats

Dans cette section, nous analyserons d'abord les images acquises par la VNUR. Ensuite, nous discuterons et interprèterons les analyses et pesées effectuées sur les filtres de prélèvement.

6.3.4.1 Analyse des images de la VNUR

Pour des raisons logistiques, deux caméras différentes ont successivement été utilisées lors de cette campagne : une Photron SA-X lors des essais 1 à 6 et une SA-5 pour les essais 7 à 12. Leurs caractéristiques techniques sont semblables, à l'exception de la sensibilité du capteur. Cette différence peut être atténuée par un traitement des images. De plus, elle est du même ordre de grandeur que les différences issues de la variation de la luminosité extérieure. Ces écarts sont compensés par un traitement numérique des images en prenant comme référence les images statiques des montages.

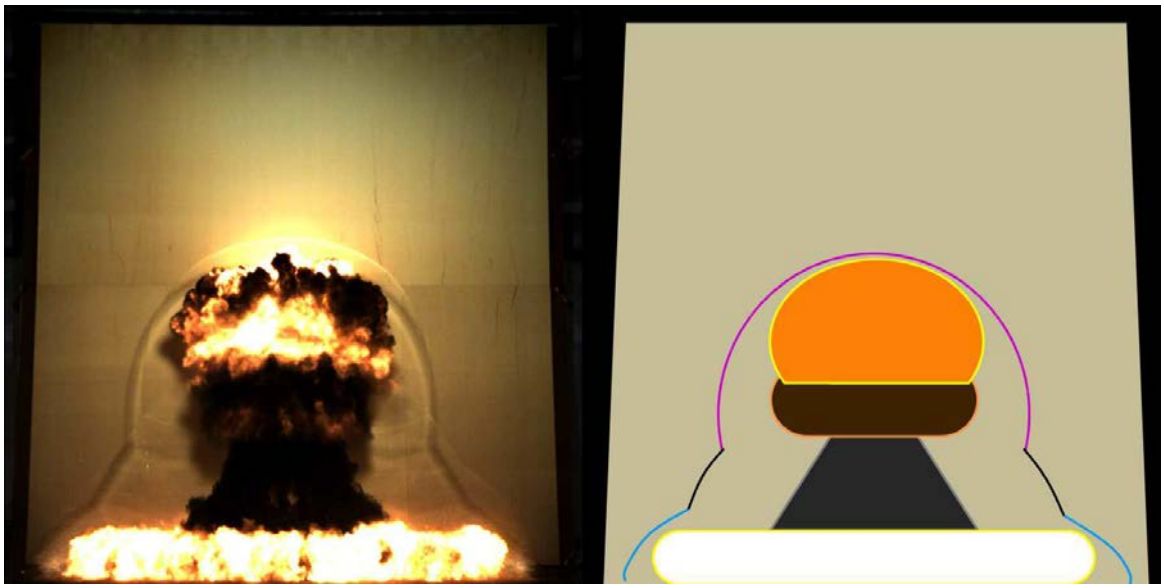

Figure 80 – (a) : Image de l'onde de souffle issue de la détonation d'un disque de V401 (champ optique : $1400 \times 1400\ \mathrm{mm}^2$). (b) : Schématisation avec identification des différentes ondes issues de la charge cylindrique : onde axiale (en violet), onde radiale (en bleu) et onde de recollement (en noir).

Afin d'analyser les vidéos acquises lors des essais, un assemblage de 16 images représentatives du phénomène observable sera présenté. Ces assemblages s'observent de gauche à droite et de haut en bas, comme l'indiquent les temps inscrits sur chacune des images.
L'essai NCNP, dont les résultats sont présentés Figure 81, consiste en la détonation d'une charge cylindrique nue. Ce tir permet d'observer l'onde de souffle générée par une charge cylindrique, différente d'une onde hémisphérique dans les premiers instants. Une première partie de l'onde de souffle, issue de la face supérieure du cylindre, se propage de manière axiale, vers le haut, alors qu'une autre

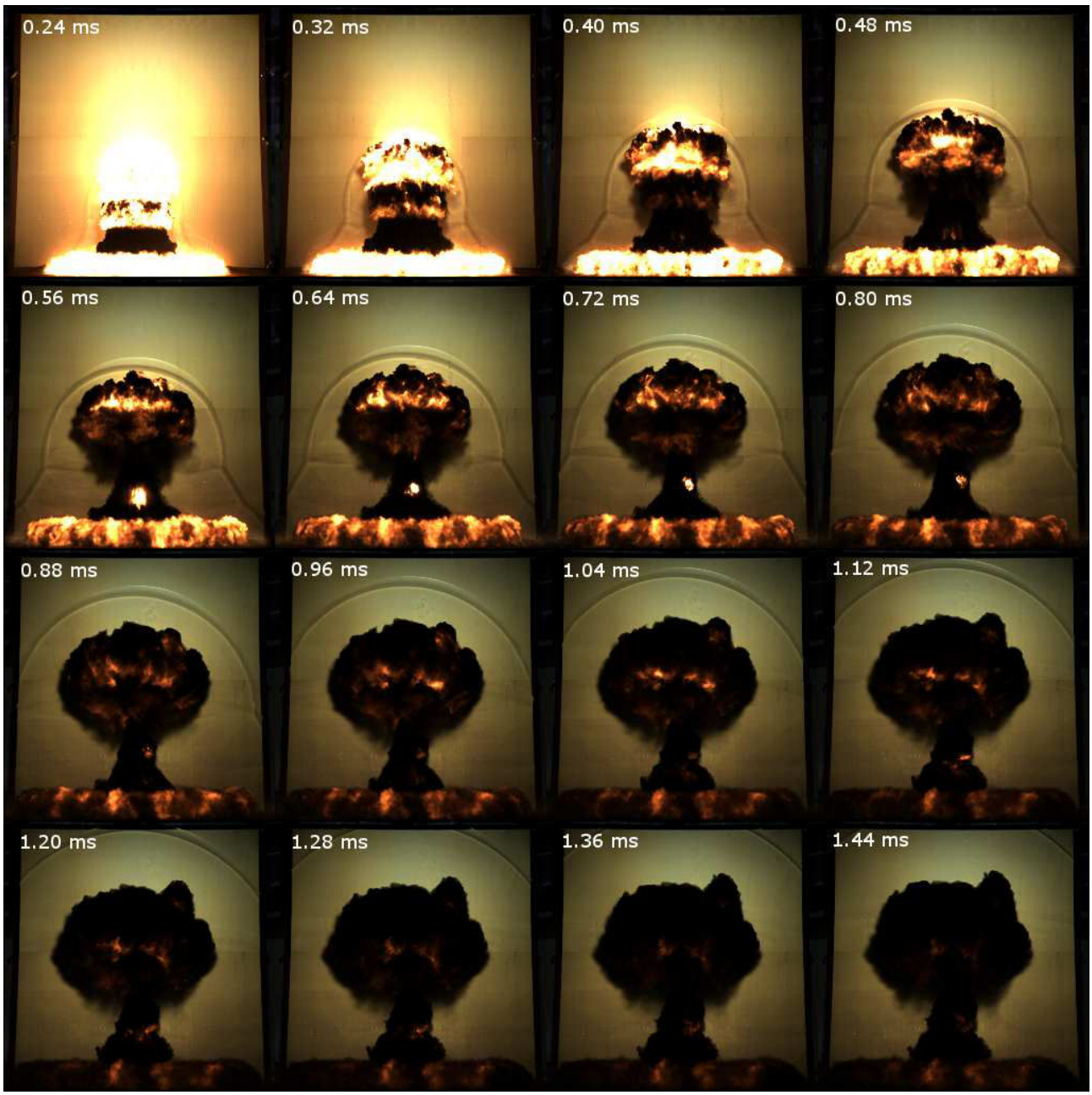

Figure 81 – Evolution de l'onde de souffle et des produits de détonation issus de la détonation d'un cylindre plat de V401. (essai ADAM NCNP, champ optique : $1400 \times 1400\ \mathrm{mm}^2$)

partie de l'onde, issue de la surface latérale du cylindre se propage de manière radiale. Une "onde de recollement" va alors naturellement faire la jonction entre les deux. La structure globale de l'onde décrite est mise en évidence sur la Figure 80. On constate également que les produits de détonation se propagent dans deux directions privilégiées qui sont les mêmes que celles des ondes de chocs, les directions axiale et radiale.

Le positionnement des particules de tungstène sur le dessus de la charge est donc tout indiqué. Elles bénéficieront ainsi de toute l'accélération transmise par l'onde de souffle émergeant de la face supérieure et de celle fournie par les produits de détonation se propageant vers le haut.

L'essai n° 3, le premier NC, consiste en la détonation d'une charge recouverte de particules de tungstène, en l'absence de confinement. Comme on peut le voir sur la Figure 82, la structure de l'onde de souffle est fortement modifiée par la présence des particules. Celles-ci semblent ralentir l'onde débouchant de la face supérieure de l'explosif, ce qui induit une onde de souffle quasi-hémisphérique avec une légère inflexion sur la partie supérieure.

Afin d'observer le comportement des particules confinées par mousse aqueuse, le champ de la caméra a ensuite été largement agrandi. Cela permet de visualiser le comportement du confinement et des particules, ainsi que les produits de détonation, sortant du confinement aqueux. Les images obtenues donnent la position des particules jusqu'à environ 2 mètres au-dessus de la table. Cependant, un tel champ optique ne permet pas la quantification précise de la position ou de la vitesse des particules et n'autorise donc que des ordres de grandeur relatifs d'un tir à l'autre. Par extension, la cadence d'acquisition a également été modifiée.

La Figure 83 représente les 15 premières millisecondes du tir PC60. On peut voir, sur la 1ère image, le confinement de 0,25 m sur la table métallique, avec en arrière-plan, le film vinyle fermant la casemate. La succession d'images montre une gerbe lumineuse de particules sortant du confinement aqueux, qui est lui-même totalement détruit. La luminosité des particules laisse supposer qu'il y a combustion, malgré la chaleur massique élevée du tungstène. Ainsi, les particules de tungstène pur pourraient être oxydées en particules de dioxyde ou de trioxyde de tungstène (WO_2 ou WO_3), selon la cinétique de la combustion. Cette hypothèse sera vérifiée par une analyse chimique et par une observation au microscope à balayage électronique, décrites au paragraphe 6.3.4.2. On constate que les particules s'élèvent jusqu'au plafond de la casemate. Il est donc possible que certaines, après impact, y restent accrochées. Il est également probable que les particules les plus proches de l'explosif au moment de la détonation s'agglomèrent pour former des particules de 10, voire 100 fois, leur taille initiale. Celles-ci retomberaient alors très rapidement au sol et ne pourraient pas être captées par les préleveurs.

La Figure 84 représente les 15 premières millisecondes du tir PC120, comparable au tir n° 5 mais avec une mousse de foisonnement 120. Visuellement, on ne constate pas de différence majeure avec

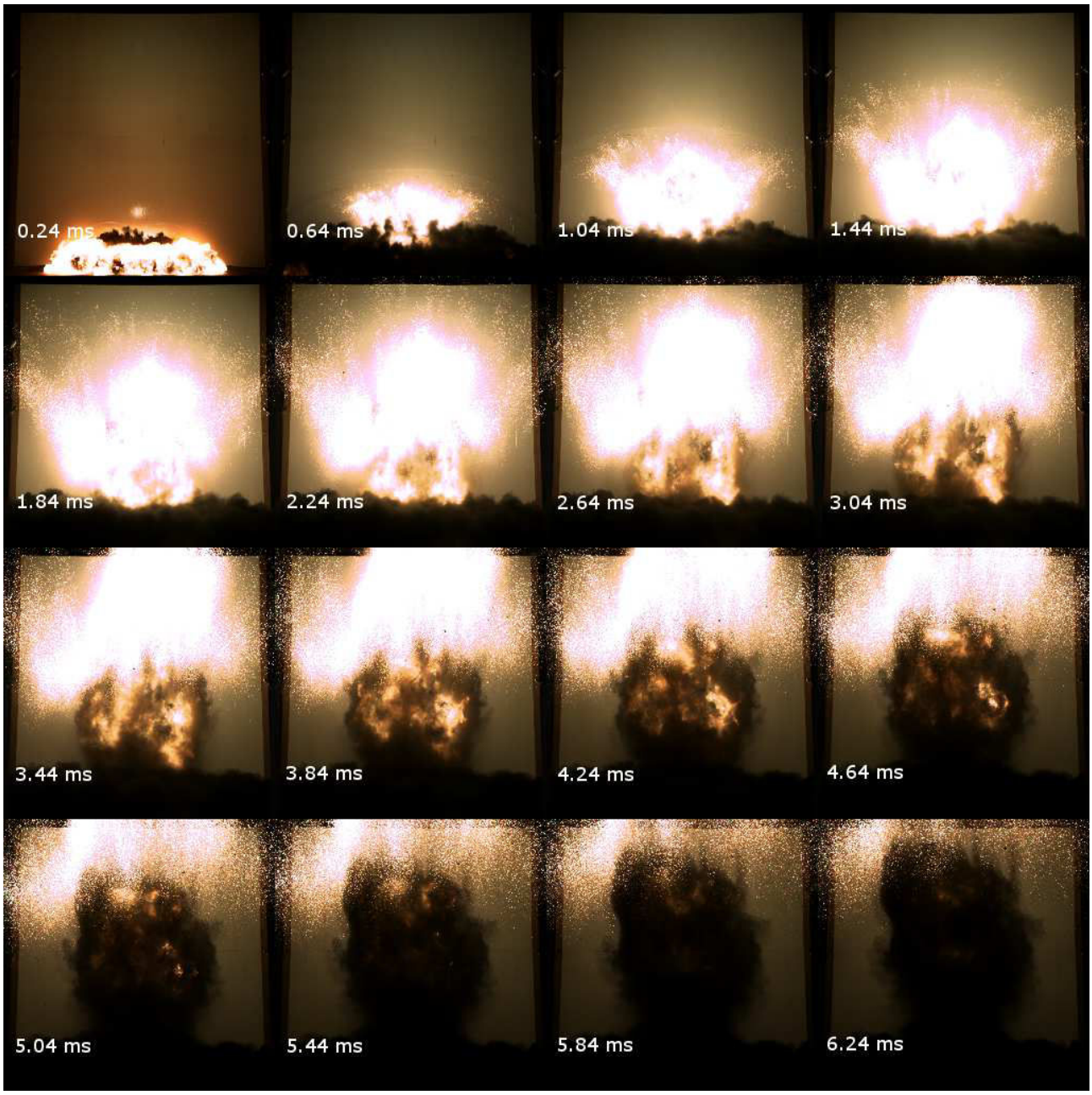

Figure 82 – Évolution de l'onde de souffle issue de la détonation d'un disque de V401 recouvert de particules de tungstène. (essai ADAM NC, champ optique : $1400 \times 1400\ \mathrm{mm}^2$)

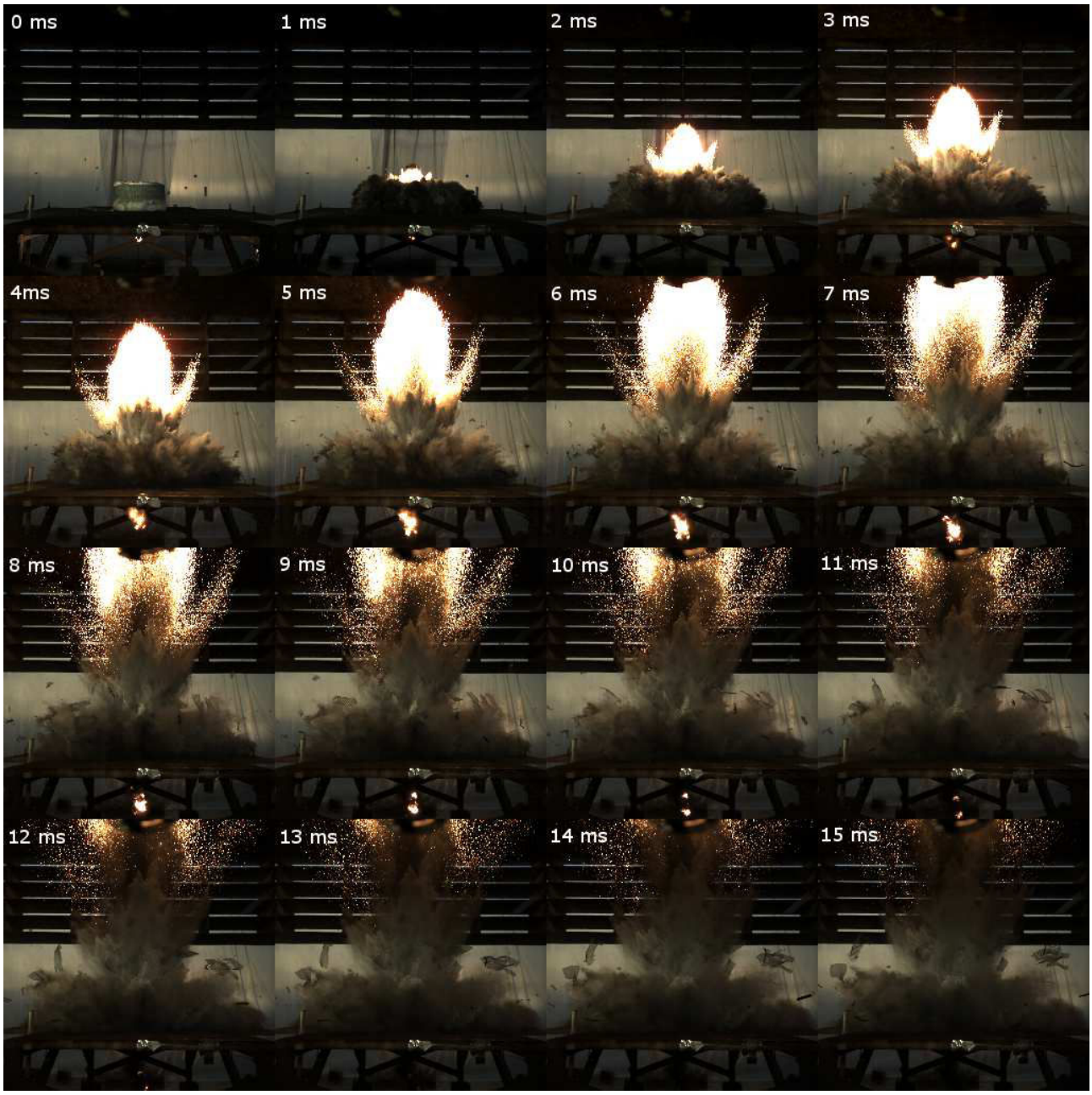

Figure 83 – Images des 15 premières millisecondes de la projection de particules dans un confinement avec R=0,25 m et F=60 (Tir PC60, champ optique : $2500 \times 2500\ \mathrm{mm}^2$).

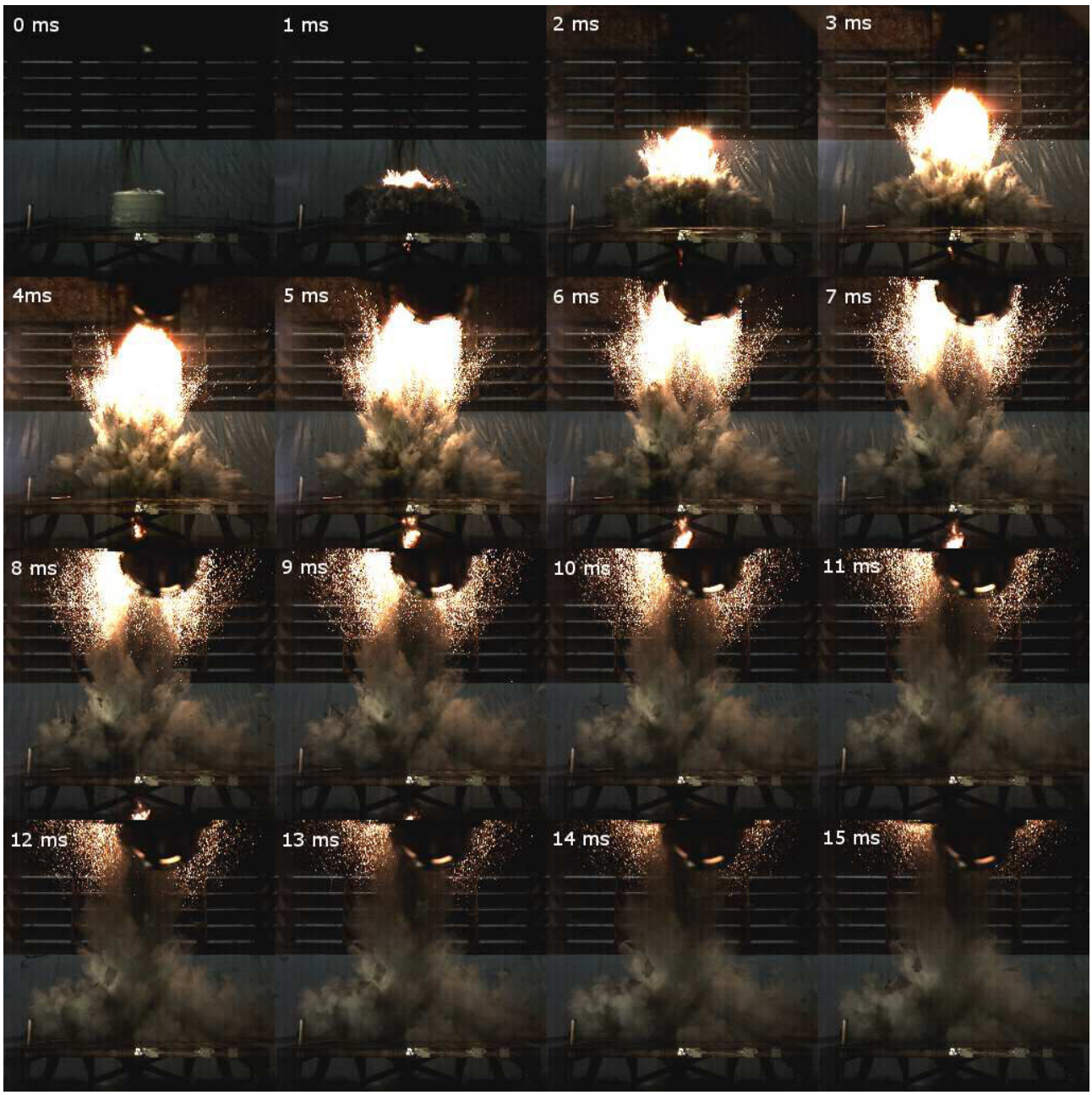

Figure 84 – Images des 15 premières millisecondes de la projection de particules dans un confinement avec R=0,25 m et F=120 (Tir PC120, champ optique : $2500 \times 2500\ \mathrm{mm}^2$).

le foisonnement 60. Les particules ont une vitesse similaire dans les deux cas et la luminosité des nuages est également semblable.
Le cas extrême du tir GC60 est présenté Figure 85. Le confinement est bien plus grand et occupe la moitié de l'image. On constate que les particules sortent du confinement plus tard que lors des tirs PC60 et PC120 et sont également bien moins lumineuses. Cela signifie que la mousse empêche, ou tout au moins inhibe, la combustion du tungstène, en absorbant une partie de la chaleur transmise par l'explosif et les produits de détonation. Les particules semblent également s'échapper en moins grande quantité et plus lentement.
Les images issues des vidéos acquises pour l'ensemble des tirs sont présentées en Annexe B.

Estimation de la vitesse d'éjection des particules
Nous utilisons les vidéos afin d'estimer la vitesse des particules lorsqu'elles sortent du confinement. On mesure une vitesse moyenne depuis l'apparition du front supérieur de particules jusqu'à sa sortie du champ optique.
Les relevés de vitesse effectués sur l'ensemble des tirs sont regroupés sur la Figure 86. La vitesse est tracée en fonction d'une grandeur homogène à la masse surfacique du confinement. Cette grandeur est le produit de la hauteur h du confinement par la masse volumique de la mousse ρ_m et est définie par :

$$h\rho_m = \frac{h\rho_L}{F} \tag{6.3}$$

Étant données la forme du confinement et la direction verticale privilégiée des particules, cette masse surfacique est représentative de la quantité d'eau présente sur la trajectoire axiale des particules. Comme on peut le voir sur la Figure 86, certains confinements ont la même masse surfacique puisqu'ils présentent une longueur de mousse deux fois supérieure avec un foisonnement double. On constate une nette correspondance entre les vitesses de sortie des particules hors de ces confinements. Une interpolation quadratique des résultats a également été tracée sur la gamme de vitesse observée.
Il apparait donc que le ralentissement des particules qui se sont échappées du confinement dépend directement de la quantité d'eau qui leur est opposée.

6.3.4.2 Analyse des filtres de prélèvement

Comme expliqué au paragraphe 6.3.2, des prélèvements des particules dispersées dans l'air après la détonation ont été effectués, à l'aide de deux types de préleveurs, sur des filtres de fibres de verre. Des informations ont pu être extraites de l'analyse de ces filtres, de trois façons différentes. Tout d'abord, une observation visuelle des filtres donne de nombreuses informations qualitatives. Ensuite, un différentiel de masse des filtres, avant et après tir, fournit des informations plus quantitatives. Enfin, une analyse de la composition chimique d'un des dépôts a été effectuée.

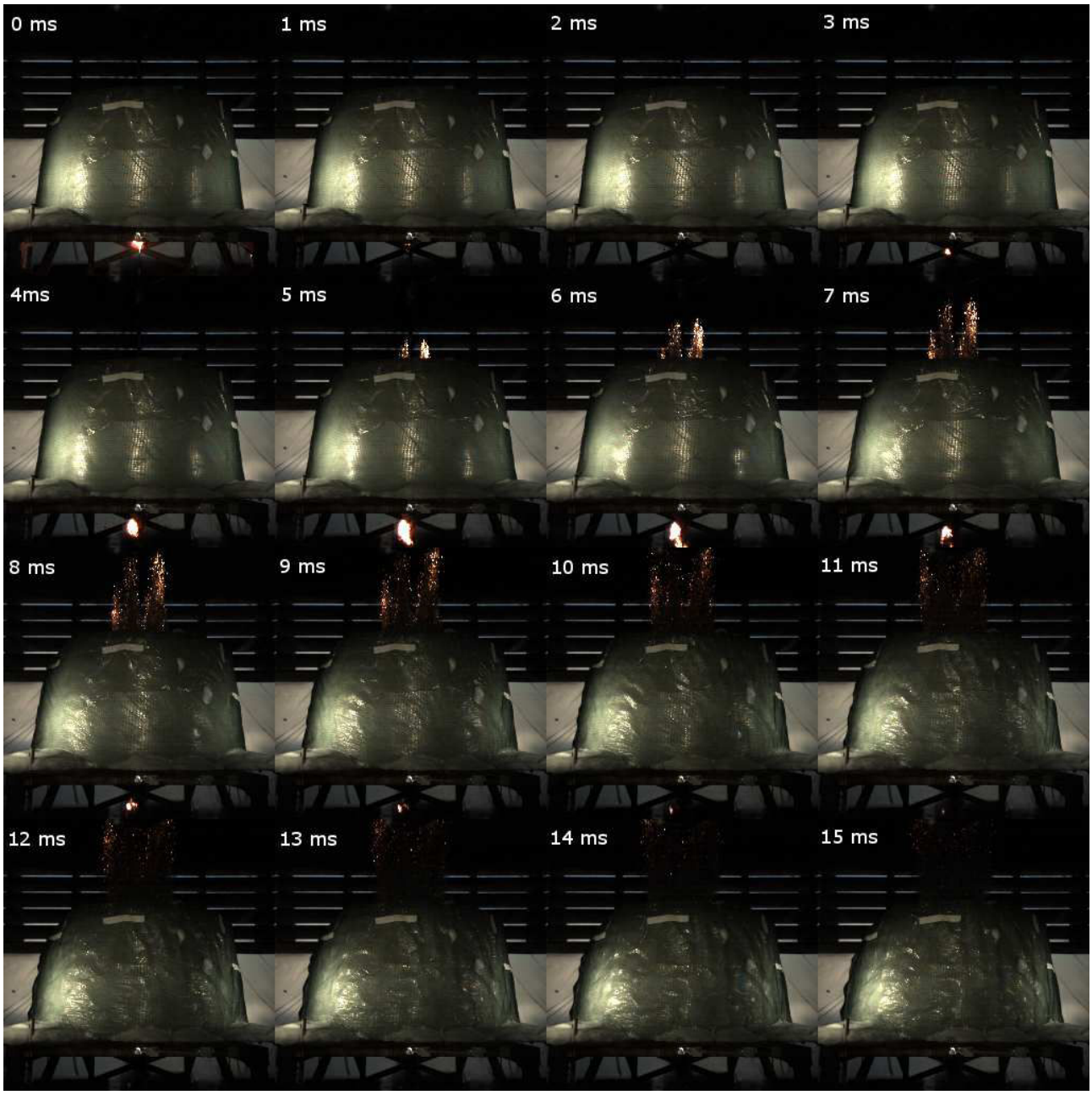

Figure 85 – Images des 15 premières millisecondes de la projection de particules dans un confinement avec R=1 m et F=60 (Tir GC60, champ optique : $2500 \times 2500\ \mathrm{mm}^2$).

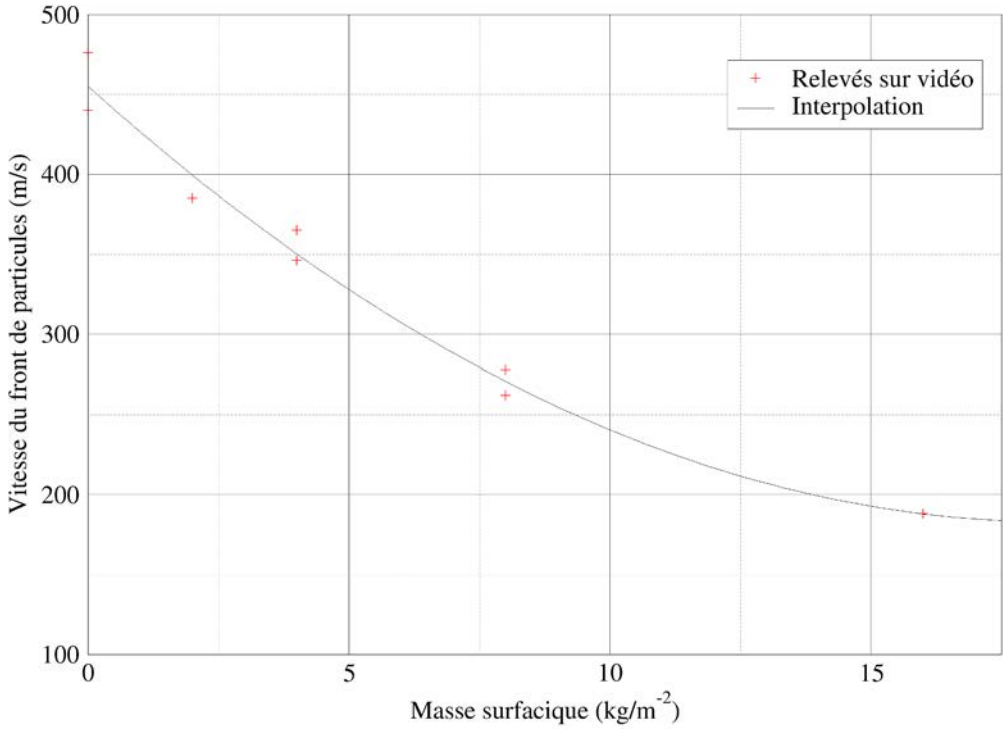

Figure 86 – Vitesse du front de particules

Observations visuelles des filtres

La seule observation des filtres permet de se rendre compte de l'influence de la mousse sur la dispersion des aérosols et même des produits de détonation. En effet, les réactions chimiques de décomposition liées à la détonation d'une charge explosive produisent des gaz de détonation, majoritairement du CO_2, du CO et de la vapeur d'eau, mais également des particules solides, généralement carbonées, d'où le nuage noir post-explosion.

Les tirs NCNP et MC120NP correspondent à des détonations sans particules métalliques, respectivement non-confinées et confinées. Les préleveurs ne capturent donc que des produits de détonation sur les filtres.

Les filtres issus des tirs NCNP et MC120NP, respectivement non-confiné et confiné, sont juxtaposés sur la Figure 87. Le filtre du tir confiné présente bien moins de produits de détonation que le filtre du tir non-confiné. On peut aussi apprécier visuellement l'effet de la présence de mousse aqueuse sur le confinement des produits de détonation.

La Figure 88 compare les filtres issus des tirs NCNP et NC. Ce sont des tirs non-confinés, respectivement sans et avec particules. On constate que sans particules, les préleveurs capturent les produits de détonation, profondément noirs. En revanche, l'épaisse couche grise visible sur le filtre du tir NC

Figure 87 – Filtres des tirs NCNP (à gauche) et MC120NP (à droite).

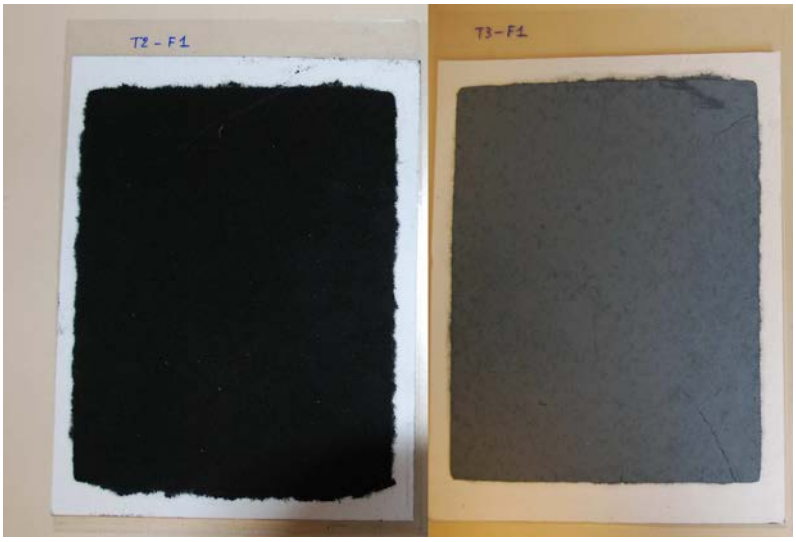

Figure 88 – Filtres des tirs NCNP (à gauche) et NC (à droite)

est constituée de tungstène, en majorité sous forme oxydée, comme le prouvera l'analyse chimique présentée ci-après. Que ce soit sur les vidéos ou par le prélèvement, on constate donc que le tungstène est mis en suspension dans l'air et ensuite capté par les préleveurs.

La Figure 89 montre la juxtaposition de filtres issus de tirs réalisés avec 3 tailles de confinement différentes, avec un foisonnement 60. Pour commencer, bien que peu visibles sur la photographies, les épaisseurs des dépôts diminuent significativement lorsque la taille du confinement augmente. De fait, pour le tir GC60, la finesse du dépôt permet encore de discerner les fibres du filtre.

La différence de couleur entre les filtres est également révélatrice d'une différence de composition du dépôt. Plus il y a de tungstène, plus le filtre prend une couleur gris bleuté. Moins il y a de tungstène sur le filtre, plus celui-ci est sombre dû à la présence des produits de détonation toujours en suspension.

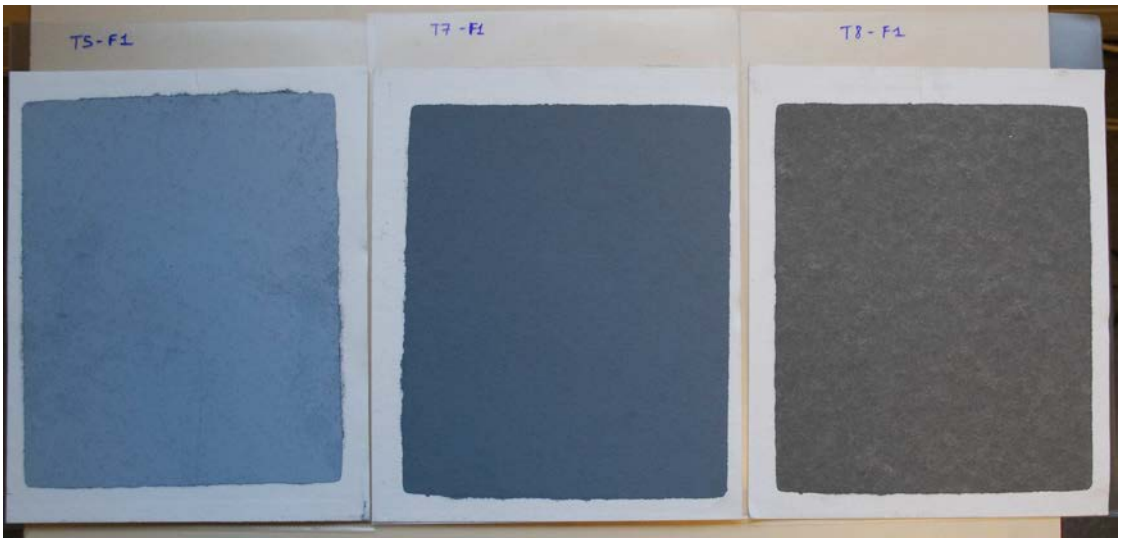

Figure 89 – Comparaison des filtres associés à différentes tailles de confinement pour le foisonnement 120 (de gauche à droite les tirs PC60, MC60 et GC60).

Les observations et conclusions faites ici pour le foisonnement 60 sont les mêmes pour le foisonnement 120. Les filtres ont d'ailleurs un aspect très similaire entre les deux foisonnements, ce qui est assez surprenant puisque la mousse est 2 fois plus dense dans un cas que dans l'autre.
Afin d'obtenir des résultats plus précis, les dépôts ont été analysés et pesés avec précision.

Analyse de la composition chimique des dépôts

Afin d'estimer l'efficacité de la mousse, il est nécessaire d'identifier ce que l'on capture sur les filtres de prélèvement. Pour cela, la série de filtres issus du second tir PC60 a été réservée à l'analyse chimique des dépôts. Nous avons ainsi effectué une analyse XPS, permettant d'obtenir la composition moléculaire des prélèvements, et une visualisation au MEB. Les notions de base d'atomistique, utiles à la bonne compréhension des analyses XPS, sont données en Annexe C.
La spectroscopie de photoélectrons par rayons X - *X-ray photoelectron spectroscopy* en anglais (XPS) - consiste à analyser en énergie les électrons émis par une substance irradiée par un rayonnement X. Cette méthode permet d'accéder directement à l'énergie de liaison des niveaux électroniques de cœur et de valence. L'énergie de liaison au niveau de cœur est spécifique de l'atome et renseigne sur l'état chimique des composés. La distribution en énergie des électrons de valence est caractéristique des liaisons chimiques et de la structure électronique du système. C'est une méthode non-destructive qui analyse la surface de l'échantillon sur une profondeur de 10 nm.
Nous avons appliqué cette méthode d'analyse à un échantillon de dépôt prélevé lors du tir PC60 (R = 0,25, F = 60).
La première étape du XPS est une analyse globale du spectre d'énergie des photoélectrons. On bom-

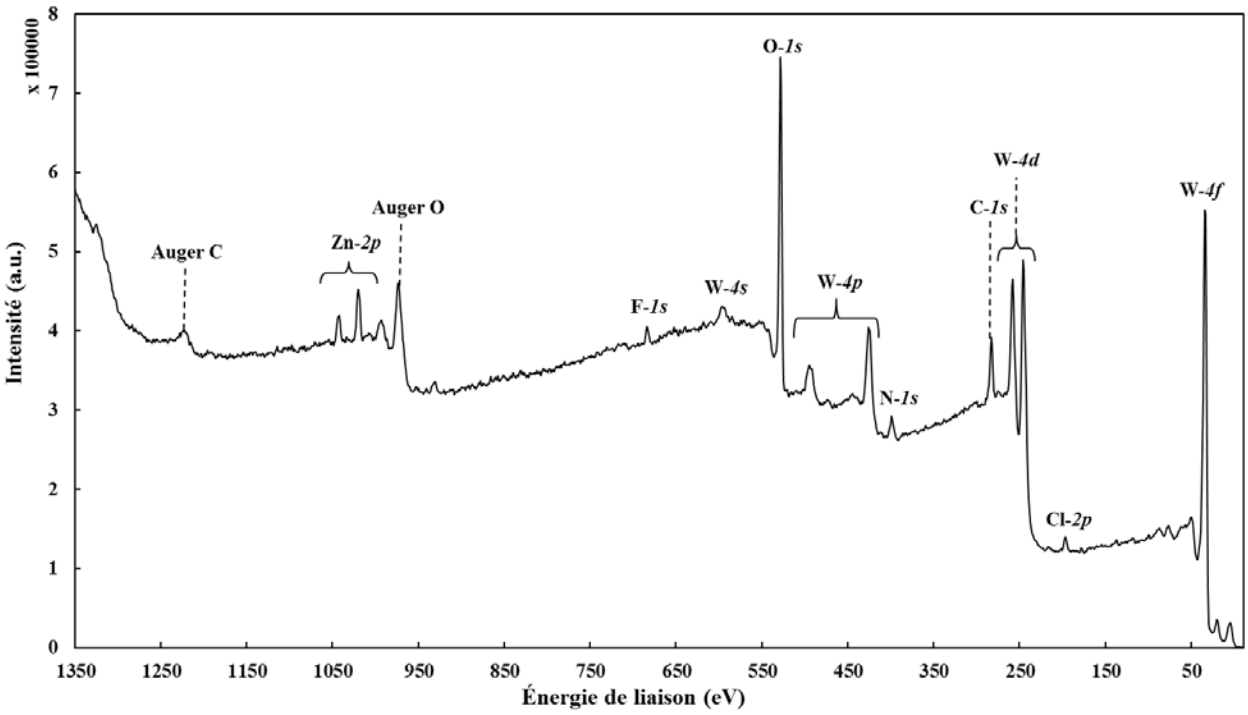

Figure 90 – Spectre de photoélectrons, sur l'ensemble de la gamme d'énergie, obtenu sur l'échantillon issu du tir PC60.

barde l'échantillon de rayons-X en faisant varier leur énergie sur un large spectre. En impactant les atomes constituant la matière analysée, les photons émis vont transmettre leur énergie aux électrons, qui vont alors changer d'état électronique (voir encadré ci-contre). Cela implique que certains électrons, en général les plus éloignés du noyau de l'atome, vont être éjectés. On les appelle photoélectrons. Pour chaque énergie de rayonnement, on compte le nombre d'électrons qui sont arrachés des orbitales atomiques de la matière analysée et renvoyés vers l'analyseur. Cette première passe, appelée *survey*, n'est pas très précise mais permet d'identifier clairement les pics d'énergie qui apparaissent et les orbitales des éléments auxquelles ils correspondent. Cela permet de se concentrer ensuite sur chaque élément intéressant l'étude. Ainsi, le *survey* mené sur l'échantillon issu du tir PC60 est représenté sur la Figure 90. Les différents pics qui apparaissent sont référencés par l'élément et l'orbitale auxquels ils correspondent. Notre intérêt se portera plus particulièrement sur les pics du tungstène, l'élément dispersé que l'on cherche à analyser. On notera également une forte présence d'oxygène qui pourrait provenir de l'oxydation des particules. On distingue aussi les pics du carbone qui peuvent concerner les produits de détonation. Cependant, il est extrêmement difficile de différencier le carbone présent initialement dans l'échantillon du carbone naturellement présent dans l'atmosphère qui pollue le dépôt. Des analyses plus complexes et poussées pourraient apporter des réponses mais nous n'avons pas eu le temps de les mener. On remarquera que plusieurs orbitales du tungstène apparaissent sur le survey et que plus la somme de leurs nombres quantiques est faible, plus leur énergie de liaison

est élevée.

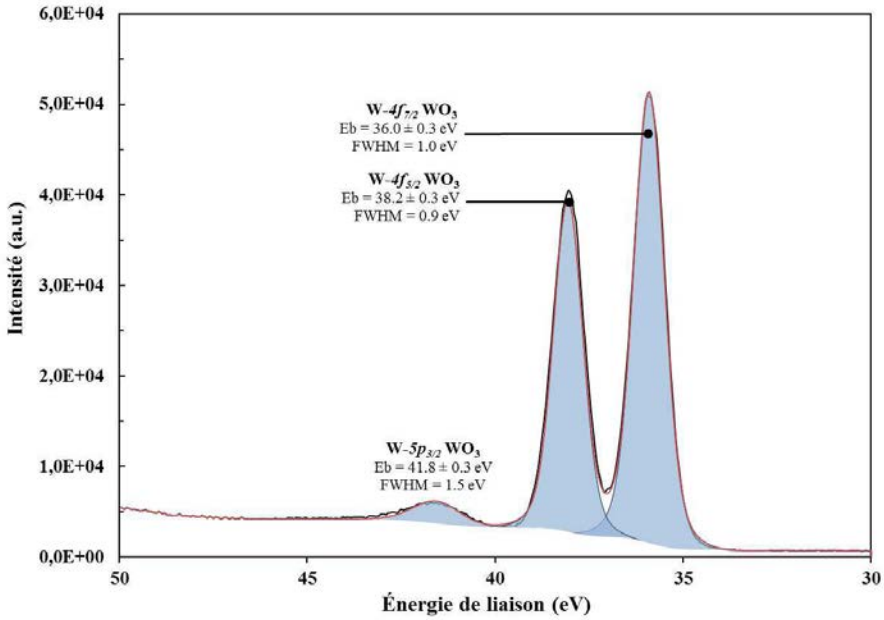

Figure 91 – Spectre de niveaux du W-4f

Le pic utile à notre étude est donc celui de l'orbitale $4f$ du tungstène, couche la plus éloignée du noyau. Une seconde analyse, plus précise, est donc effectuée en se focalisant sur la gamme 30-50 électron-Volts (eV) qui correspond à son énergie de liaison. On rappelle qu'un électron-Volt est défini par : $1eV = e \times 1V = 1,60.10^{-19}J$ avec e la charge élémentaire. Les résultats sont fournis sur la Figure 91. Trois pics apparaissent sur le spectre alors que le survey n'en montrait qu'un. L'un des pics, relativement faible par rapport aux autres concerne l'orbitale $5p$ du tungstène, d'énergie de liaison proche de celle de l'orbitale $4f$. Les deux autres pics constituent le multiplet de l'orbitale $4f$ du tungstène correspondant aux deux spins possibles de l'électron expulsé de l'orbitale. Une analyse numérique permet d'identifier chacun de ces pics. La connaissance exacte des énergies de liaison moyennes, notée E_b sur le graphe, et des largeurs de pics à mi-hauteur, notées FWHM, permet d'identifier précisément la forme moléculaire sous laquelle se trouve l'élément. Ainsi on peut voir que les trois pics correspondent aux orbitales du WO_3. On peut donc en déduire que la surface des particules de tungstène, lors de leur dispersion par explosif, est complètement oxydée par combustion. Nous rappelons cependant que la technique XPS ne peut analyser la matière que sur une épaisseur de 10 nm. Nous pouvons donc affirmer que la surface des particules est oxydée par combustion mais nous ne pouvons pas statuer sur l'état chimique du cœur des particules.
Pour y parvenir, une observation des prélèvements au microscope électronique à balayage (MEB) a également été effectuée. L'observation précise des particules prélevées permet de les comparer aux particules initialement mises en suspension et de statuer sur un changement d'état de surface voire,

en cas de combustion violente, une diminution de la granulométrie.
La Figure 92 présente deux images des prélèvements, obtenues au MEB. L'image de gauche est capturée en bord de filtre brut, dont on voit clairement les fibres, sur lesquelles les dépôts sont accrochés. Le dépôt n'a pas été traité, ni manipulé. On ne distingue pas de formes ou de structures particulières, ni répétitives, qui permettrait d'identifier le tungstène présent sur le filtre. Les éléments visibles ont un aspect floconneux quelle que soit leur taille. Les plus gros éléments semblent être des agglomérats de particules plus fines. Afin d'aller plus loin dans l'analyse, le dépôt a été gratté sur le filtre, afin d'être déposé et réparti sur substrat. L'image de droite, sur la Figure 92, représente la visualisation de cet échantillon observé au zoom maximal autorisé par l'appareil utilisé. On y retrouve des éléments de très faible taille avec le même aspect floconneux que précédemment, sensiblement différent de l'aspect initial des particules visible en Annexe A. Le MEB permet également, par un principe similaire au XPS, de confirmer que ce que l'on observe correspond bien à l'une des formes moléculaires de tungstène. Il est donc très probable que par combustion, le tungstène se retrouve sous une forme de WO_3 avec une granulométrie plus fine que les 3,7 μm initiaux. Ce résultat sera vérifié par les résultats de pesée des filtres et leur comparaison avec les calculs théoriques. On suppose donc que l'ensemble du tungstène prélevé sur les filtres est sous forme oxydée, quel que soit le confinement utilisé.

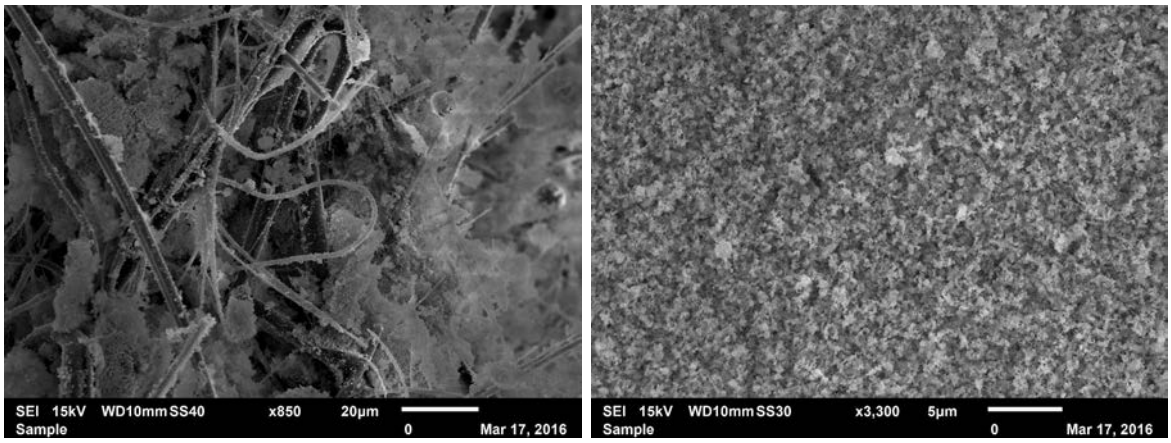

Figure 92 – Images des prélèvements obtenues au MEB : observation d'un bord de filtre avec le dépôt (à gauche) et observation du dépôt seul déposé sur un substrat (à droite).

Analyse massique des filtres

Les filtres de prélèvement ont tous été pesés individuellement avant les expériences, à l'aide d'une balance de précision. Ils ont ensuite été stockés dans une pochette plastique individuelle et transportés dans une boîte en carton jusqu'à l'expérience. Une fois le temps de prélèvement terminé, les filtres ont été récupérés sur les préleveurs puis à nouveau stockés, de la même manière que précédemment. Après un repos de 12 heures, destiné à diminuer l'humidité des filtres, ils ont de nouveau été pesés en utilisant la même balance. Les résultats de pesée des filtres issus des tirs avec particules sont présentés

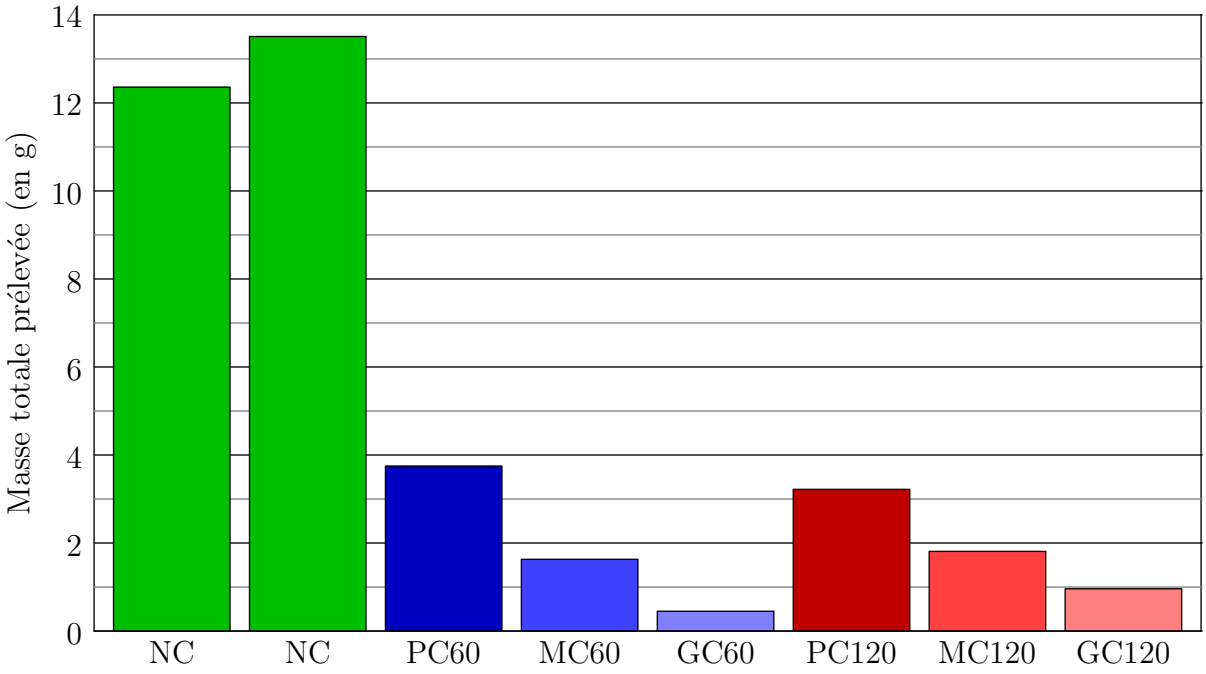

Figure 93 – Histogramme présentant la masse totale prélevée sur l'ensemble des filtres pour chacun des tirs réalisés avec des particules

sur la Figure 93. Les résultats des deux tirs de particules non-confinés sont tracés en vert alors que les résultats pour les confinement de foisonnement 60 sont tracés en bleu et ceux en foisonnement 120 en rouge. Plus les couleurs sont pâles, plus le confinement est grand. Les masses présentées ici correspondent à l'ensemble de ce qui est capturé sur le filtre. Il s'agit donc de la somme des produits de détonation et des particules de tungstène.

La différence marquante entre les tirs non-confinés (NC) et confinés montre que quel que soit leur taille ou leur foisonnement, les confinements sont extrêmement efficaces pour capturer les particules et les produits de détonation. Contrairement à ce qu'on pouvait croire par l'observation des images extraites des vidéos, les petits confinements (PC60 et PC120) retiennent déjà une quantité importante de particules. Tout à fait logiquement, on remarque que lorsqu'on augmente la quantité de mousse, on diminue la quantité de particules dispersées et donc capturées sur les filtres et donc, par extension, on augmente la quantité de particules retenues dans la mousse.

Cependant, il est intéressant de remarquer que le foisonnement semble avoir une part minime dans le piégeage de particules. En effet, pour une même taille de confinement, la différence entre les foisonnements 60 et 120 est faible. Il y a pourtant 2 fois plus d'eau dans la mousse de foisonnement 60 que dans celle de foisonnement 120. Cela corrobore cependant les remarques qui ont été faites lors de l'observation des filtres au paragraphe précédent.

Il est important de noter que l'on a un écart de 9,2% entre les deux tirs NC, qui ont été réalisés dans les mêmes conditions. On peut lier cet écart à l'incertitude de pesée des filtres. La précision de la

balance est de 1 mg mais l'incertitude vient du fait que l'on pèse un filtre de grande surface et que la mesure est donc particulièrement sensible au moindre mouvement d'air. On évalue la précision de nos mesures à environ 10%, valeur que l'on adoptera pour incertitude de mesure totale.

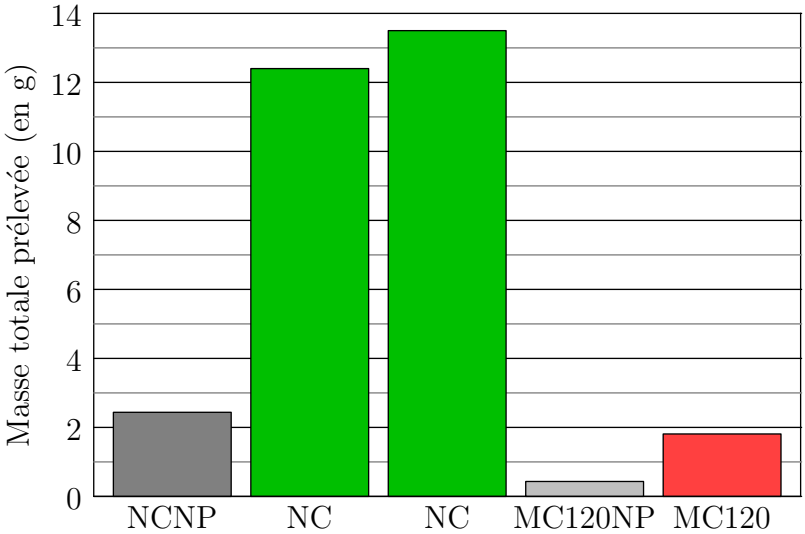

Figure 94 – Histogramme présentant les masses totales prélevées lors de tirs confinés ou non, réalisés sans et avec particules

La Figure 94 présente une comparaison des masses prélevées sans et avec particules pour des tirs non-confinés et confinés. Ainsi, les tirs NCNP et NC ont été réalisés sans confinement, le premier sans particules et le deuxième avec. Les tirs MC120NP et MC120 utilisent un confinement identique (confinement moyen, F120), le premier sans particules de tungstène, le deuxième avec. Il apparait tout d'abord, en comparant les tirs sans particules, que la mousse a le même effet sur les produits de détonation et sur les particules métalliques. Leur concentration dans l'air est réduite de façon drastique en présence de mousse. On remarque également, en comparant les tirs sans et avec particules, que les produits de détonation représentent une part minoritaire, mais non-négligeable, de la masse totale récoltée sur les filtres de prélèvement. Cette analyse est conditionnée par l'hypothèse que la dispersion des produits de détonation n'est pas gênée par la présence des particules. Ainsi, dans le cas de la dispersion non-confinée, la part des produits de détonation dans la masse totale prélevée lors des tirs effectués avec particules représente environ 20%. Dans le cas du tir MC120, cette part reste similaire (24%).

Étant donnés les résultats observés, nous supposerons que dans tous les tirs effectués, la proportion de produits de détonation par rapport à la masse totale prélevée est la même. Elle sera prise égale à la moyenne des deux valeurs calculées dans les configurations expérimentées, c'est-à-dire 22%. Cela permet de retirer, aux masses totales mesurées, la masse des produits de détonation et ainsi d'en déduire la masse de tungstène récoltée sur les filtres. De plus, il a été montré que le tungstène collecté est sous forme de WO_3, alors que les particules dispersées sont initialement du tungstène pur. Pour

chaque atome de tungstène dispersé, on prélèvera trois atomes d'oxygène en plus. En considérant la masse atomique de l'oxygène $m_{a,O} = 16u$ et celle du tungstène $m_{a,W} = 184u$, on doit encore retirer 26,2 % de la masse pour obtenir la quantité de tungstène pur prélevée.
Pour rappel, l'objectif de ces essais était de comparer les différents tirs effectués afin d'évaluer l'efficacité de capture χ_m d'un confinement aqueux. Cette efficacité est définie comme le taux de capture de particules atteint avec le confinement considéré en prenant comme référence les deux tirs NC, effectués sans confinement. On la calcule par la formule suivante :

$$\chi_m = 1 - \frac{m_c}{m_{nc}} \tag{6.4}$$

avec m_c et m_{nc} les masses totales de tungstène collectées, respectivement, sur le tir confiné considéré et, en moyenne, sur les deux tirs non-confinés. La même relation est utilisée pour évaluer la capture des seuls produits de détonation, en comparant la masse totale collectée lors du tir NCNP avec celle du tir MC120NP. Le calcul de l'efficacité de chacun des confinements aqueux mis en œuvre a été effec-

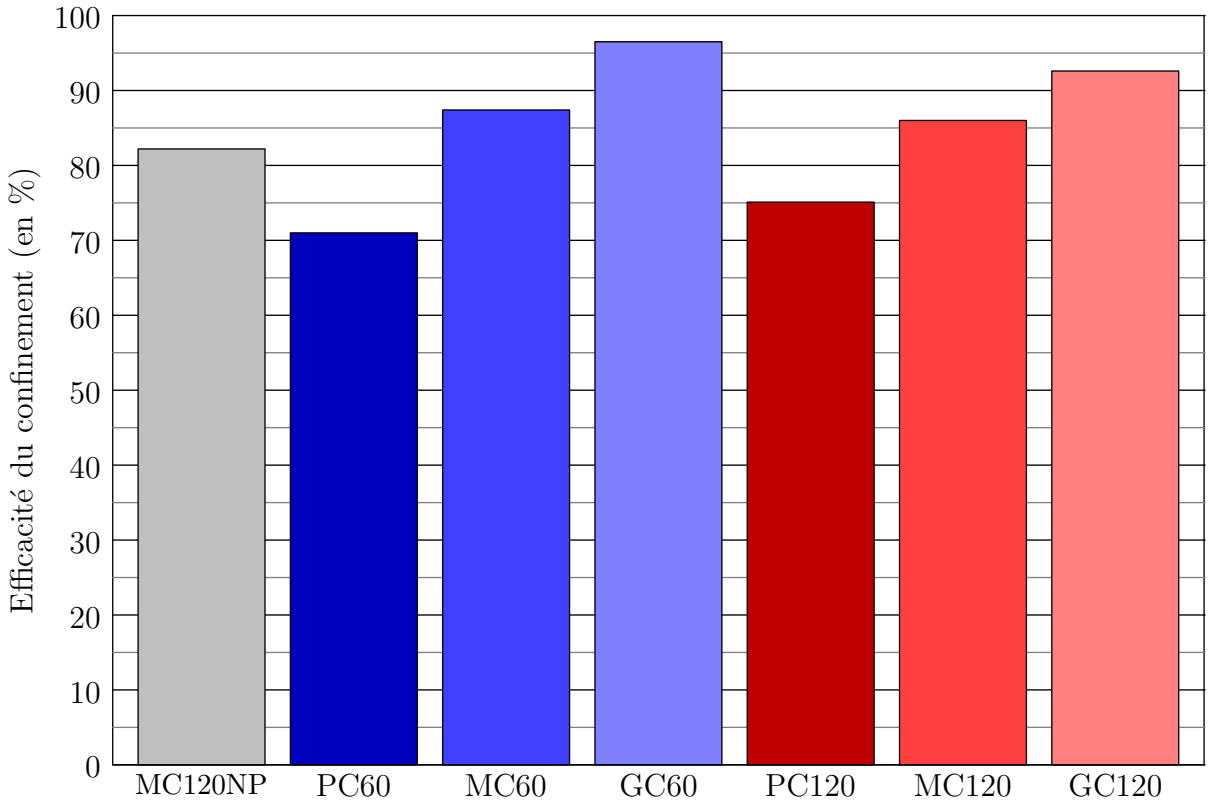

Figure 95 – Histogramme présentant l'efficacité du confinement aqueux dans la capture des particules pour les petite (PC), moyenne (MC) et grande (GC) tailles et pour les foisonnements 60 et 120. Le cas de la capture des seuls produits de détonation est aussi représenté en gris.

tué et les résultats sont tracés sur la Figure 95. On peut y voir en premier, l'efficacité du confinement du tir MC120NP, c'est-à-dire le taux de capture des seuls produits de détonation, par un confinement

aqueux de taille moyenne et de foisonnement 120. Le résultat obtenu pour les produits de détonation est très similaire aux résultats obtenus pour les particules de tungstène.
Les résultats, en nuances de bleu pour le foisonnement 60 et de rouge pour le foisonnement 120, sont également présentés. Ils permettent de préciser les résultats obtenus lors de la comparaison des masses capturées sur les filtres. Ils permettent ainsi de quantifier l'influence des mousses. Ainsi, nous pouvons voir qu'un confinement aqueux, même de petite taille, permet de réduire drastiquement la dispersion de particules solides lors d'une détonation. On capture ainsi plus de 71% des particules dans le cas des petits confinements, plus de 86% dans le cas de moyens et plus de 92% dans le cas des grands. On constate également la similitude des résultats obtenus avec les deux foisonnements étudiés. En effet, on relève un écart de -5, 1,6 et 4% entre les foisonnements 60 et 120, respectivement pour les petits, moyens et grands confinements. Outre le fait que cet écart se situe largement en-dessous des incertitudes liées à la mesure, que l'on estime à 10%, il est tantôt positif ou négatif. On considère, par conséquent, que le foisonnement n'a pas d'influence sur la capture de ces particules.
Comme expliqué au paragraphe 6.3.1, la comparaison entre les résultats expérimentaux et les résultats théoriques permet de vérifier le comportement des préleveurs, des particules dispersées et de remonter par calcul à une concentration initiale de particules dans l'enceinte d'expérience et donc à une quantité de particules mises en suspension. Dans notre cas, le débit total des préleveurs n'est pas constant. En effet, les Algade possèdent une fonction de compensation de perte de charge qui leur permet de conserver un débit constant. Les Tisch ne disposent pas de cette fonction et la perte de charge qu'ils subissent est d'autant plus grande que leur débit initial est grand. De même, nous ne connaissons pas le taux exact de particules mises en suspension par rapport à la masse disposée sur la charge explosive. Cependant, les calculs théoriques vont permettre de montrer que les particules en suspension ne conservent pas leur granulométrie initiale et sont plus fines une fois dispersées.
Pour cela, nous allons étudier les résultats des deux tirs PC60. Certains préleveurs des deux tirs s'étant arrêtés précocement à cause d'un problème électrique, ceux-ci ont pu nous fournir des résultats à différents temps de prélèvements répartis sur les 2 heures totales. Les préleveurs Algade fournissent le volume d'air prélevé au cours de leur fonctionnement. En connaissant la masse prélevée par filtre, on peut en déduire une concentration moyenne de particules dans l'air sur la durée du prélèvement, notée $C(t_P)$. Ne connaissant pas la concentration en particules à l'instant initial, nous prenons pour concentration initiale C_0, la concentration au premier temps connu, soit après 10 minutes de prélèvement. Ainsi nous comparerons les résultats expérimentaux et théoriques par l'évolution de la concentration C/C_0. Théoriquement, $C(t_P)$ est calculée comme suit :

$$C(t_P) = \frac{\int_0^{t_P} C_i(t)dt}{t_P} \tag{6.5}$$

avec t_P le temps de prélèvement et $C_i(t)$ la concentration à l'instant t. Cette dernière est définie par :

$$C_i(t) = \int_{\frac{D_{50}}{3\sigma}}^{3\sigma D_{50}} f(d_p) e^{-\frac{t}{t_e}} dd_p \tag{6.6}$$

avec $f(d_p)$ la fonction log-normale de distribution du diamètre des particules d_p, D_{50}, le diamètre médian et σ, l'écart type. L'intervalle $[\frac{D_{50}}{3\sigma}; 3\sigma D_{50}]$ comprend 99% du volume des particules. t_e est le temps caractéristique d'épuration, défini par la relation suivante :

$$t_e = \frac{V_e}{Q_P + v_s S_e} \tag{6.7}$$

avec V_e et S_e le volume et la surface de l'enceinte de prélèvement. Q_P est le débit de prélèvement et v_s la vitesse de sédimentation. v_s dépend majoritairement de la taille des particules et c'est par ce paramètre que l'on va pouvoir vérifier la modification de granulométrie.

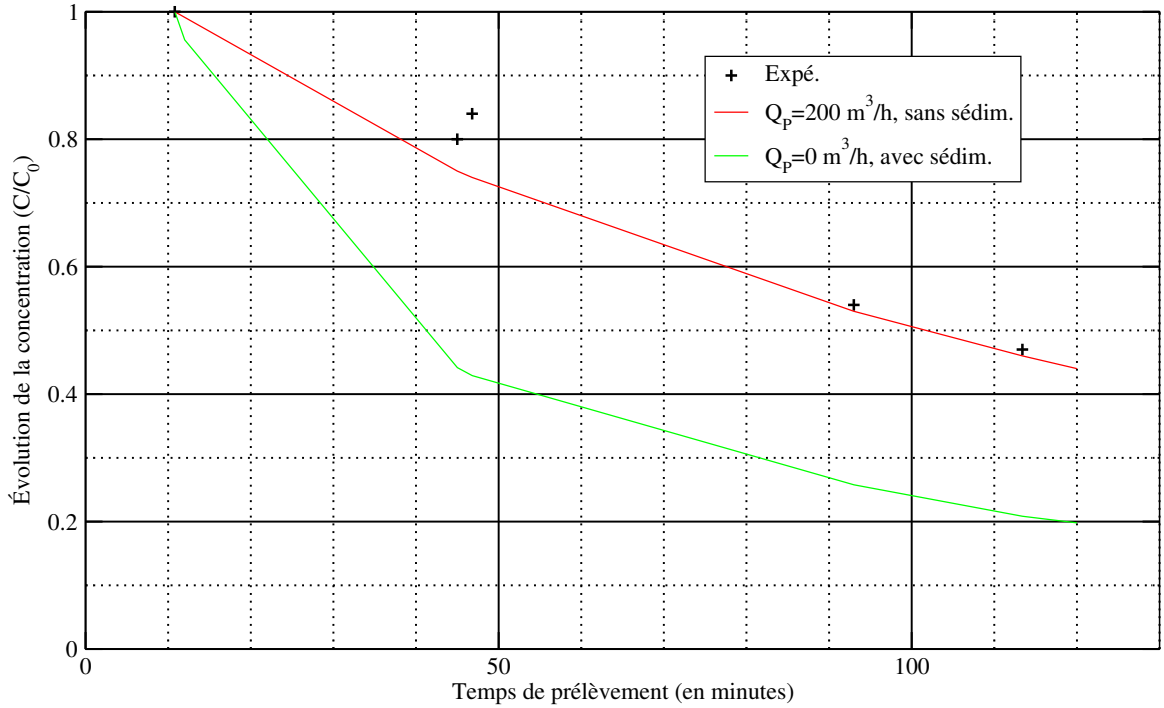

Figure 96 – Évolution temporelle de la concentration moyenne de particules dans l'enceinte de prélèvement. Les croix correspondent aux données expérimentales. Les courbes correspondent aux calculs théoriques avec $D_{50} = 3,7$ µm et $\sigma = 1,7$.

La Figure 96 présente l'évolution temporelle de la concentration moyenne de particules en suspension dans l'enceinte de tir. Les croix noires représentent les points expérimentaux obtenus à partir des résultats des tirs PC60. On constate la décroissance de la concentration au cours du temps, sous l'effet du prélèvement sur filtres et de la sédimentation. En négligeant la sédimentation, *i.e.* $v_s = 0$, et en considérant qu'il n'y a pas de changement de granulométrie, on cherche à trouver un débit de prélève-

ment équivalent Q_P permettant de restituer l'évolution de la concentration. Avec $Q_P = 200\ \mathrm{m}^3.h^{-1}$, on obtient la courbe tracée en rouge sur la Figure 96. Cependant, si l'on considère que la sédimentation a lieu, les calculs deviennent drastiquement inférieurs aux résultats expérimentaux. Ainsi, même en considérant un débit de prélèvement nul, l'évolution de concentration dans la casemate, uniquement due à la sédimentation, chute plus rapidement par calcul qu'expérimentalement. Cette observation prouve qu'il y a un changement de granulométrie au moment de la dispersion des particules, sans quoi nous ne pourrions prélever les masses mesurées sur les filtres. Cependant, la granulométrie finale des particules n'a pas pu être déterminée, leur taille ayant certainement diminuée, due à la combustion. Nous ne pouvons ainsi déterminer ni le débit moyen des préleveurs, ni la quantité de particules initialement mises en suspension dans l'air.

6.4 Conclusion

Ces deux campagnes expérimentales nous ont permis d'acquérir des connaissances et un savoir-faire sur les dispersions de particules dans la mousse aqueuse.
Conformément à nos attentes, la mousse permet globalement de ralentir et de capturer des particules solides micrométriques. La campagne PPMX a montré que le nuage était ralenti dans son ensemble par la mousse mais également que celui-ci était bien moins étendu spatialement en présence de mousse. Dans le cas d'une projection par explosif, le ralentissement observé pourrait être dû à la résistance hydrodynamique qu'oppose la mousse aux particules mais également au ralentissement de l'expansion des produits de détonation qui participent à l'accélération des particules. De plus, la compression de la mousse semble créer une frontière liquide, plus dense que le reste du milieu diphasique, ce qui concourrait également au ralentissement des particules.
La campagne ADAM, offrant un point de vue plus terminal quant à la problématique de capture, confirme l'efficacité des mousses en terme de capture des particules. En effet, même pour de faibles quantités de mousse, on atteint des taux de capture bien au-delà de 50%. De plus, dès que l'on augmente sensiblement la quantité de mousse, on dépasse facilement les 90% de taux de capture. Le foisonnement semble toutefois très peu influer sur la capacité de la mousse à piéger les particules. Cela implique que la structure et la géométrie de la mousse sont plus importantes que la quantité d'eau qu'elle contient. Ces observations nous confortent également dans le fait que la mousse ne peut être considérée comme un milieu homogène en ce qui concerne le ralentissement de particules micrométriques.
Afin de poursuivre ces travaux, il sera nécessaire d'acquérir des résultats expérimentaux complémentaires dans les configurations expérimentales considérées. Ainsi, le ralentissement des particules à l'intérieur de la mousse pourrait être quantifié avec précision et la non influence du foisonnement sur ce phénomène pourrait être analysée. De même, des variations de masse de particules dispersées et de charge explosive pourraient fournir de plus amples informations sur les capacités de la mousse ainsi que sur les effets d'échelle liés à ce type d'expériences. Une attention particulière devra être portée au choix des particules utilisées dans le futur, de manière à mieux maîtriser l'état et la granulométrie finaux de l'aérosol prélevé. Cela permettrait de mieux évaluer la quantité absolue de particules mises en suspension dans l'air.
Une recherche d'autres diagnostics pour l'analyse chimique des filtres devra être menée et une systématisation des analyses XPS permettrait une meilleure appréciation des phénomènes de combustion du tungstène et par là même, une meilleure quantification du taux de capture atteint grâce au confinement. Des analyses ICP MS ont été tentées sur les prélèvements, mais se sont avérées inefficaces à quantifier le tungstène en présence.

Chapitre 7

Conclusions et perspectives

7.1 Conclusions

L'utilisation de mousse aqueuse est un moyen de confiner une détonation issue d'un objet explosif. Nous avons divisé les effets liés au confinement en deux parties : l'atténuation de l'onde de souffle générée par la détonation et le freinage ou la capture des particules émises par l'objet explosif.
La mousse aqueuse sèche est un milieu diphasique à la structure complexe. Les cellules de gaz polyédriques, ainsi que l'agencement des films, des Bords de Plateau et des nœuds, permettent d'obtenir un milieu stable sur plusieurs minutes, voire plusieurs heures. Les caractéristiques géométriques d'une mousse dépendent majoritairement de la méthode de génération utilisée. La taille de bulles des mousses utilisées est de l'ordre de quelques centaines de micromètres. Les campagnes expérimentales réalisées sont classées en trois parties. La première partie, traitant de la propagation d'un choc dans la mousse, comprend une campagne en tube à choc, menée à l'ENSTA Bretagne, dont les résultats ont permis de mettre en évidence l'influence du gaz composant la mousse sur le ralentissement et l'atténuation du choc. La deuxième partie s'intéresse à l'atténuation d'une onde de souffle dans la mousse aqueuse et s'appuie sur deux campagnes. L'une, réalisée à l'ISAE-ENSMA, utilise un tube à détonation rempli d'un prémélange gazeux réactif. L'autre, menée au CEA/Gramat, met en œuvre de l'explosif solide en champ libre. Ces deux configurations amènent à l'observation de l'atténuation de l'onde de souffle issue d'une détonation. La troisième partie est composée de deux campagnes expérimentales traitant de la capture, par mousse aqueuse, de particules solides émises lors d'une détonation. La première campagne consiste en l'observation par radiographie d'un nuage de particules se propageant dans la mousse. La seconde campagne traite de la capacité d'un confinement aqueux à capturer des particules solides. Les deux campagnes mettent en avant l'efficacité de la mousse à ralentir et capturer des particules solides projetées par une charge explosive.
Lorsqu'une onde de choc se propage dans la mousse, celle-ci va être transformée en un nuage de

gouttelettes liquides, qui sont mises en mouvement avec une vitesse différente de celle de la phase gazeuse porteuse. Des échanges de quantité de mouvement et de chaleur vont alors avoir lieu entre les deux phases. L'onde de choc discontinue évolue alors en un front d'ondes de compression. Ce front de compression est précédé d'un choc précurseur, d'environ 0,15 bar, correspondant au choc transmis dans la mousse avant que celle-ci ne se fragmente. Plus l'onde de compression va se propager dans la mousse, plus elle va s'étaler spatialement. De plus, le milieu diphasique possède une faible vitesse du son devant celle de l'air et, a fortiori, devant celle de l'eau. Cette caractéristique va mener à un ralentissement de l'onde de choc au fur et à mesure de sa propagation dans la mousse. Lorsque les détentes, issues des réflexions dans la chambre haute pression dans le cas du tube à choc, vont rattraper l'onde de choc, elles vont en atténuer le pic de surpression. Ce phénomène est vrai quel que soit le milieu de propagation. Cependant, le ralentissement de l'onde par la mousse permet aux ondes de détente de rattraper le choc plus rapidement que dans l'air et donc de l'atténuer bien plus rapidement. C'est également ce que nous avons observé lors de la propagation d'une onde de souffle dans la mousse aqueuse. Les deux campagnes que nous avons conçues et réalisées amènent à la conclusion que la mousse aqueuse permet d'atténuer le pic de surpression de manière très efficace par rapport à son évolution dans l'air, avec une surpression maximale dix fois inférieure dans la mousse à une distance réduite de 1 $\mathrm{m.kg^{-1/3}}$.

La campagne *Petite Échelle* a également mis en évidence, et de façon certaine, l'atténuation de l'impulsion positive de l'onde de souffle par la mousse, d'un facteur 2 à une distance réduite de 1 $\mathrm{m.kg^{-1/3}}$. La réduction de l'impulsion est moins importante que celle du pic de surpression car bien que ce dernier soit drastiquement atténué par la mousse, l'étalement de l'onde de choc en ondes de compression induit une augmentation de la durée de la phase positive. Nous avons également observé que le foisonnement avait une influence notable sur l'atténuation.

Pour les deux foisonnements étudiés (60 et 120), en ce qui concerne le pic de surpression, une augmentation du foisonnement implique une moins bonne atténuation, bien que la mousse reste efficace. En ce qui concerne l'impulsion positive, une augmentation du foisonnement améliore nettement l'atténuation au-delà de 0,7 $\mathrm{m.kg^{-1/3}}$. Un compromis entre l'atténuation du pic de surpression et la diminution de l'impulsion doit donc être trouvé.

Il a également été mis en avant que la présence d'une zone d'air entre la charge explosive et la mousse aqueuse n'influe pas de manière importante sur l'atténuation, sous réserve d'une quantité de mousse suffisante dans le confinement.

Dans sa globalité, le code de modélisation est très satisfaisant. Les lois de trainée, de transferts de masse et d'énergie implémentées participent à la bonne reproduction des profils de pressions pour l'ensemble des domaines de sollicitation rencontrés. Une étape importante a été l'intégration de la fragmentation secondaire, qui a permis de couvrir un large domaine de sollicitations en restituant

efficacement les ondes de souffle issues d'une détonation en domaine proche de la charge. Le seul paramètre ajustable est donc le rayon des gouttelettes imposé à la rupture de la mousse, qui provient de l'analyse de la topologie initiale de la mousse. On considère que la mousse se rompt aux nœuds et donc, que le volume d'une goutte correspond à celui d'un Bord de Plateau. Ce critère trouve sa limite pour les niveaux de sollicitation les plus bas, pour lesquels il pourrait faire intervenir des taux de contraintes.

Sur chacune des expériences, il apparait donc que le code numérique développé restitue les profils de pression dans la mousse de manière convaincante. Les caractéristiques des ondes de choc incidentes simulées, ainsi que leur transition en ondes de compression dans la mousse aqueuse correspondent à ce qui est observé expérimentalement. Les ondes de détente sont également bien restituées et cela conduit à une bonne modélisation du phénomène d'atténuation. Quelques écarts temporels sont cependant à noter, notamment dans le cas de la modélisation des ondes de souffle. Cela conduit, notamment, à quelques écarts sur l'impulsion positive, bien que sa restitution reste satisfaisante. Malgré une bonne restitution des phénomènes incidents, les ondes réfléchies modélisées dans la mousse restent surestimées et trop rapides, dû certainement à une augmentation importante de la fraction volumique liquide à proximité des parois.

Les premières expériences menées sur le ralentissement et la capture des particules ont été enrichissantes et instructives. Le phénomène n'étant pas documenté dans la littérature ouverte, les résultats obtenus n'en sont que plus riches d'enseignements. Tout d'abord, le ralentissement de particules micrométriques par la mousse aqueuse est indéniable. Il s'avère que le phénomène est complexe et qu'il est dû, non seulement au ralentissement balistique exercé par la mousse, mais également au confinement des produits de détonation, qui confèrent ainsi une accélération moindre aux particules solides.

La campagne expérimentale menée sur la capture de particules micrométriques a permis une première exploration de l'efficacité d'un confinement aqueux. Deux foisonnements et trois tailles ont été explorés et ont montré que, même pour de faibles quantités de mousse, le confinement capture une grande majorité des particules dispersées par une charge explosive. On constate également que, plus il y a de mousse, plus le confinement est efficace, alors que le foisonnement possède une influence moindre sur la capacité de capture.

7.2 Perspectives

L'étude du confinement des détonations par mousse aqueuse mérite d'être poursuivie et approfondie sur plusieurs points. Nous allons en détailler quelques uns dans cette dernière partie.

En ce qui concerne notre étude, l'étude de la propagation des ondes de choc et des ondes de souffle a fait l'objet de nombreux essais. On pourrait, cependant, approfondir l'étude de l'influence de la phase

gazeuse de la mousse aqueuse par l'utilisation d'autres gaz que l'hélium et l'air, afin de déterminer si nos observations sont généralisables. Une étude étendue de l'influence d'un volume d'exclusion autour de la charge, dans le confinement, pourrait également être intéressante pour estimer le domaine de validité des résultats obtenus. L'objectif serait de déterminer le volume maximal du dôme d'air et le volume minimal de mousse pour le recouvrir afin de confiner la détonation.

Cependant, l'essentiel du travail expérimental devra porter sur la capture et le ralentissement des particules. Bien que les campagnes menées aient donné de bons résultats, ils ne sont pas suffisants pour appréhender l'ensemble des phénomènes dans la capture de particules solides. La reproduction des tirs de capture, type ADAM, permettrait d'augmenter la base de résultats et de déterminer des lois empiriques de capture, voire d'évaluer une loi de trainée des particules micrométriques dans la mousse. Un article de Liu *et al.* [45], publié en juin 2016, s'intéresse également à la quantification de la dispersion de particules solides par explosif. Bien qu'il ne s'intéresse pas au confinement aqueux, l'article étudie l'influence de différents métaux et explosifs sur le phénomène de dispersion et pourrait permettre d'améliorer les configurations expérimentales futures.

D'un point de vue balistique, bien que la radiographie se soit révélée un moyen efficace de déterminer la position des particules dans la mousse, un changement de configuration semble s'imposer pour les tirs de freinage, type PPMX. En effet, les difficultés rencontrées incitent à adopter une expérience plus prévisible et maîtrisable. L'acquisition de résultats quantitatifs dans ce domaine est primordiale pour le développement d'une modélisation de la capture.

En effet, la prochaine étape dans le développement de la modélisation réside dans l'implémentation du comportement des particules solides dispersées par une charge explosive, en y intégrant la phase solide dispersée. De plus, afin de pouvoir traiter de géométries plus complexes, la modélisation des ondes réfléchies par des parois dans les milieux diphasique et de la propagation des ondes de souffle dans des directions privilégiées est nécessaire.

Bibliographie

[1] http ://www.eau-et-feu.fr. Consultation datant du 01/04/2016.

[2] Unified Facilities Criteria 3-340-02 : Structures to resist the effects of accidental explosions. Rapport technique UFC 3-340-02, USA Departement of Defense, 2008.

[3] R. ABGRALL et R. SAUREL : Discrete equations for physical and numerical compressible multiphase mixtures. *Journal of Computational Physics*, 186(2):361–196, 2003.

[4] K. C. ADIGA, H. D. WILLAVER, R. ARANTH et F.W. WILLIAMS : Implication of droplet breakup and formation of ultra fine mist in blast mitigation. *Fire Safety Journal*, 44:363–369, 2009.

[5] G. BAUDIN et R. SERRADEILL : Review of Jones-Wilkins-Lee equation of state. *EPJ Web of Conferences*, 10(00021), 2010.

[6] A.A. BORISOV, B.E. GEL'FAND, V.M. KUDINOV, B.I. PALAMARCHUK, V.V. STEPANOV, E.I. TIMOFEEV et S.V. KHOMIK : Shock waves in water foams. *Acta Astronautica*, 5:1027–1033, 1978.

[7] C. BREDA : *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.* Thèse de doctorat, Université de Bretagne Occidentale, 2015.

[8] A.B. BRITAN, G. BEN-DOR, H. SHAPIRO, M. LIVERTS et I. SHREIBER : Drainage effects on shock wave propagating through aqueous foams. *Colloids and Surface :A*, pages 137–150, 2007.

[9] A.B. BRITAN, M. LIVERTS, H. SHAPIRO, G. BEN-DOR, A. CHINNAYYA et A. HADJADJ : Macro-mechanical modeling of blast-wave mitigation in foams. Part I : review of available experiments and models. *Shock Waves*, 23:5–23, 2013.

[10] A.B. BRITAN, I.N. ZINOVIK et V.A. LEVIN : Breaking up foams with shock waves. *Combustion, Explosion and Shock Waves*, 28(5):550–557, 1992.

[11] I. CANTAT, S. COHEN-ADDAD, F. ELIAS, F. GRANER, R. HOHLER, O. PITOIS, F. ROUYER et A. SAINT-JALMES : *Les mousses : Structure et dynamique*. Collection Échelles. Editions Belin, 2010.

[12] V. CARRIER : Coalescence in draining foams. *Langmuir*, page 4535, 2003.

[13] A. CHAUVIN, E. DANIEL, A. CHINNAYYA, J. MASSONI et G. JOURDAN : Shock waves in sprays : numerical study of secondary atomization and experimental comparisons. *Shock waves*, 27(056101), 2015.

[14] A. CHAUVIN, G. JOURDAN, E. DANIEL, L. HOUAS et R. TOSELLO : Experimental investigation of the propagation of a planar shock wave through a two-phase gas-liquid medium. *Physics of Fluids*, pages 113301–113314, 2011.

[15] A. CHINNAYYA, E. DANIEL et R. SAUREL : Modelling detonation waves in heterogeneous energetic materials. *Journal of Computational Physics*, 196(2):490–538, 2004.

[16] P. W. COOPER : *Explosives Engineering*. Editions Wiley-VCH, 1996.

[17] C. CRANZ : *Lehrbuch der Ballistik*. Springer-Verlag, 1926.

[18] J. S. DAMAZO : *Planar reflection of gaseous detonations*. Thèse de doctorat, California Institute of Technology, 2013.

[19] J.S. de KRASINSKI : Some aspects of the fluid dynamics of liquid-air foams of high dryness fraction. *Prog. Aerospace Sci.*, 29:125–163, 1993.

[20] J.S. de KRASINSKI et A. KHOSLA : Shockwave propagation and attenuation in foams. *Proc. Fifth Australian Conference on Hydraulics and Fluid Mechanics*, 1974.

[21] L. DOMERGUE, R. NICOLAS, J.-C. MARLE, L. MATHEY, M. D'ALOISIO, L. BUCHE et C. HUBERT : Shock wave attenuation in aqueous foams. *In WIT Transactions on the Built Environnement, Safety and Security Engineering III*, Third Int. Conf. on Safety and Security Engineering, pages 83–92, Rome, Italy, 2009.

[22] W. FICKETT et W.C. DAVIS : *Detonation : Theory and Experiment*. Dover Publications, 1979.

[23] B.E. GELFAND : Droplet breakup phenomena in flows with velocity lag. *Progress in Energy and Combustion Science*, 22(3):201–265, 1996.

[24] B.E. GELFAND : Blast waves attenuation in two-phase media. *In Symposium on Interdisciplinary Shock Wave Reasearch*, pages 150–166, Sendai, Japan, mars 2004.

[25] F. GENSDARMES : Effet de la sédimentation sur l'épuration d'un aérosol polydispersé dans une enceinte, application à l'étude de la mise en suspension par chute de poudre. Rapport technique DPEA/SERAC/LPMAC/03-14, Institut de Radioprotection et de Sûreté nucléaire, CEA/Saclay, France, avril 2003.

[26] A. Le GOFF : *Figures d'impact : tunnels, vases, spirales et bambous*. Thèse de doctorat, Université de Pierre et Marie Curie, 2009.

[27] D. R. GUILDENBECHER, C. LÓPEZ-RIVIERA et P. E. SOJKA : Secondary atomization. *Exp. Fluids*, 46:371–402, 2009.

[28] R-M. GUILLERMIC : *Propriétés physicochimiques des mousses : Etudes approfondies sur des mousses, modèles et études exploratoires sur des nouvelles mousses*. Thèse de doctorat, Université de Rennes I, 2011.

[29] W.F. HARTMAN, B. BOUGHTON et M.E. LARSEN : Blast mitigation capabilities of aqueous foams. Rapport technique SAND2006-0533, Sandia National Laboratories, février 2006.

[30] T. HOMAE, K. WAKABAYASHI, T. MATSUMURA et Y. NAKAYAMA : Reduction of explosion damage using sand or water layer. *In Shock Compression of Condensed Matter*, pages 1289–1292, 2007.

[31] B. HOPKINSON : British ordnance board minutes. Rapport technique 13565, 1915.

[32] O. IGRA, T. ELPERIN et G. BEN-DOR : Blast waves in dusty gases. *International Journal of Multiphase Flow*, 13(6):741757, 1987.

[33] M. ISHII et T. HIBIKI : *Thermo-Fluid Dynamics of Two-Phase Flow*. Editions Springer, 2011.

[34] G. JOURDAN, C. MARIANI, L. HOUAS, A. CHINNAYYA, A. HADJADJ, E. Del PRETE, J.F. HAAS, N. RAMBERT, D. COUNILH et S. FAURE : Analysis of shock-wave propagation in aqueous foams using shock tube experiments. *Physics of Fluids*, 27(056101), 2015.

[35] K. KANN et A. KISLITSYN : A film model of sound propagation in gas-liquid foams : 1. The sound velocity. *Colloid Journal*, 65(1):26–30, 2003.

[36] T.W. KELVIN : *Philos. Mag.*, 24, 1887.

[37] V.M. KUDINOV, B.I. PALAMARCHUK, B.E. GELFAND et S.A. GUBIN : Shock waves in gas-liquid foams. *Applied Mechanics*, 13(3):279–283, 1977.

[38] V.M. KUDINOV, B.I. PALAMARCHUK, V.A. VAKHNENKO, A.V. CHERKASHIN, S.D. LEBED et A.T. MALAKHOV : Relaxation phenomena in foamy structure. *In Proc.* 8th *ICOGER*, pages 96–118, Minsk, 1981.

[39] V. LABIAUSSE : *Rhéologie non linéaire des mousses aqueuses*. Thèse de doctorat, Université de Marne-la-Vallée, 2004.

[40] M.-H. LALLEMAND, A. CHINNAYYA et O. Le MÉTAYER : Pressure relaxation procedures for multiphase compressible flows. *Int. Journal for Numerical Methods in Fluids*, 49(1):1–56, 2005.

[41] M.E. LARSEN : NEST containment calculator. Rapport technique SAND94-2030, Sandia National Laboratories, novembre 1994.

[42] E. LEE, M. FINGER et W. COLLINS : JWL equation of state coefficients for high explosives. Technical note UCID-16189, Lawrence Livermore National Laboratory, Livermore, Californie, USA, janvier 1973.

[43] J.H.S. LEE : *The Detonation Phenomenon*. Cambridge University Press, 2008.

[44] A. LEFRANCOIS, S. CHAPELLE, S. PAULY, F. DONADIEU et J. MESPOULET : Tremendous increase of the blast effect above HE plates characterised by small scale experiments. *In Military Aspects of Blast and Shock 20*, Oslo, Norway, septembre 2008.

[45] W. J. LIU, S. C. HOU, Q. P. MA et P. L. WANG : Using silver as a surrogate for plutonium : An experimental study of the explosive silver aerosol source term. *Aerosol Science and Technology*, 50(8):857–869, 2016.

[46] M. MIKART : Analyse de la projection de particules en milieu diphasique. Rapport de master, ISAE-ENSMA, décembre 2015.

[47] M. MONLOUBOU : *Interaction d'une onde de souffle avec une mousse liquide : atténuation et rupture*. Thèse de doctorat, Université de Rennes, 2015.

[48] C. MOTZKUS, E. GÉHIN et F. GENSDARMES : Study of airborne particles produced by normal impact of millimetric droplets onto a liquid film. *Exp. Fluids*, 45:797–812, 2008.

[49] N. MOXON, A. TORRANCE et S. RICHARDSON : The attenuation of acoustic signals by aqueous and particulate foams. *Applied Acoustic*, 24:193–209, 1988.

[50] O. Le MÉTAYER, J. MASSONI et R. SAUREL : Élaboration des lois d'état d'un liquide et de sa vapeur pour les modèles d'écoulements diphasiques. *International Journal of Thermal Sciences*, 43:265–276, 2004.

[51] N. MUJICA : *Quelques effets du désordre et des non-linéarités sur la propagation des ondes sonores*. Thèse de doctorat, Université Pierre et Marie Curie, Paris, 2002.

[52] C. NEEDHAM : *Blast Waves*. Shock Wave and High Pressure Phenomena. Editions Springer, 2010.

[53] M. OMANG, S.O. CHRISTENSEN, S. BØRVE et J. TRULSEN : Height of burst explosions : a comparative study of numerical and experimental results. *Shock Waves*, 19:135–143, 2009.

[54] P.-A. PERSSON, R. HOLMBERG et J. LEE : *Rock blasting and explosives engineering*. CRC Press, 1994.

[55] J. PIERRE, B. DOLLET et V. LEROY : Resonant acoustic propagation and negative density in liquid foams. *Physical Review Letter*, 112, 2014.

[56] M. PILCH et C.A. ERDMAN : Use of breaukup time data and velocity history data ot predict the maximum size of stable fragments for acceleration-induced breakup of liquid drop. *Proc. R. Soc. Lond. A*, 414:197–219, 1987.

[57] J.A.F PLATEAU : *Statique expérimentale et théorique des liquides soumis aux seules forces moléculaires*. Editions Gauthier-Villars, 1873.

[58] E. DEL PRETE : *Choc et onde de souffle dans les mousses aqueuses. Etude expérimentale et modélisation numérique*. Thèse de doctorat, Université de Rouen, 2012.

[59] E. DEL PRETE, A. CHINNAYYA, L. DOMERGUE, A. HADJADJ et J.-F. HAAS : Blast wave mitigation by dry aqueous foams. *Shock Waves*, 23:39–53, 2013.

[60] A.A. RANGER et J.A. NICHOLLS : Aerodynamic shattering of liquid drops. *AIAA Journal*, 7:285–290, 1969.

[61] R. RASPET, P. B. BUTLER et F. JAHANI : The effect of material properties on reducing intermediate blast noise. *Applied Acoustics*, 22:243–259, 1987.

[62] R. RASPET et S.K. GRIFFITHS : The reduction of blast noise with aqueous foam. *Journal of the Acoustical Society of America*, 74(6):1757–1763, 1983.

[63] M. SAFOUANE : *Drainage des mousses aqueuses : Rôle de la rhéologie du fluide moussant*. Thèse de doctorat, Université de Paris XI, 2003.

[64] M. W. SEITZ et B. W. SKEWS : Effect of compressible foam properties on pressure amplification during shock wave impact. *Shock Waves*, 15:177–197, 2006.

[65] S. SHEFFIELD et R. ENGELKE : *Shock Wave Science and Technology Reference Library*, volume 3, pages 1–64. Editions Springer, 2009.

[66] G. SRINATH, A. VADIRAJ, G. BALACHANDRAN, S.N. SAHU et A.A. GOKHALE : Characteristics of aluminium metal foam for automotive applications. *Transactions of the Indian Institute of Metals*, 63(5):765–772, 2010.

[67] K. Van WINGERDEN, B. WILKINS, J. BAKKEN et G. PEDERSEN : The influence of water sprays on gas explosions. Part 2 : mitigation. *J. Loss Prev. Process Ind.*, 8(2):61–70, 1994.

[68] D. WEAIRE et S. HUTZLER : *The Physics of Foams*. Oxford University Press, 1999.

[69] B. WENTE : Unconventional Nuclear Warfare Defense UNWD containment and mitigation subtask. Rapport technique SAND2005-2859, Sandia National Laboratories, juin 2005.

[70] F.H. WINFIELD et D.A. HILL : Preliminary results on the physical properties of aqueous foams and their blast attenuating characteristics. Technical note 389, Defence Research Establishment Suffield, Ralston, Alberta, Canada, août 1977.

[71] A. WOOD : *A textbook of sound*, pages 326–328. McMillan Compagny, New-York, 1930.

Annexe A

Granulométrie des particules utilisées pour ADAM

La poudre utilisée pour la campagne ADAM, décrite au paragraphe 6.3, est de la poudre de tungstène pur. Selon le fournisseur, elle est composée à minima de 99,9 % de tungstène et peut présenter au maximum 0,1 % d'oxygène. Des traces de fer et de molybdène peuvent être détectées à des seuils inférieurs à 0,02 %.

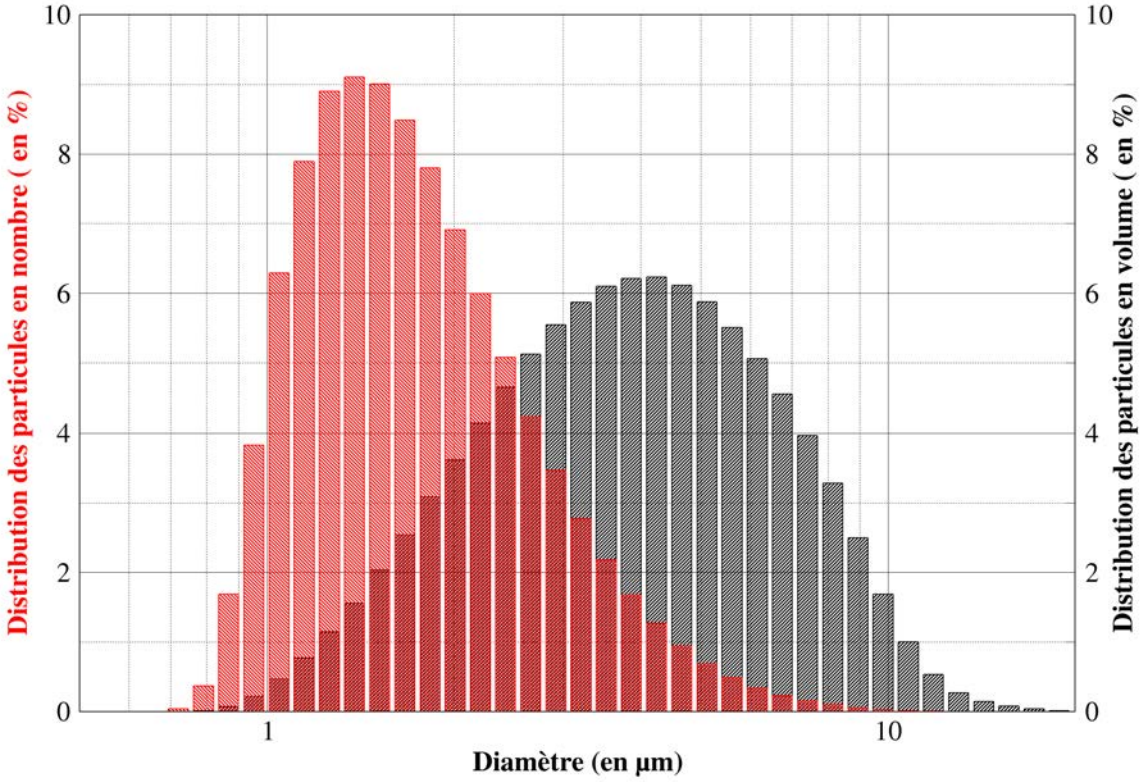

Figure 97 – Distribution géométrique de la poudre utilisée pour la campagne ADAM

La granulométrie est annoncée entre 2,2 et 2,5 µm en moyenne. Une analyse granulométrique de cette poudre a été effectuée dans les locaux de l'IRSN avec un diffractomètre Coulter LS 13320. Il en résulte les répartitions des diamètres en nombre de particules et en volume, tracées sur la Figure 97. Ainsi, on obtient, en nombre, un diamètre médian de 1,6 µm avec un écart-type de 1,5 et en volume, un diamètre médian de 3,7 µm avec un écart-type de 1,7.

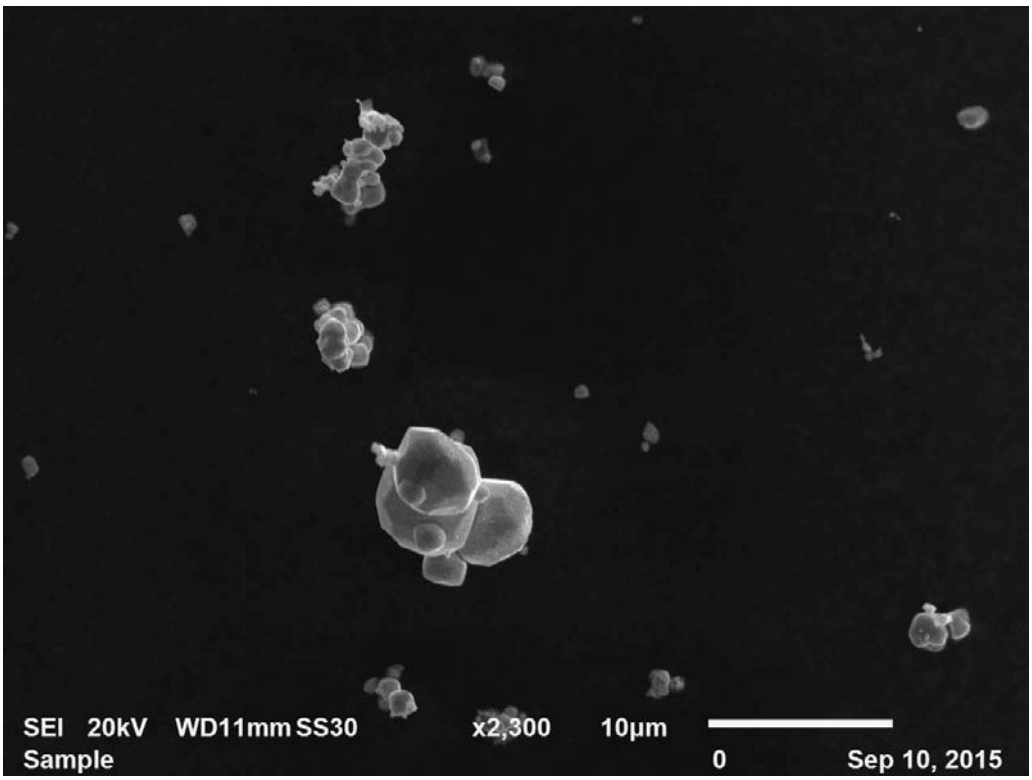

Figure 98 – Particules de tungstène pur observées au MEB

Ce fournisseur japonais a la particularité de garantir une relative sphéricité des particules, caractéristique complexe à obtenir pour des particules si fines. En effet, les poudres micrométriques métalliques sont généralement obtenues par broyage et leur géométrie est donc assez aléatoire et difficile à maîtriser. Afin de vérifier l'état des particules, une observation au microscope électronique à balayage a été effectuée et est présentée Figure 98. On constate que les particules, qui s'agglomèrent par effet électrostatique, présentent une forme relativement sphérique et une surface lisse. Leur comportement aérodynamique est donc conforme aux modèles théoriques qui ne nécessiteront pas de correction par un coefficient de forme.

Annexe B

Images des vidéos obtenues lors des tirs ADAM

Ci-dessous sont présentées l'ensemble des images obtenues par vidéo numérique ultra-rapide pour chacun des tirs effectués. On rappelle le programme expérimental :

N° de l'essai	Présence de particules	Foisonnement de la mousse aqueuse	Taille du confinement (en m)	Codification du tir
1	Non	/	/	/
2	Non	/	/	NCNP
3	Oui	/	/	NC
4	Oui	/	/	NC
5	Oui	60	0,25	PC60
6	Non	120	0,5	MC120NP
7	Oui	60	0,5	MC60
8	Oui	60	1	GC60
9	Oui	60	0,25	PC60
10	Oui	120	0,25	PC120
11	Oui	120	0,5	MC120
12	Oui	120	1	GC120

Le symbole / signifie l'absence de mousse

Tableau 9 – Rappel des essais expérimentaux menés lors de la campagne ADAM

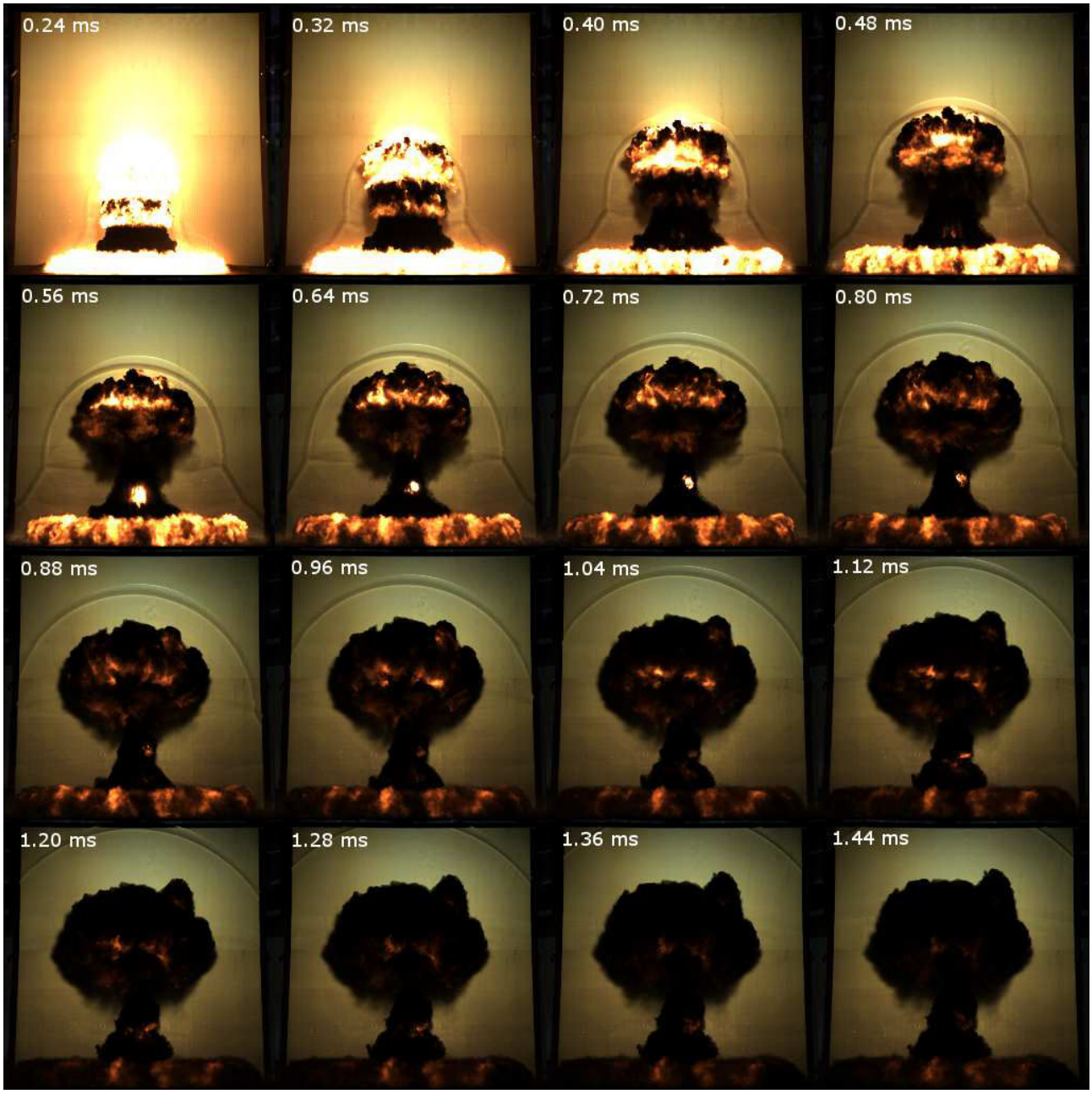

Figure 99 – Images issues de la vidéo du tir n° 2 (champ optique : $1400 \times 1400\ \mathrm{mm}^2$).

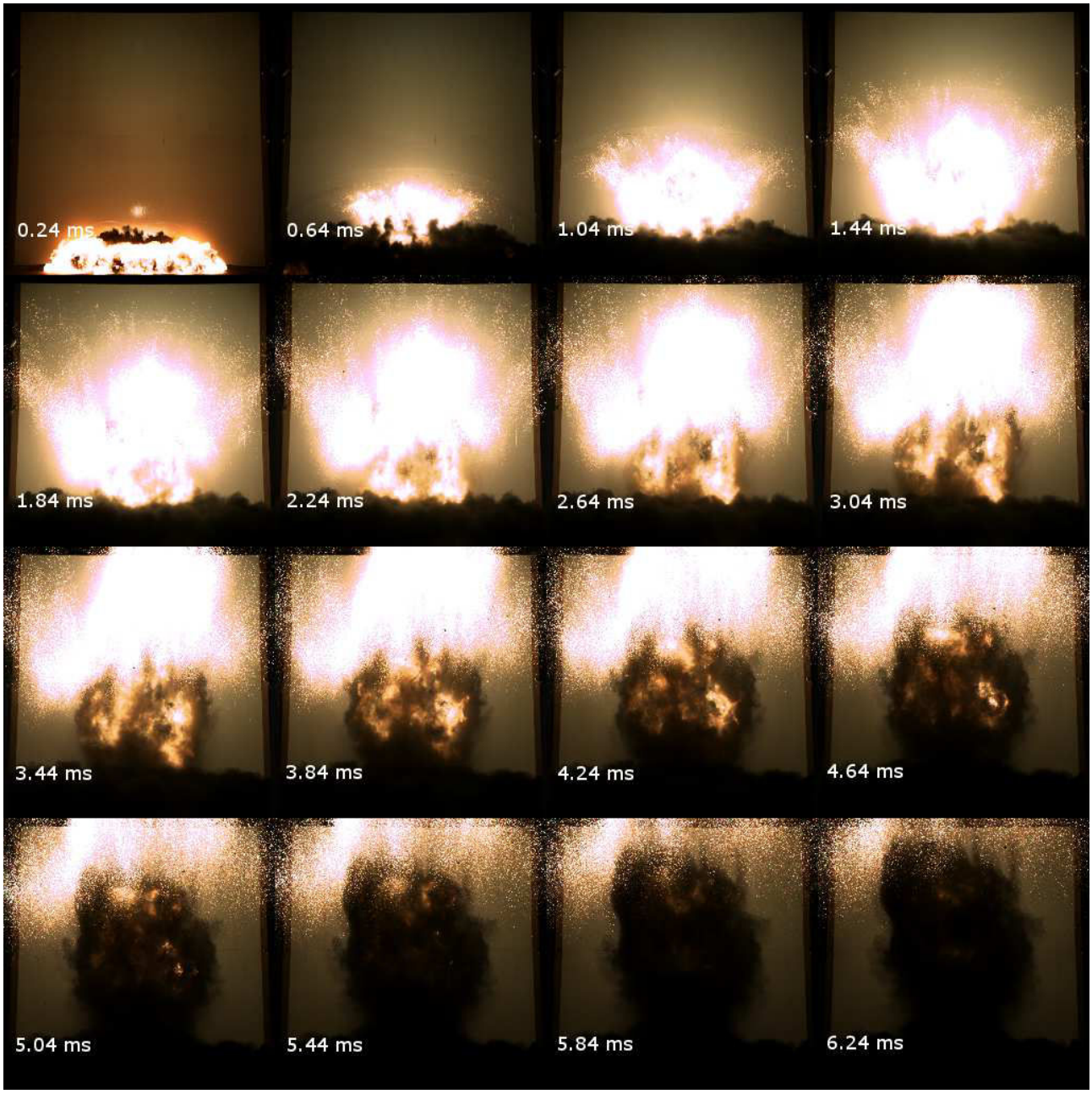

Figure 100 – Images issues de la vidéo du tir n° 3 (champ optique : $1400 \times 1400\ \mathrm{mm}^2$).

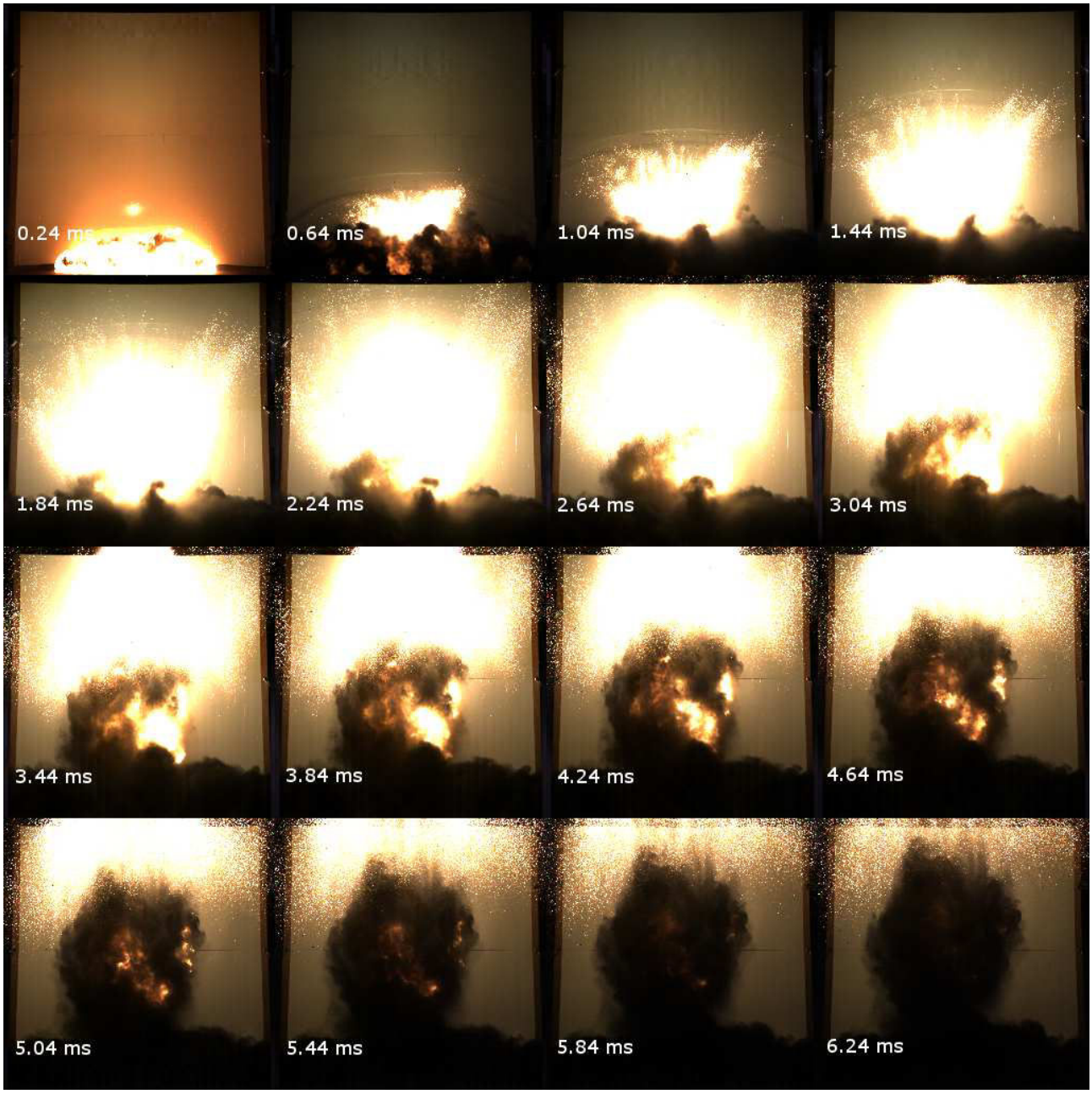

Figure 101 – Images issues de la vidéo du tir n° 4 (champ optique : $1400 \times 1400\ \mathrm{mm}^2$).

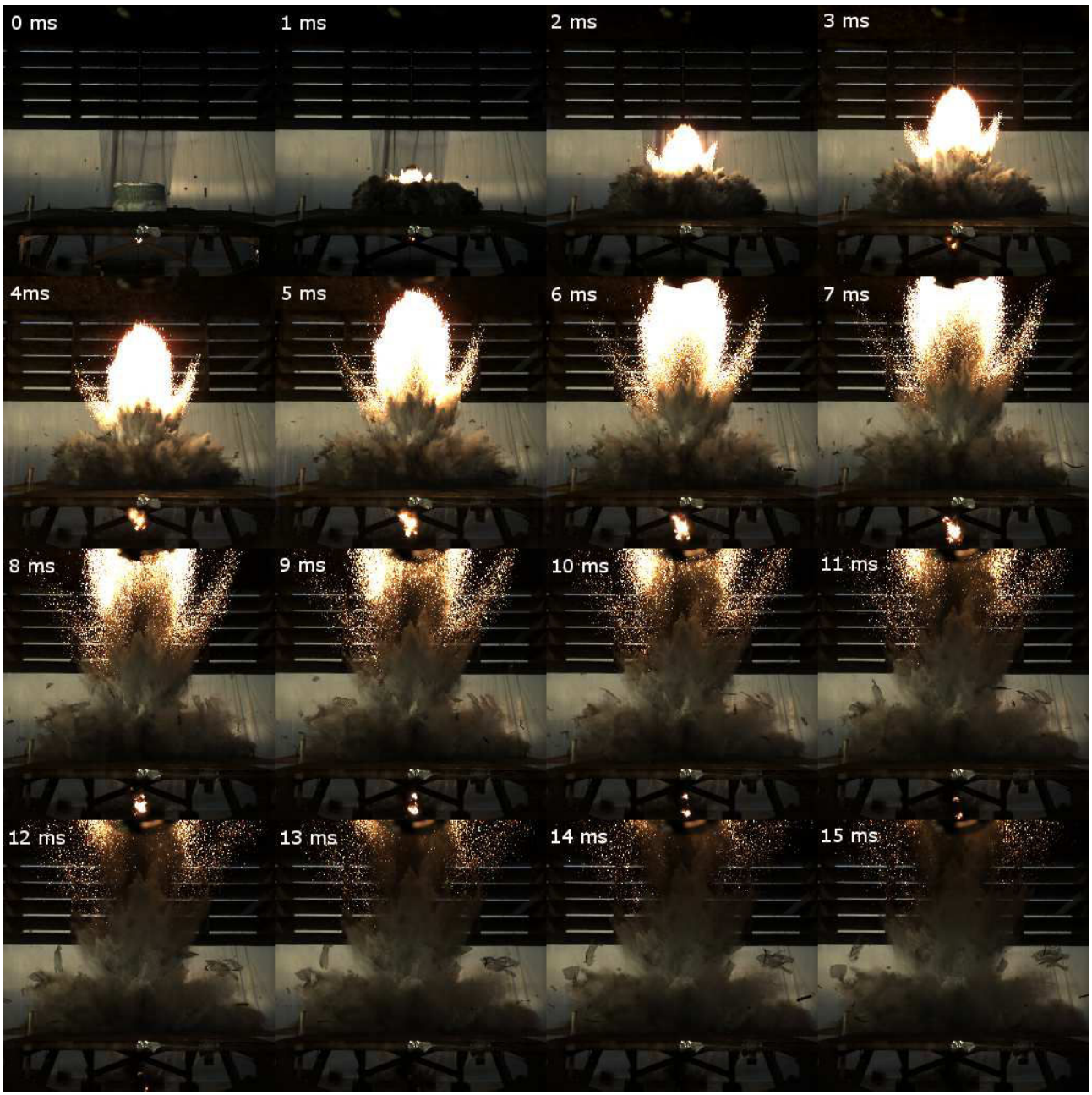

Figure 102 – Images issues de la vidéo du tir n° 5 (champ optique : $2500 \times 2500\ \mathrm{mm}^2$).

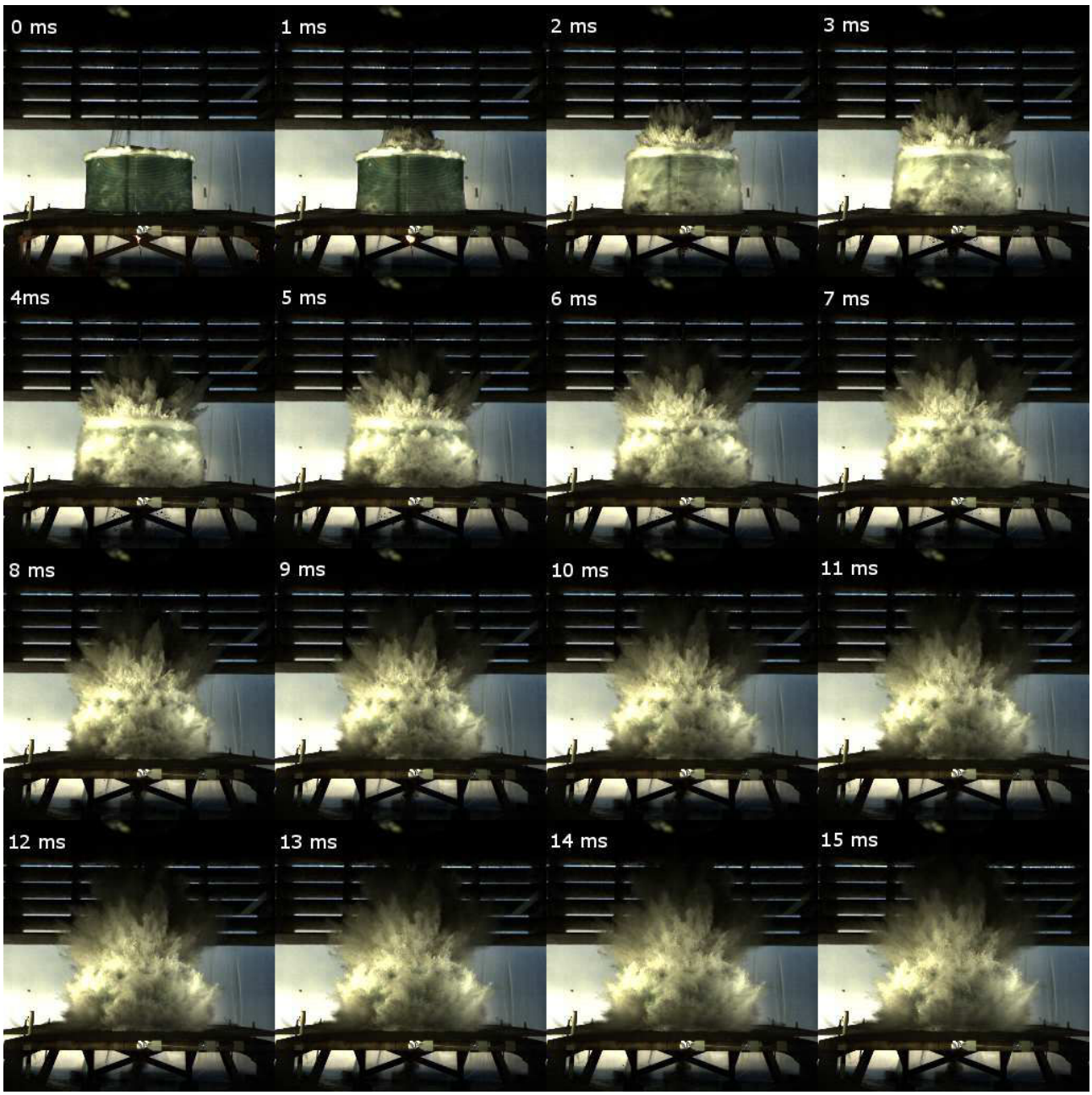

Figure 103 – Images issues de la vidéo du tir n° 6 (champ optique : $2500 \times 2500\ \mathrm{mm}^2$).

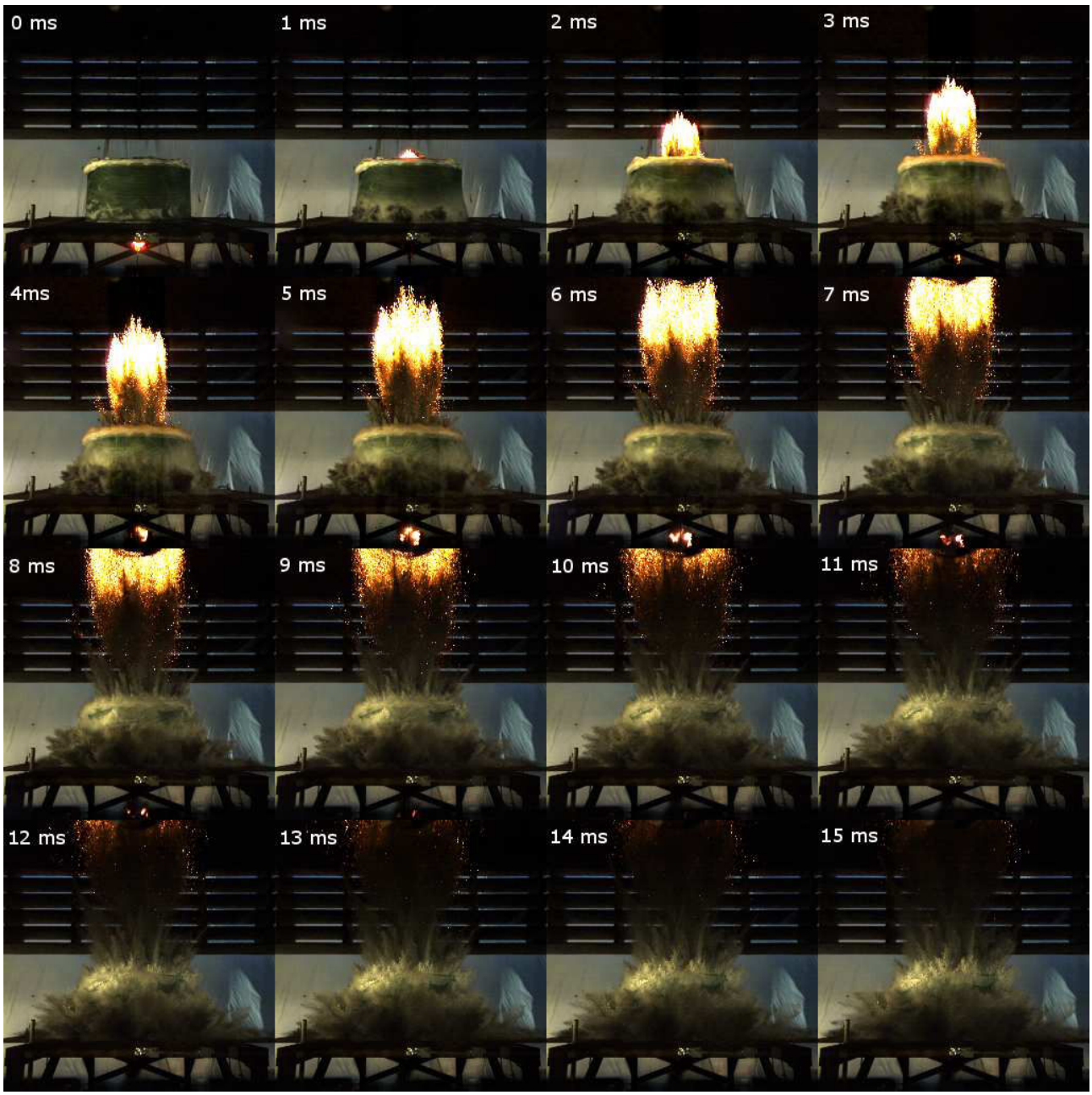

Figure 104 – Images issues de la vidéo du tir n° 7 (champ optique : $2500 \times 2500\ \mathrm{mm}^2$).

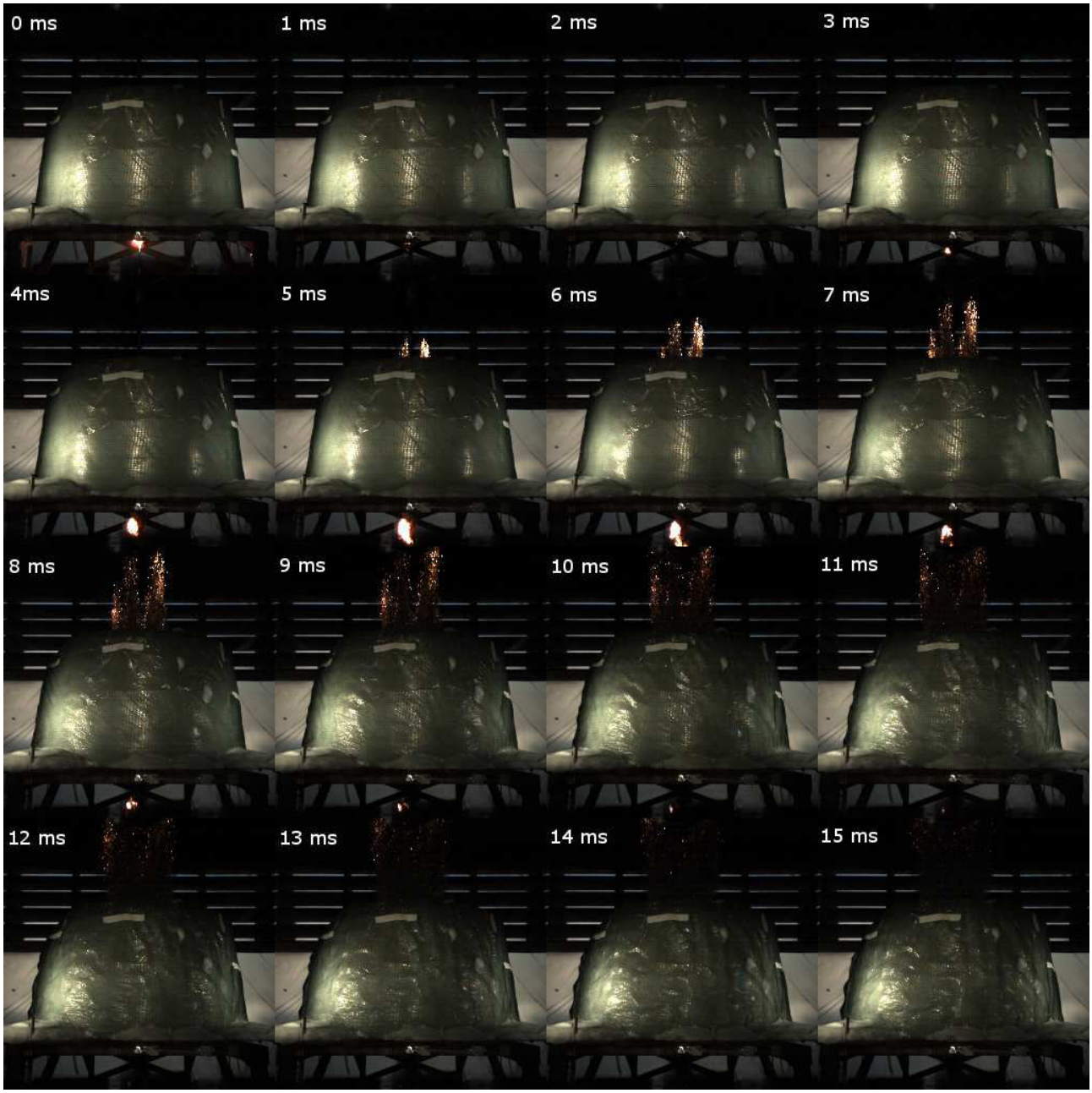

Figure 105 – Images issues de la vidéo du tir n° 8 (champ optique : $2500 \times 2500\ \mathrm{mm}^2$).

Figure 106 – Images issues de la vidéo du tir n° 9 (champ optique : $2500 \times 2500\ \mathrm{mm}^2$).

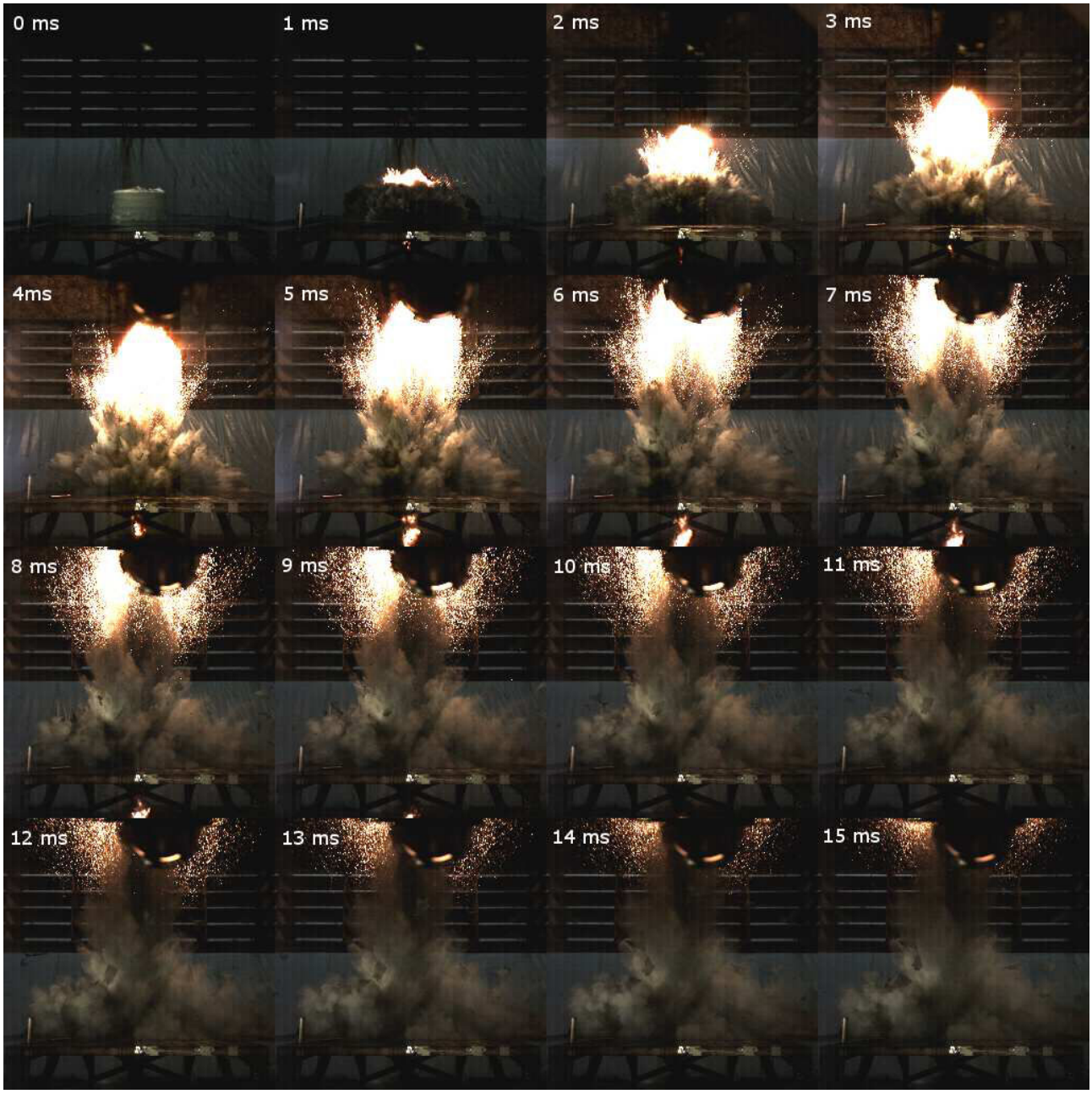

Figure 107 – Images issues de la vidéo du tir n° 10 (champ optique : $2500 \times 2500\ \mathrm{mm}^2$).

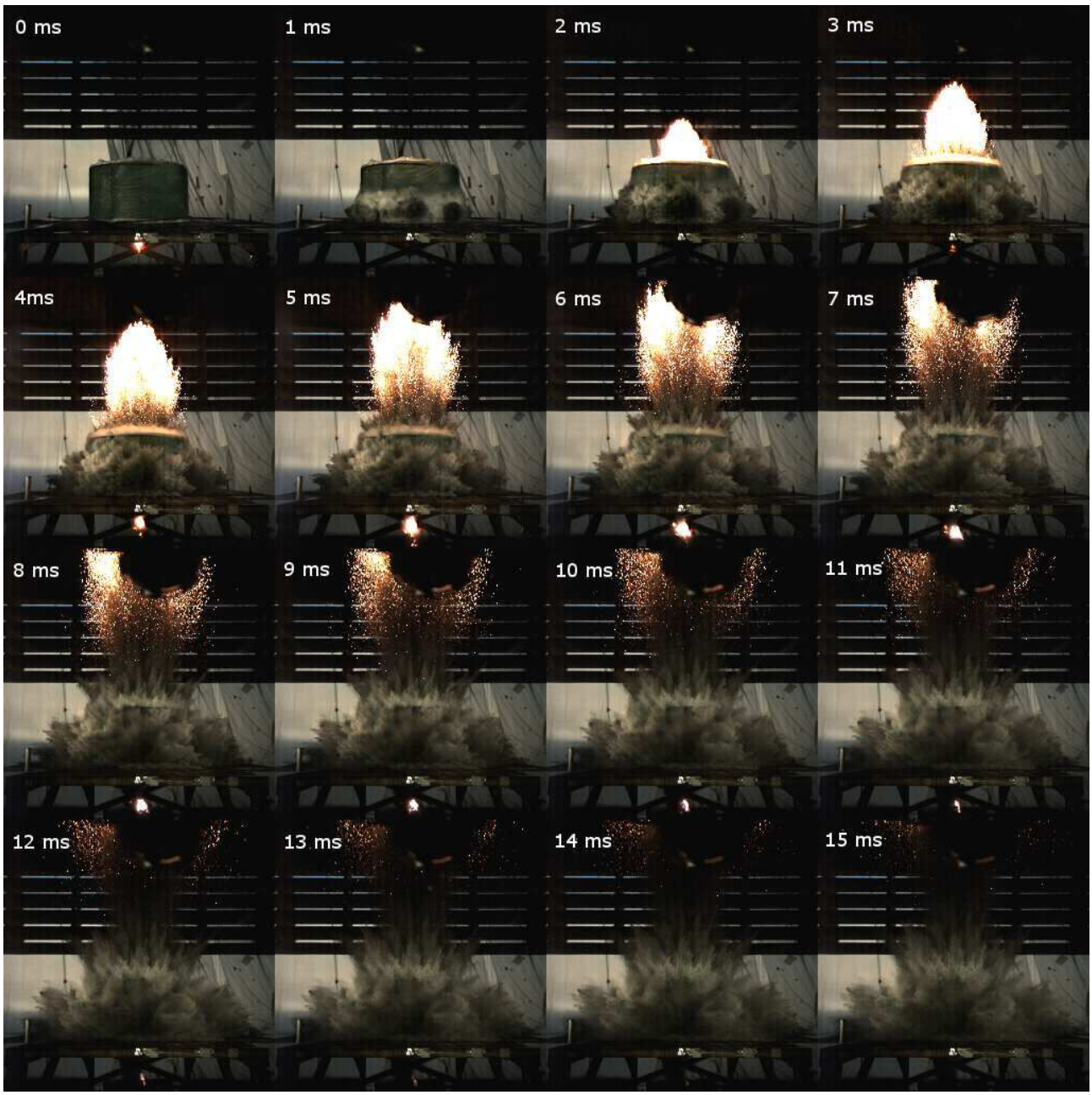

Figure 108 – Images issues de la vidéo du tir n° 11 (champ optique : $2500 \times 2500\ \mathrm{mm}^2$).

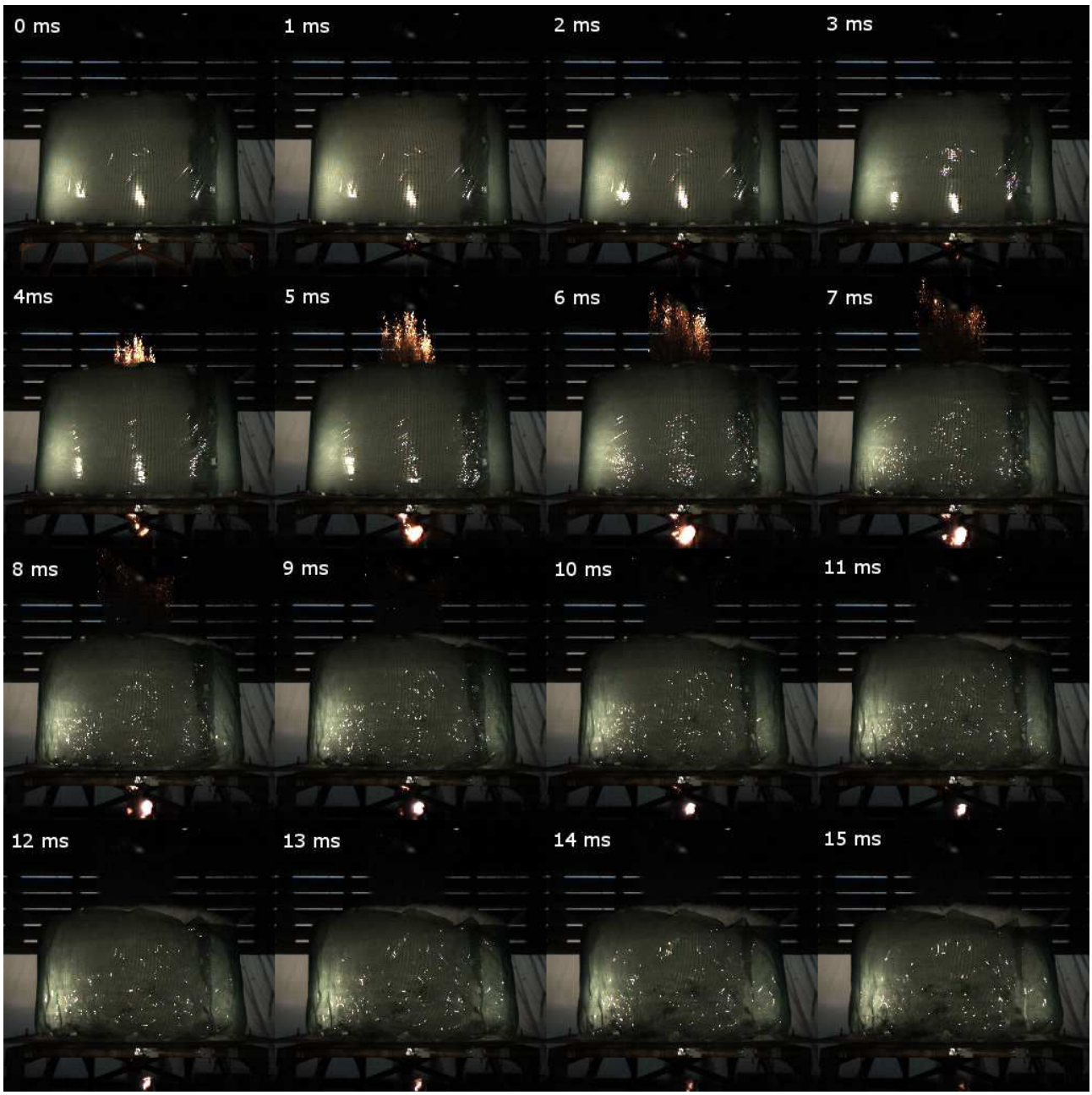

Figure 109 – Images issues de la vidéo du tir n° 12 (champ optique : $2500 \times 2500\ \mathrm{mm}^2$).

Annexe C

Notions de base d'atomistique

Afin de bien comprendre les analyses XPS, il paraît utile de rappeler quelques notions d'atomistique. L'atome est composé d'un noyau autour duquel des électrons gravitent. Nous allons nous intéresser ici à la manière dont la mécanique quantique caractérise ces électrons.

Un électron peut se trouver dans différents états au sein d'un atome, chaque état étant défini par une énergie, un moment cinétique, une distance moyenne au noyau... A chacun de ces états correspond une orbitale atomique (OA). Une OA est donc une fonction mathématique susceptible de décrire un électron dans un atome.

Les caractéristiques les plus importantes de l'électron sont contenues dans deux nombres quantiques :

— le nombre quantique principal, n : n est un entier naturel non-nul. Vulgairement, on dit que n désigne la couche dans laquelle se trouve l'électron. En effet, une OA de n plus élevé décrit un électron en moyenne plus éloigné du noyau.

— Le nombre quantique secondaire, l : l est aussi appelé le nombre quantique azimutal. C'est un entier naturel tel que $0 \leq l \leq (n-1)$. On dit, couramment, que l désigne la sous-couche dans laquelle se trouve l'électron. On utilise une nomenclature particulière pour désigner ces sous-couches : s, p, d, f, g, h respectivement pour $l = 0, 1, 2, 3, 4, 5$.

Une OA est donc désignée en accolant la valeur de n à la lettre de nomenclature associée à la valeur de l.

Ainsi, une orbitale pour laquelle n=1 et l=0 est appelée orbitale $1s$ et une orbitale de nombres quantiques n=4 et l=3 est une orbitale $4f$.

Un autre nombre quantique permet de définir le moment cinétique d'un électron : le nombre quantique de spin, m_s. Pour un électron, $m_s = -\frac{1}{2}$ ou $m_s = \frac{1}{2}$.

Le principe de Pauli, principe fondateur de la physique quantique, implique qu'une OA ne peut décrire que deux électrons au maximum, et dans ce cas, leurs spins sont opposés.

La règle de Klechkowski énonce que les OA se remplissent dans l'ordre croissant de $n + l$ et, en cas

d'égalité, par n croissant. Ainsi, l'ordre de remplissage des OA est le suivant :
$1s\ 2s\ 2p\ 3s\ 3p\ 4s\ 3d\ 4p\ 5s\ 4d\ 5p\ 6s\ 4f\ 5d\ 6p\ 7s...$

Confinement de la détonation d'un objet explosif par mousse aqueuse sèche
Étude expérimentale et numérique

Résumé

Dans un contexte de protection des biens et des personnes, le CEA DAM s'intéresse aux mousses aqueuses pour leur capacité à confiner une détonation. D'une part, le but est d'atténuer les effets de souffle liés à la détonation d'un engin explosif. D'autre part, il est souhaitable de ralentir ou de capturer les particules solides, potentiellement nocives, qui pourraient être dispersées.
L'objectif de cette thèse est de comprendre les phénomènes physiques sous-jacents à ces deux problématiques, au travers de la réalisation d'expériences et de leur modélisation numérique.
Les mousses aqueuses sont des milieux diphasiques, assemblages de bulles de gaz encapsulées dans une matrice de films liquides et de Bords de Plateau. Cette étude se concentre sur les mousses communément dites sèches, *i.e.* dont la fraction volumique de liquide est inférieure à 5%.
Les travaux réalisés sont présentés en trois grandes parties. La première concerne la propagation des ondes de choc dans les mousses aqueuses. Elle présente une campagne expérimentale en tube à choc, menée à l'ENSTA Bretagne, dont les résultats permettent la mise en évidence de l'influence du gaz composant la mousse sur le ralentissement et l'atténuation du front de choc.
La deuxième partie s'intéresse à l'atténuation des ondes de souffle issues d'une détonation. Deux campagnes ont été conduites : l'une à l'ISAE-ENSMA en mettant en œuvre un tube à détonation rempli d'un mélange réactif gazeux, l'autre au CEA/Gramat en utilisant la détonation d'un explosif solide en champ libre. Ces deux configurations amènent à l'observation de l'atténuation des phénomènes de souffle provenant de la détonation.
Le modèle numérique qui s'appuie sur un formalisme multiphasique compressible, a permis d'appréhender la phénoménologie et l'importance relative des différents mécanismes de transferts entre phases, en y incluant notamment deux étapes de fragmentation de la mousse. Les résultats expérimentaux des trois précédentes campagnes et les résultats numériques sont en très bon accord.
La dernière partie concerne l'étude du ralentissement et de la capture de particules micrométriques par la mousse aqueuse. Deux campagnes ont été menées à cet effet. La première consiste à étudier la dynamique à haute vitesse d'un nuage de particules métalliques, qui a été projeté par un explosif au sein d'une mousse. A l'aide de radiographies X, la position et la forme du nuage sont analysées au cours de sa propagation. Le freinage des particules par la mousse est manifeste. La deuxième campagne quantifie le taux de particules capturées par un confinement de mousse aqueuse.Ainsi, une comparaison de la dispersion de particules métalliques micrométriques a été effectuée pour différentes tailles de confinement. Ces résultats ont permis d'attester des bonnes propriétés de capture des particules dispersées par une charge explosive dans les mousses aqueuses.

Abstract

In order to improve the protection of goods and persons, the French CEA DAM is interested in aqueous foams for their ability to mitigate the detonation outcome. Two objectives are put forward. The first one is to attenuate the blast effects induced by the detonation of an explosive device. The second one is to slow down or to capture potentially harmful solid particles, which could be dispersed by the considered device.
As such, the aim is to understand the underlying physics of such phenomenon. Several experiments have been undertaken and compared to a multiphase numerical modelling.
Aqueous foam is a two-phase medium, composed of gaseous bubbles within a liquid matrix made of films and Plateau Borders. This study focuses on dry aqueous foams, *i.e.* with a liquid volumic fraction lower than 5%.
The presentation of the study is divided into three parts. The first one deals with the shock wave propagation through aqueous foam. An experimental campaign on a shock tube, at ENSTA Bretagne, is presented, whose results highlight the influence of the gas which fills the cells of the foam on the shock front behavior.
The second part is related to the blast wave attenuation. Two experimental campaigns were conducted : one in a detonation tube with a reactive gaseous mixture, at ISAE-ENSMA and another one, using condensed explosive, at CEA/Gramat. In both cases, the results lead to the mitigation of the detonation induced blast effects.
There is a good agreement between these three experimental results and the numerical results from the multiphase model. This enables us to clarify the phenomenology and quantify the different interphase exchange, which evolve as the foam fragmentation proceeds in two steps.
The last part is about the aqueous foam ability to slow down or to capture micrometric particles. Two campaigns were conducted on this subject. The first one studied the high velocity dynamics of a cloud of particles propelled by an explosive into an aqueous foam. Using X-ray radiography, both the position and the shape of the cloud are analysed during its propagation through the foam. A strong decrease in speed of the particles is observed. The second campaign aimed to quantify the particle ratio captured by an aqueous foam confinement. To that end, several sizes of aqueous foam confinement have been compared. The results show the good properties of the foam to inhibit the particle dispersal by an explosive.