HAL open science

Capture, par mousse aqueuse, de particules micrométriques dispersées par explosif. Étude expérimentale et numérique

Maëva Mikart

▶ To cite this version:

Maëva Mikart. Capture, par mousse aqueuse, de particules micrométriques dispersées par explosif. Étude expérimentale et numérique. Autre. ISAE-ENSMA Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechique - Poitiers, 2019. Français. NNT : 2019ESMA0022 . tel-02867899

HAL Id: tel-02867899

https://theses.hal.science/tel-02867899v1

Submitted on 15 Jun 2020

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, Combustion

Présentée par :

Maéva MIKART

Capture, par mousse aqueuse, de particules micrométriques dispersées par explosif Étude expérimentale et numérique

---

Directeur de thèse : **Ashwin CHINNAYYA**

Co-encadrant : **Denis COUNILH**

Soutenue le 13 décembre 2019
devant la Commission d'Examen

Jury :

Rapporteurs

M. Eric DANIEL,	Professeur des Universités ,	IUSTI, Aix-Marseille
Mme Isabelle SOCHET,	Professeur des Universités ,	INSA Val de Loire

Membres

M. Abdellah HADJADJ,	Professeur des Universités,	INSA Rouen
M. François GENSDARMES,	Chef de Laboratoire	IRSN Saclay
M. Ashwin CHINNAYYA,	Professeur des Universités,	Institut P' – ISAE-ENSMA
M. Denis COUNILH ,	Ingénieur - Chercheur	CEA, DAM, Ile-de-France
M. Martin MONLOUBOU,	Maître de Conférences,	ENSTA Bretagne
M. Guerhard KASPER,	Professeur des Universités,	KIT Karlsruhe

Table des matières

1 Introduction **1**

2 Généralités sur les mousses aqueuses et leur pouvoir d'atténuation des ondes de souffle **5**

2.1 Les multiples facettes de la mousse 6

2.1.1 Les mousses présentes dans la nature 6

2.1.2 Les mousses solides 7

2.1.3 Les mousses liquides 7

2.2 Les mousses aqueuses sèches 8

2.2.1 Définition 8

2.2.2 Caractéristiques géométriques 9

2.2.3 Composition chimique 11

2.2.4 Du liquide à la mousse 12

2.2.5 Et de la mousse au liquide 18

2.2.6 Quel choix de mousse ? 19

2.3 Atténuation des ondes 23

2.3.1 Atténuation des ondes de choc et influence de la nature du gaz moteur 23

2.3.2 Atténuation des ondes de souffle 30

3 État de l'art sur les aérosols et les écoulements avec particules **39**

3.1 Théorie sur les aérosols 40

3.1.1 Définition et propriétés 40

3.1.2 Forces agissant sur une ou un ensemble de particules 41

3.1.3 Granulométrie 44

3.1.4 Collecte d'aérosols par filtration 48

3.1.5 Détermination de la composition chimique d'un aérosol 51

3.2 Interaction entre des particules et une onde de choc ou de souffle 52

3.3 Freinage et capture de particules par la mousse 55

4 Développement d'un modèle numérique de ralentissement dans l'air et la mousse de particules mises en vitesse par impulsion **61**

4.1 Modélisation numérique du code LagFoam 62
4.1.1 Principe et structure du code 62
4.1.2 Modèle numérique 63
4.1.3 Schéma numérique 64
4.1.4 Conditions aux limites 65
4.1.5 Résolution du schéma lagrangien 66
4.1.6 Remaillage A.L.E. 66
4.2 Étude de la capacité de LagFoam à restituer le ralentissement de particules dans un cas classique 68
4.2.1 Description du montage 68
4.2.2 Analyse des résultats obtenus dans l'air et dans la mousse 71
4.2.3 Calibration, dans l'air et dans la mousse, du paramètre pilotant le transfert de quantité de mouvement entre les billes et le milieu de propagation 74
4.3 Vers une modélisation plus physique 77
4.3.1 Évolution du modèle numérique 77
4.3.2 Évolution du schéma numérique 78
4.3.3 Étude de la capacité de LagFoam à restituer dans l'air, avec une force de traînée dépendant du nombre de Reynolds particulaire, le ralentissement de particules millimétriques 78
4.4 Conclusions partielles 79

5 Étude du freinage de particules micrométriques dans l'air et dans la mousse, en l'absence de charge explosive 81

5.1 Introduction 82
5.2 Campagne expérimentale de freinage de particules micrométriques en tube à choc 83
5.2.1 Description du montage 83
5.2.2 Description du programme expérimental 85
5.2.3 Résultats expérimentaux 86
5.3 Campagne expérimentale de freinage de particules micrométriques en tube à détonation 97
5.3.1 Description du montage 97
5.3.2 Description du programme expérimental 98
5.3.3 Résultats expérimentaux 99

5.4 Campagne expérimentale de freinage de particules micrométriques en canon électrique à plasma . . . 101

5.4.1 Description du montage . . . 101

5.4.2 Description du programme expérimental . . . 105

5.4.3 Résultats expérimentaux . . . 105

5.5 Étude numérique du ralentissement de particules micrométriques mises en mouvement par impulsion, dans l'air et la mousse . . . 114

5.5.1 Dans l'air . . . 114

5.5.2 Dans la mousse . . . 117

5.6 Conclusions partielles . . . 122

6 Modèle multiphasique numérique M^{3}OUSSACA 125

6.1 Introduction . . . 126

6.2 Principe et structure du code . . . 126

6.3 Modèle bidimensionnel . . . 127

6.4 Forces de traînée . . . 128

6.4.1 Transferts de quantité de mouvement entre les phases gazeuses (2) et (3) . . . 129

6.4.2 Transferts de quantité de mouvement entre la phase liquide de la mousse (1) et la phase gazeuse (2) . . . 129

6.4.3 Transferts de quantité de mouvement entre la phase liquide de la mousse (1) et la phase gazeuse (3) . . . 130

6.4.4 Transferts de quantité de mouvement entre les phases gazeuses (2) et (3) et la phase solide (4) . . . 131

6.4.5 Transferts de quantité de mouvement entre la phase liquide de la mousse (1) et la phase solide (4) . . . 131

6.5 Transferts thermiques . . . 132

6.6 Fragmentation secondaire . . . 133

6.7 Détonation : modèle de Chapman-Jouguet . . . 134

6.8 Équations d'état . . . 136

6.8.1 Stiffened Gas . . . 136

6.8.2 Gaz Parfaits . . . 137

6.8.3 Jones-Wilkins-Lee . . . 138

6.9 Développements informatiques . . . 138

6.10 Résumé de la structure du code . . . 139

7 Étude expérimentale de la capture de particules dispersées par explosif par une mousse aqueuse 141

7.1 Introduction 142

7.2 Configuration expérimentale 142

7.2.1 Description du montage 142

7.2.2 Description du programme expérimental 151

7.3 Analyse des résultats 154

7.3.1 Analyse des images issues de la caméra VNUR 154

7.3.2 Analyse des projections au plafond 165

7.3.3 Estimation de la vitesse d'envol des particules 166

7.3.4 Analyse de l'onde de souffle 170

7.3.5 Analyse visuelle des filtres 180

7.3.6 Quantification de la masse de WO_3 collectée 184

7.3.7 Détermination du taux de renouvellement dans l'enceinte 189

7.3.8 Détermination de la granulométrie de l'aérosol 190

7.3.9 Analyse de l'évolution de la concentration 198

7.3.10 Détermination de l'efficacité du confinement aqueux 202

7.4 Conclusions partielles 204

8 Étude de la capacité de M^{3}OUSSACA à prédire la capture, par une mousse aqueuse, de particules dispersées par explosif 205

8.1 Introduction 206

8.2 Étude de l'onde de souffle en l'absence de particule 206

8.2.1 Analyse des caractéristiques physiques de l'onde de souffle 207

8.2.2 Analyse des caractéristiques géométriques de l'onde de souffle . . . 210

8.3 Étude de l'onde de souffle en présence des particules 212

8.3.1 Analyse des caractéristiques physiques de l'onde de souffle 213

8.3.2 Analyse des caractéristiques géométriques de l'onde de souffle . . . 219

8.4 Étude de la restitution de la dynamique des différentes phases par M^{3}OUSSACA 220

8.4.1 Restitution de la dispersion des particules pour différentes valeurs de R 220

8.4.2 Restitution de la dynamique spatiale entre les produits de détonation et les particules 223

8.4.3 Restitution de la dispersion des particules et de la phase liquide de la mousse, pour un cas avec confinement 224

8.5 Étude de l'efficacité de la mousse dans la capture de particules micrométriques 232

8.6 Conclusions partielles 234

9 Conclusions et perspectives 237

A Schéma de GLACE 249

B Propriétés du modèle et du schéma développés 253

C Volumes correspondant aux hauteurs de mousse 263

C.1 Campagne en tube à choc impliquant des billes de verre millimétriques . . 263

C.2 Campagne en tube à choc impliquant des particules micrométriques 263

C.3 Campagne en canon à plasma 264

C.4 Campagnes en ADAMs 264

D Paramètres intervenant dans la formulation du coefficient de frottement dans la mousse en fonction du matériau 265

E Images extraites des vidéos enregistrées lors des essais ADAM 2 et ADAM 3 267

Table des figures

2.1 Schématisation des règles de Plateau. Images extraites de [3] 10

2.2 Cellule de Kelvin 10

2.3 Schématisation de la monocouche que forment les tensio-actifs sur un film liquide 12

2.4 Schématisation d'un micelle 12

2.5 Principe de génération d'une mousse aqueuse 13

2.6 Principe d'un générateur à convection 14

2.7 (a) Lance LR5 (libre) et (b) lance guemguard (forcé) 14

2.8 Principe de fonctionnement du générateur CEA/Marcoule. Image extraite de [3] 15

2.9 Générateur de mousse SKID/MAS d'ERPI 17

2.10 Evolution de la taille des bulles d'une mousse de foisonnement 30 au cours du temps. Images extraites de [2] 19

2.11 Stabilité du R3x, sur une hauteur de 5 m, au bout de 4 heures [22] 21

2.12 Test d'auto portance avec le R3x [22] 22

2.13 Tube à choc T80 - IUSTI (C_i = capteurs de pression) 24

2.14 Tube à choc T80 - IUSTI - Visualisation de la fragmentation de la mousse. Images extraites de [2]. La taille des bulles est environ de 5 mm 24

2.15 Signaux expérimentaux de pression issus de la campagne Tube à Choc à l'IUSTI : comparaison entre la surpression dans l'air et dans des mousses de foisonnements 30 et 80 26

2.16 Comparaison entre les signaux de pression issus des résultats expérimentaux et ceux issus de la simulation numérique avec M^3OUSSACA pour $M = 1,5$. En vert, les chocs précurseurs, en bleu, les fronts de compression et en orange les ondes de détentes. 26

2.17 Signaux expérimentaux de pression issus de la campagne Tube à Choc à l'IUSTI (rouge continu) comparés à la simulation numérique (noir pointillé), pour différents foisonnements et du SF6 comme gaz moteur avec $M = 1,3$. 27

2.18 Signaux expérimentaux de pression issus de la campagne Tube à Choc à l'IUSTI (rouge continu) comparés à la simulation numérique (noir pointillé), pour une mousse à l'air et l'hélium comme gaz moteur avec $M = 1,8$ . . . 28

2.19 Signaux expérimentaux de pression issus de la campagne Tube à Choc à l'ENSTA (rouge continu) comparés à la simulation numérique (noir pointillé), pour une mousse à l'air et à l'hélium et pour $M = 1,34$ 29

2.20 Profil d'une onde de souffle aérienne. Image extraite de [3] 30

2.21 Configuration des expériences pyrotechniques "à petite échelle" réalisées au CEA de Moronvilliers en 2011. Détonation d'une charge de 145 g de plastrite® centrée dans un volume de mousse de foisonnement variable. Image extraite de [2] 32

2.22 Schéma d'implantation des capteurs sur la table de mesure 33

2.23 Schéma du montage expérimental. En haut : vue de dessus. En bas : vue de côté (dimensions en mètre) [3] 34

2.24 Pic de surpression en fonction de la distance réduite 35

2.25 Temps d'arrivée réduit en fonction de la distance réduite 36

2.26 Comparaison des mesures de pression expérimentales avec les calculs M^{3}OUSSACA pour une charge de plastrite de 145 g et un capteur à une distance réduite ≈ 1 m/kg$^{1/3}$ 37

3.1 Schématisation du fonctionnement d'un diffractomètre 46

3.2 Schématisation du fonctionnement d'un étage d'impacteur en cascade . . . 47

3.3 Courbe donnant l'efficacité d'un filtre Très Haute Efficacité (THE) en fonction de la granulométrie et de la vitesse du gaz [57] 49

3.4 Schématisation du prélèvement d'aérosols, par le couplage des méthodes PT et PL, dans une enceinte fermée 51

3.5 Schématisation et images expérimentales correspondantes des différentes phases de la formation des dendrites à partir de la dispersion d'un anneau de particules par onde de choc. R_0 est le rayon initial de l'anneau [77] . . . 54

3.6 Vitesse de la bille dans la mousse en fonction du temps. À gauche : échelle linéaire, à droite : échelle semi-logarithmique. Modèle numérique : traits pleins ; expériences : points [9]. 56

3.7 Position de la bille dans la mousse en fonction du temps [9]. Modèle numérique : traits pleins et expériences : points 56

3.8 Schéma des mécanismes de cicatrisation d'un film de savon : a. mécanisme de type endocytose, b. mécanisme de la ligne triple [9] 57

3.9 Photographie de la traversée d'une bille de plastique de diamètre égal à $1,2$ mm au travers un film de savon [9] 57

3.10 Photographies des expériences de A. Le Goff dans des mousses monodisperses [9] 58

3.11 Schéma de principe de l'expérience de projection de particules dans une mousse intègre [2] 59

3.12 Configuration de la campagne expérimentale de dispersion de particules menée par F. Ballanger [3] 60

4.1 Schéma des différentes étapes du remaillage A.L.E 67

4.2 Schéma et photographies du tube à choc utilisé 69

4.3 Photographies des sabots utilisés 69

4.4 Schéma de la configuration expérimentale et photographie de la bague d'arrêt 70

4.5 Photographies de la configuration pour les essais effectués dans la mousse . 70

4.6 Photographies de l'envol de billes dans l'air et dans la mousse 72

4.7 Photographie de la sortie de billes de verre de la surface libre de la mousse 72

4.8 Comparaison entre la vitesse des billes dans l'air et celle à la sortie de la mousse, pour différentes hauteurs de mousse 74

4.9 Comparaison entre les résultats expérimentaux (étoiles) et la simulation numérique (traits pleins) pour deux essais réalisés dans l'air avec le même sabot ($\nu = 0,045$) 75

4.10 Vitesses d'entrée et de sortie de la mousse expérimentales et numériques, en fonction de la distance parcourue dans la mousse 76

4.11 Évolution temporelle de la vitesse d'une couche de billes de verre dans l'air : comparaison entre les relevés expérimentaux et les résultats numériques issus de trois lois de traînée implémentées dans LagFoam 79

5.1 Photographie d'un chargement de particules de trioxyde de tungstène (WO_3), posé sur la seconde membrane 83

5.2 Schéma de l'implantation de la campagne Tube à choc (TaC) 84

5.3 Photographie de la mire utilisée pour la calibration de la caméra 85

5.4 Comparaison entre différentes granulométries de particules de verre pour un chargement de 100 mg 86

5.5 Photographies des différents matériaux testés 87

5.6 Envol d'un chargement de 100 mg de WO_3 sur une hauteur de 50 cm . . . 88

5.7 Profil, pour une hauteur de $\approx$ 22 cm, d'un jet de 100 mg de particules de différentes natures 89

5.8 Freinage dans l'air de chargements de 100 mg de particules 91

5.9 Freinage dans l'air de particules de verre de $D_{pm} = 60\ \mu$m 91

5.10 Freinage dans l'air de particules d'aluminium de $D_{pm} = 100\ \mu$m 92

5.11 Freinage dans l'air de chargements de 100 mg de particules de tungstène et de trioxyde de tungstène 92

5.12 Photographie de la configuration d'un essai confiné 93

5.13 Déformation de la surface libre de mousse pour $h_m = 12,5$ cm à t = 20,8 s 94

5.14 Mise en évidence des deux régimes dynamiques des particules dans la mousse : envol de particules de WO_3 de $D_{pm} = 4\ \mu$m pour $h_m = 10$ cm . . 95

5.15 Relevés des vitesses des particules à la surface libre de la mousse pour h_m compris entre 5 et 35 cm 95

5.16 Schéma du dispositif utilisant un tube à détonation vertical 97

5.17 Photographie du dispositif tube à détonation : système d'injection du gaz dans le booster et d'amorçage (à gauche) et enceinte transparente recevant la mousse (à droite) avec le projecteur halogène et la caméra pour l'enregistrement du phénomène. 98

5.18 Visualisation de l'envol de 10 g de particules de Cu à la sortie du tube à détonation (f = 20000 im/s et t_{expo} = 1/70000 s) 100

5.19 Visualisation de l'envol de 1 g de particules de Cu à la sortie du tube à détonation (f = 20000 im/s et t_{expo} = 1/20000 s) 100

5.20 Schéma électrique simplifié (sans le système de charge des condensateurs) du canon électrique. 101

5.21 Photographie du canon électrique à Prime 102

5.22 Photographie du dispositif expérimental avant la pose de la pièce de maintien et du fût permettant le guidage des particules lors de la mise en vitesse 103

5.23 Schéma du dispositif générateur de mousse 104

5.24 Images de particules de WO_3 à l'entrée et à la sortie de la mousse (h_m = 10 cm) 106

5.25 Images de particules de WO_3 à l'entrée et à la sortie de la mousse (h_m = 13 et 20 cm) 107

5.26 Images de particules de WO_3 à l'entrée et à la sortie de la mousse (h_m = 25 et 30 cm) 108

5.27 Diagramme x-t de la progression des particules à l'entrée et la sortie de la mousse, pour différentes hauteurs de mousse 109

5.28 Vitesse des particules de WO_3 pour h_m = 10 cm (3 essais réalisés représentés en noir, en rouge et en vert, la vitesse des particules sèches étant symbolisée par des croix) 111

5.29 Vitesse des particules de WO_3 pour h_m = 13 cm (2 essais réalisés représentés en noir et en rouge, la vitesse des particules sèches étant symbolisée par des croix) 112

5.30 Vitesse des particules de WO_3 pour h_m = 20 cm (2 essais réalisés représentés en noir et en rouge, la vitesse des particules sèches étant symbolisée par des croix) 112

5.31 Vitesse des particules de WO_3 pour h_m = 25 cm (2 essais réalisés représentés en noir et en rouge, la vitesse des particules sèches étant symbolisée par des croix) 113

5.32 Vitesse des particules de WO_3 pour h_m = 30 cm (3 essais réalisés représentés en noir, e, rouge et en vert, la vitesse des particules sèches étant symbolisée par des croix) 113

5.33 Freinage dans l'air de chargements de différentes masses de particules de verre (D_{pm} = 60 μm). Comparaison entre les résultats expérimentaux issus de la campagne TAC (étoiles) et ceux issus du code LagFoam (traits pointillés) 115

5.34 Freinage dans l'air de chargements de différentes masses de particules d'aluminium (D_{pm} = 100 μm). Comparaison entre les résultats expérimentaux issus de la campagne TAC (étoiles) et ceux issus du code LagFoam (traits pointillés) . . . 115

5.35 Freinage dans l'air de 100 mg de particules de tungstène et de WO_3, de différentes granulométries. Comparaison entre les résultats expérimentaux issus de la campagne TAC (étoiles) et ceux issus du code LagFoam (traits pointillés) . . . 116

5.36 Évolution de la valeur de la fonctionnelle f et du nombre d'itérations n_t du problème direct, en fonction des itérations du calcul de minimisation, pour h_m = 20 cm . . . 118

5.37 Évolution des coefficients C et E ainsi que de la vitesse finale des particules et de la hauteur de mousse traversée, pour les différentes itérations du calcul de minimisation, pour x_{pobj} = 20 cm . . . 119

5.38 Ralentissement de particules de WO_3 de D_{pm} = 1 μm dans différentes hauteurs de mousse. Résultats de calculs (traits continus) comparés aux valeurs expérimentales en tube à choc . . . 120

5.39 Ralentissement de particules de WO_3 de D_{pm} = 4 μm dans différentes hauteurs de mousse. Résultats de calculs (traits continus) comparés aux valeurs expérimentales en tube à choc(étoiles) . . . 120

5.40 Ralentissement de particules de WO_3 de D_{pm} = 4 μm dans différentes hauteurs de mousse. Résultats de calculs (traits continus) comparés aux valeurs expérimentales en canon à plasma (étoiles), en utilisant les mêmes coefficients que ceux trouvés en tube à choc . . . 121

5.41 Ralentissement de particules de W de D_{pm} = 100 μm dans différentes hauteurs de mousse. Résultats de calculs (traits continus) comparés aux valeurs expérimentales en tube à choc (étoiles) . . . 121

6.1 Gauche : Schéma de la charge cylindrique. Droite : Schéma de la configuration de la condition initiale utilisée. . . . 136

7.1 Schéma de l'implantation de la campagne ADAM 2 sur la dalle d'expérimentation . . . 143

7.2 Schéma de l'implantation de la campagne ADAM 3 sur la dalle d'expérimentation . . . 143

7.3 Disposition de la charge explosive et du chargement de WO_3 utilisé lors de la campagne ADAM 2 . . . 144

7.4 Schéma de l'implantation des capteurs de pression pour les campagnes ADAM 2 et ADAM 3 . . . 145

7.5 HVS utilisé lors des campagnes expérimentales . . . 147

7.6 Implantation d'un néphélomètre et d'un impacteur sur dalle lors de la campagne ADAM 3 . . . 147

7.7 Grillage recouvert d'un film plastique, mis en œuvre sur dalle, pour contenir la mousse, lors de la campagne ADAM 3 . . . 148

7.8 A gauche : système de visualisation avec la caméra ultra-rapide au centre, et trois éclairages leds. À droite : vue de la plaque en bois fixée au plafond. 149

7.9 Ecran réfléchissant permettant de visualiser le développement de l'onde de souffle 150

7.10 Casemate d'expérimentation fermée par une bâche en vinyle 151

7.11 État de l'étui en carton après avoir été immergé 30 minutes dans un récipient rempli de mousse 151

7.12 Image et schématisation de l'onde de choc et des produits de détonation générés par la détonation d'une charge cylindrique (essai 20-S-S-S) 154

7.13 Évolution de l'onde de souffle et des produits de détonation, dans l'air, issus de la détonation d'un cylindre de V401 (essai 20-S-S-S champ optique : 1024 x 1024 mm^2) 156

7.14 Évolution de l'onde de souffle, des produits de détonation et des particules, dans l'air, observée lors de l'essai 20-P_3-88-S (champ optique : 1024 x 1024 mm^2) 157

7.15 Évolution de l'onde de souffle, des produits de détonation et des particules, dans l'air, observée lors de l'essai 44-P_3-176-S (champ optique : 1024 x 1024 mm^2) 158

7.16 Évolution de l'onde de souffle, des produits de détonation et des particules, dans l'air, observée lors de l'essai 44-P_3-44-S (champ optique : 1024 x 1024 mm^2) 159

7.17 Évolution de l'onde de souffle, des produits de détonation et des particules, dans l'air, observée lors de l'essai 100-P_3-88-S (champ optique : 1024 x 1024 mm^2) 160

7.18 Projection des particules et des produits de détonation, lors de l'essai 20-P_3-88-PC (champ optique : 1024 x 1024 mm^2) 162

7.19 Projection des particules et des produits de détonation, lors de l'essai 20-P_3-88-MC (champ optique : 1024 x 1024 mm^2) 163

7.20 Évolution de l'onde de souffle, des produits de détonation et des particules, dans l'air, observée lors de l'essai 100-P_3-88-PC (champ optique : 1024 x 1024 mm^2) 164

7.21 Photographie de la planche de bois après l'essai 44-P_1-88-S 165

7.22 Photographie de la planche de bois après l'essai 44-P_1-88-PC 165

7.23 Photographie de la planche de bois après l'essai 44-P_1-88-MC 166

7.24 Estimation de la vitesse d'envol des particules de WO_3 pour les essais réalisés sans confinement 167

7.25 Estimation de la vitesse d'envol du WO_3 pour les essais réalisés avec confinement 169

7.26 Surpressions maximales en fonction de la distance réduite à la charge, pour les essais réalisés sans confinement aqueux et sans particule (* : mesures radiales, x : mesures axiales) 170

7.27 Temps d'arrivée réduits en fonction de la distance réduite pour les essais réalisés sans confinement aqueux et sans particule 171

7.28 Surpressions maximales en fonction de la distance réduite pour les essais réalisés avec confinement aqueux et sans particule 172

7.29 Temps d'arrivée réduits en fonction de la distance réduite pour les essais réalisés avec confinement aqueux et sans particule 172

7.30 Surpressions maximales en fonction de la distance réduite pour les essais réalisés avec et sans confinement aqueux et sans particule. Ces données sont comparées à celles de l'UFC 3-340-02 [35] et de la Sandia [24], ainsi qu'à celles de F. Ballanger [3] 175

7.31 Surpressions maximales en fonction de la distance réduite pour les essais réalisés sans confinement aqueux et avec particules 176

7.32 Surpressions maximales en fonction de la distance réduite pour les essais avec une charge de 44 g réalisés sans confinement aqueux et avec particules 176

7.33 Temps d'arrivée réduits en fonction de la distance réduite pour les essais réalisés sans confinement aqueux et avec particules 177

7.34 Temps d'arrivée réduits en fonction de la distance réduite pour les essais avec une charge de 44 g réalisés sans confinement aqueux et avec particules 177

7.35 Surpressions maximales en fonction de la distance réduite pour les essais réalisés avec confinement aqueux et avec particules 179

7.36 Temps d'arrivée réduits en fonction de la distance réduite pour les essais réalisés avec confinement aqueux et avec particules 179

7.37 Photographie de filtres provenant des HVS implantés lors des essais 44-S-S-S, 44-P_3-44-S, 44-P_3-176-S, 44-S-S-MC, 44-P_3-44-PC et 44-P_3-176-PC . . 181

7.38 Photographie des filtres de l'impacteur 1 pour l'essai 20-S-S-S 182

7.39 Photographie des filtres de l'impacteur 1 pour l'essai 20-S-S-PC 182

7.40 Photographie des filtres de l'impacteur 1 pour l'essai 44-P_3-176-S 182

7.41 Photographie des filtres de l'impacteur 3 pour l'essai 44-P_3-176-S 183

7.42 Photographie des filtres de l'impacteur 1 pour l'essai 44-P_3-176-PC 183

7.43 Photographie des filtres de l'impacteur 3 pour l'essai 44-P_3-176-PC 183

7.44 Histogramme donnant la masse totale collectée sur les filtres des HVS lors des campagnes ADAM 2 et ADAM 3 184

7.45 Histogramme donnant la masse totale de particules collectée sur les filtres des HVS lors des campagnes ADAM 2 et ADAM 3, moyennée par HVS, déterminée par différence de pesée 187

7.46 Histogramme donnant la différence entre les mesures par pesée et par ICP-MS de la masse de WO_3 collectée sur les filtres des HVS lors des campagnes ADAM 2 et ADAM 3 . . . 187

7.47 Histogramme donnant la masse totale de particules collectée sur les filtres des HVS lors des campagnes ADAM 2 et ADAM 3, moyennée par HVS, déterminée par méthode ICP-MS . . . 189

7.48 Images, obtenues par visualisation MEB, d'un échantillon du lot de particules P_1 . . . 191

7.49 Images, obtenues par visualisation MEB, d'un échantillon du lot de particules P_2 . . . 192

7.50 Images d'un échantillon de particules P_3, obtenues par visualisation MEB . 192

7.51 Histogramme du volume normalisé en fonction du diamètre aérodynamique pour les particules P_1 . . . 193

7.52 Histogramme du volume normalisé en fonction du diamètre aérodynamique pour les particules P_2 . . . 193

7.53 Histogramme de la concentration normalisée en fonction du diamètre aérodynamique pour les particules P_3 . . . 194

7.54 Histogrammes de la concentration normalisée en fonction du diamètre aérodynamique des particules de WO_3, collectées après les essais 44-P_1-88-S, 44-P_1-88-PC et 44-P_1-88-MC . . . 195

7.55 Histogrammes de la concentration normalisée en fonction du diamètre aérodynamique des particules de WO_3, collectées après les essais 150-P_2-300-S et 150-P_2-300-GC . . . 196

7.56 Histogrammes de la concentration normalisée en fonction du diamètre aérodynamique des particules de WO_3, collectées après le premier essai 100-P_3-88-S . . . 196

7.57 Histogrammes de la concentration normalisée en fonction du diamètre aérodynamique des particules de WO_3, collectées après le second essai 100-P_3-88-S . . . 197

7.58 Histogrammes de la concentration normalisée en fonction du diamètre aérodynamique des particules de WO_3, collectées après les essais 100-P_3-88-S et 100-P_3-88-PC . . . 197

7.59 Relevés, issus des néphélomètres 1 et 2, de la concentration de l'aérosol dans l'enceinte, pour l'essai 20-P_3-88-S . . . 199

7.60 Relevés, issus du néphélomètre 1, de la concentration de l'aérosol dans l'enceinte, pour les essais 20-S-S-S, 20-P_3-88-S, 20-S-S-PC et 20-P_3-88-PC . 199

7.61 Concentration normalisée, déduite des données du néphélomètre 1, pour l'essai 150-P_2-300-S . . . 201

7.62 Concentration normalisée, déduite des données du néphélomètre 1, pour l'essai 44-P_1-88-PC . . . 201

7.63 Concentrations normalisées, déduites des données des néphélomètres 1 et 2, pour l'essai 44-P_1-88-PC . . . 202

7.64 Histogramme donnant le taux de capture des particules par le confinement aqueux, selon les essais 203

8.1 Comparaison des profils de surpression expérimentaux (en rouge) et numériques (en pointillés noirs) générés dans l'air par la détonation d'une charge cylindrique de 100 g (Cas 100-S-S-S) 207

8.2 Comparaison des suppressions maximales issues des profils expérimentaux (astérisques : direction axiale et croix : direction radiale) et numériques (traits continus : direction axiale et pointillés : direction radiale), en fonction de la distance réduite, pour tous les essais effectués dans l'air 209

8.3 Comparaison des temps réduits issus des profils expérimentaux (astérisques : direction axiale et croix : direction radiale) et numériques (traits continus : direction axiale et pointillés : direction radiale) en fonction de la distance réduite pour tous les essais effectués dans l'air 209

8.4 Comparaison des profils de surpression expérimentaux (en rouge) et numériques (en pointillés noirs), générés par la détonation de charges cylindriques de 20 g (P_7 et P_8, cas 20-S-S-PC) et 44 g (P_1 et P_3, cas 44-S-S-MC), dans une mousse aqueuse 210

8.5 Comparaison entre la forme de l'onde de souffle issue de la détonation d'une charge cylindrique de 100 g (essai 100-S-S-S). 1ère ligne : Résultats expérimentaux (1024 x 1024), obtenus par ombroscopie, 2ème ligne : Résultats numériques(2 m x 1,5 m) 211

8.6 Images, à différents instants, de la forme de l'onde de souffle simulée, issue de la détonation d'une charge cylindrique de 100 g, en présence d'un confinement PC, sans particules 212

8.7 Comparaison des profils de surpression expérimentaux (en rouge) et numériques (en pointillés noirs) pour l'essai 100-P_3-88-S 213

8.8 Comparaison des surpressions maximales issues des profils expérimentaux (astérisques : direction axiale et croix : direction radiale) et numériques (traits continus : direction axiale et pointillés : direction radiale), en fonction de la distance réduite pour les essais effectués sans confinement et avec particules, hormis ceux impliquant une charge de 44 g 215

8.9 Comparaison des temps réduits issus des profils expérimentaux (astérisques : direction axiale et croix : direction radiale) et numériques (traits continus : direction axiale et pointillés : direction radiale), en fonction de la distance réduite pour tous les essais effectués sans confinement et avec particules, hormis ceux impliquant une charge de 44 g 215

8.10 Comparaison des surpressions maximales issues des profils expérimentaux (astérisques : direction axiale et croix : direction radiale) et numériques (traits continus : direction axiale et pointillés : direction radiale), en fonction de la distance réduite pour les essais effectués sans confinement et avec particules, et avec une charge de 44 g 216

8.11 Comparaison des temps réduits issus des profils expérimentaux (astérisques : direction axiale et croix : direction radiale) et numériques (traits continus : direction axiale et pointillés : direction radiale), en fonction de la distance réduite pour tous les essais effectués sans confinement et avec particules, et avec une charge de 44 g 216

8.12 Comparaison des surpressions maximales issues des profils expérimentaux (astérisques : direction axiale et croix : direction radiale) et numériques (traits continus : direction axiale et pointillés : direction radiale), en fonction de la distance réduite pour les essais effectués avec confinement et avec particules, hormis ceux impliquant une charge de 44 g 217

8.13 Comparaison des temps réduits issus des profils expérimentaux (astérisques et croix) et numériques (traits continus et pointillés), en fonction de la distance réduite pour tous les essais effectués avec confinement et avec particules, hormis ceux impliquant une charge de 44 g 217

8.14 Comparaison des surpressions maximales issues des profils expérimentaux (astérisques : direction axiale et croix : direction radiale) et numériques (traits continus : direction axiale et pointillés : direction radiale) en fonction de la distance réduite pour les essais effectués avec confinement et avec particules, et avec une charge de 44 g 218

8.15 Comparaison des temps réduits issus des profils expérimentaux (astérisques : direction axiale et croix : direction radiale) et numériques (traits continus : direction axiale et pointillés : direction radiale) en fonction de la distance réduite pour tous les essais effectués avec confinement et avec particules, et avec une charge de 44 g 218

8.16 Comparaison entre la topologie de l'onde de souffle (à gauche), obtenue par schlieren (phase 2) et la position des particules (α_4, à droite) à $t = 0,14$ ms, pour l'essai 44-P_3-176-S 219

8.17 Comparaison entre la topologie de l'onde de souffle (à gauche), obtenue par schlieren (phase 2), et la position des particules (α_4, à droite) à $t = 0,14$ ms, pour l'essai 44-P_3-44-S 220

8.18 Évolution des dispersions expérimentale (en bas) et simulée (en haut) des particules (α_4)pour les essais 44-P_3-176-S (moitié gauche des images, $R > 1$) et 44-P_3-44-S (moitié droite des images, $R \leq 1$) 221

8.19 Évolution de la dispersion simulée (α_4) des particules pour les essais 44-P_3-44-PC (partie gauche des images) et 44-P_3-44-S (partie droite des image) 223

8.20 Évolutions expérimentale et simulée de la dispersion des produits de détonation (α_3, à gauche des images simulées) ainsi que celle des particules (α_4, à droite des images simulées), pour l'essai 100-P_3-88-S 224

8.21 Évolution de la dispersion de la phase liquide de la mousse (α_1, moitié gauche de l'image de simulation) et des particules (α_4, moitié droite de l'image de simulation), pour l'essai 44-P_3-44-PC, à $0,02$ ms 226

8.22 Évolution de la dispersion de la phase liquide de la mousse (α_1) et des particules (α_4), pour l'essai 44-P_3-44-PC, à 3 ms 227

8.23 Évolution de la dispersion de la phase liquide de la mousse (α_1, moitié gauche de l'image de simulation) et des particules (α_4, moitié droite de l'image de simulation), pour l'essai 44-P_3-44-PC, à 6 ms 228

8.24 Évolution de la dispersion de la phase liquide de la mousse (α_1, moitié gauche de l'image de simulation) et des particules (α_4, moitié droite de l'image de simulation), pour l'essai 44-P_3-44-PC, à 10 ms 229

8.25 Évolution de la dispersion de la phase liquide de la mousse (α_1, moitié gauche de l'image de simulation) et des particules (α_4, moitié droite de l'image de simulation), pour l'essai 100-P_3-88-PC, de $0,02$ à 2 ms 230

8.26 Évolution de la dispersion de la phase liquide de la mousse (α_1, moitié gauche de l'image de simulation) et des particules (α_4, moitié droite de l'image de simulation), pour l'essai 100-P_3-88-PC, de $2,8$ à $4,5$ ms 231

8.27 Évolution de la dispersion de l'enveloppe des particules (moitié gauche des images) et des particules (α_4, moitié droite des images), pour l'essai 100-P_3-88-S 232

E.1 Images issues de l'essai 20-S-S-S (champ optique : 1024 x 1024 mm^2) . . . 269

E.2 Images issues de l'essai 20-P_3-88-S (champ optique : 1024 x 1024 mm^2) . . 270

E.3 Images issues de l'essai 20-S-S-PC (champ optique : 1024 x 1024 mm^2) . . 271

E.4 Images issues de l'essai 20-P_3-88-PC (champ optique : 1024 x 1024 mm^2) . 272

E.5 Images issues de l'essai 20-P_3-88-MC (champ optique : 1024 x 1024 mm^2) . 273

E.6 Images issues de l'essai 44-S-S-S (champ optique : 1024 x 1024 mm^2) . . . 274

E.7 Images issues de l'essai 44-P_3-44-S (champ optique : 1024 x 1024 mm^2) . . 275

E.8 Images issues de l'essai 44-P_1-88-S (champ optique : 1024 x 1024 mm^2) . . 276

E.9 Images issues de l'essai 44-P_2-88-S (champ optique : 1024 x 1024 mm^2) . . 277

E.10 Images issues de l'essai 44-P_3-176-S (champ optique : 1024 x 1024 mm^2) . . 278

E.11 Images issues de l'essai 44-P_3-44-PC (champ optique : 1024 x 1024 mm^2) . 279

E.12 Images issues de l'essai 44-P_1-88-PC (champ optique : 1024 x 1024 mm^2) . 280

E.13 Images issues de l'essai 44-P_1-88-MC (champ optique : 1024 x 1024 mm^2) . 281

E.14 Images issues de l'essai 44-P_2-88-MC (champ optique : 1024 x 1024 mm^2) . 282

E.15 Images issues de l'essai 100-S-S-S (champ optique : 1024 x 1024 mm^2) . . . 283

E.16 Images issues de l'essai 100-P_3-88-S (champ optique : 1024 x 1024 mm^2) . . 284

E.17 Images issues de l'essai 100-P_3-88-PC (champ optique : 1024 x 1024 mm^2) 285

E.18 Images issues de l'essai 150-S-S-S (champ optique : 1024 x 1024 mm^2) . . . 286

E.19 Images issues de l'essai 150-P_2-300-S (champ optique : 1024 x 1024 mm^2) . 287

E.20 Images issues de l'essai 150-P_2-300-GC (champ optique : 1024 x 1024 mm^2) 288

Liste des tableaux

3.1 Principaux coefficients de traînée C_d pour une sphère 42

4.1 Tableau de la chronométrie de la sortie des billes de différents volumes de mousse, dans le cas du code numérique et de la campagne expérimentale . 75

5.1 Nature et granulométrie des particules utilisées 85

5.2 Tableau récapitulatif des essais avec le tube à détonation 99

5.3 Composition des deux types de solutions avec et sans gélifiant 104

6.1 Paramètres de l'équation d'état Stiffened Gas pour l'eau liquide 137

6.2 Paramètres de l'équation d'état des Gaz Parfaits pour l'air, l'hélium et la vapeur d'eau 137

6.3 Paramètres de l'équation d'état JWL pour le V401 139

7.1 Dénomination et dimension des confinements aqueux utilisés pour ADAM 2 et ADAM 3 148

7.2 Liste des essais menés lors de la campagne ADAM 2 153

7.3 Liste des essais menés lors de la campagne ADAM 3 153

7.4 Masses d'aérosols et de particules collectées sur les filtres des HVS, déterminées par différence de pesée et par la méthode ICP-MS, durant les campagnes ADAM 2 et ADAM 3 186

7.5 Liste des valeurs du volume total filtré par les HVS et de τ, en fonction de l'essai 190

8.1 Masses de particules collectables m_{cl} expérimentales et masses de particules dispersées m_{pd} simulées, pour les cas 44-P_3-44-S et 100-P_3-88-S 233

8.2 Masses de particules dispersées m_{pd}, expérimentale et simulée, pour les cas 44-P_3-44-PC et 100-P_3-88-PC 233

C.1 Volumes correspondant aux différentes hauteurs de mousse traversées, lors de la campagne en tube à choc impliquant des billes de verre millimétriques 263

C.2 Volumes correspondant aux différentes hauteurs de mousse traversées, lors de la campagne en tube à choc impliquant des particules micrométriques . 263

C.3 Volumes correspondant aux différentes hauteurs de mousse traversées, lors de la campagne en canon à plasma 264

C.4 Volume correspondant aux différents volumes de mousse traversée, lors des campagnes ADAM 2 et ADAM 3 264

D.1 Valeurs de C(h_m) et de E(h_m) en fonction du matériau 265

E.1 Liste des essais menés lors de la campagne ADAM 2 267

E.2 Liste des essais menés lors de la campagne ADAM 3 268

Nomenclature

Acronymes

CEA	Commissariat à l'énergie Atomique et aux Énergies Alternatives
DEN	Direction de l'énergie Nucléaire
LPAD	Laboratoire des Procédés Avancés de Décontamination
MAS	Mousse à Air Surpressé
PUR	Polyuréthane
IRSN	Institut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire
ADAM	Atténuation de la Dispersion d'Aérosols par Mousse Aqueuse
VNUR	Vidéo Numérique Ultra-Rapide
ALE	Arbitrairement Lagrangienne Eulérienne
GLACE	Godunov method, LAgrangian and Conservative for the total Energy variable
TAC	Tube à Choc
MEB	Microscope Électronique à Balayage
LagFoam	Code monodimensionnel lagrangien diphasique
APS	Aerodynamic Particle Sizer
THE	Très Haute Efficacité
PT	Prélèvement total
PTL	Prélèvement local
HVS	Échantillonneur à grand volume
LVS	Échantillonneur à petit volume
ICP-MS	Spectrométrie de masse à couplage inductif

HP	Haute Pression
BP	Basse Pression
UFC	Unified Facilities Criteria
ENSTA	École Nationale Supérieure
M^3OUSSACA	Modélisation de la Mitigation par des MOUSses Sèches Aqueuses et Capture d'Aérosols

Symboles Latins

l	Longueur en m
r, R	Rayon en m
e	épaisseur en m
V	Volume en m^{-3}
F	Foisonnement d'une mousse
L	Litre
mn	Minute
h	Heure
Pa	Pascal
° C	Degré Celsius
N	Newton
g	Kilogramme
m	Mètre
W	Watt
K	Kelvin
P_1, P_2 et P_3	Particules de D_{pm} de $1,7$, $4,45$ et 5 μm
C_n	Concentration normalisée d'un aérosol en $\mu g{\cdot}m^{-3}$

D	Diamètre
F_k	Force k en N
U	Vitesse $m \cdot s^{-1}$
g	Constante de gravitation en $kg \cdot m^{-2}$
S	Surface en m^2
$I(\theta)$	Indicatrice de diffusion
D_{pm}	Diamètre moyen de particules en m
Q	Débit en $m^3 \cdot h^{-1}$
x	Position en cm
f	Fonctionnelle de la minimisation
h_m	Hauteur de mousse en m
t	Temps en s
M	nombre de Mach
C_d	Coefficient de traînée
Re_p	Nombre de Reynolds particulaire
P	Pression en Pa
I^+, I^-	Impulsion positive, négative
m	Masse en kg

Symboles Grecs

α	Fraction volumique
ρ	masse volumique en kg·m^{-3}
$\tau_{prél}$	Temps caractéristique de prélèvement d'un aérosol en s
ν	Terme de frottement, utilisé dans LagFoam
μ	Viscosité dynamique Pa·s^{-1}
λ	Longueur d'onde m^{-1}
θ	Angle polaire en °
γ	Tension de surface en N·m^{-1}

Superscripts

BP	Bord de Plateau
m	Mousse
L	Liquide
g	Gaz
j	indice d'une maille de calcul
f	Fluide
p	Particules
E	Électrique
M	Magnétique
G	Gravitation
F	Frottement visqueux
B	Basset
A	Masse Ajoutée
P	Portance
k	Indice des phases

Chapitre 1

Introduction

Depuis plusieurs décennies, les moyens permettant d'atténuer les effets destructeurs de la détonation d'un engin explosif improvisé sont étudiés par les différents acteurs de la défense. Il s'agit de se placer au plus proche de la charge, afin d'inhiber ses effets. Cela passe par l'utilisation de matériaux de confinement qui permettent alors de protéger les biens et les personnes en diminuant drastiquement les effets de souffle de la détonation et la dispersion d'éclats. La protection contre les éclats est illusoire compte tenu des moyens à mettre en œuvre. Cependant, leurs rayons d'action est relativement faible (quelques dizaines de mètres). Par contre, il est nécessaire de restreindre la projection de particules micrométriques émises. Ces particules sont redoutées à double titre : non seulement elles sont susceptibles d'être portées par les aérosols de l'atmosphère sur de grandes distances mais elles sont aussi potentiellement nocives, car inhalables. Dans ce cadre, les milieux diphasiques compressibles, et plus précisément les mousses aqueuses sèches, s'imposent comme moyens de confinement des effets de cette détonation. Rapidement opérationnelles, elles peuvent remplir de grands volumes en très peu de temps.

C'est avec l'objectif de maîtriser complètement le confinement par mousse aqueuse sèche que le CEA s'est lancé, au début des années 2000, dans l'utilisation de ce type de milieux complexes. Cela a permis, par la suite, de réaliser des expériences de détonique confinées [1] et d'acquérir une expérience qualitative et empirique de l'utilisation de ces mousses. Le CEA a ensuite voulu lancer des études plus approfondies pour mieux comprendre les phénomènes mis en jeu. De 2009 à 2015, E. Del Prete et F. Ballanger [2, 3] ont réalisé des études expérimentales sur l'atténuation d'ondes de choc et de souffle par une mousse aqueuse sèche, en faisant varier les caractéristiques de la mousse et des ondes. Ces différentes études ont permis de compléter la base de données expérimentales et de vérifier les lois d'équivalences TNT à faibles distances réduites. En parallèle, ils ont développé un code numérique 1D multiphasique, M^{3}OUSSACA, restituant l'atténuation d'ondes de choc planes ou de souffle sphériques par une mousse aqueuse sèche. L'utilisation et l'efficacité de la mousse comme moyen de confinement des effets de souffle est à ce jour bien maîtrisée.

L'établissement de lois régissant la dynamique de particules dans l'air est un domaine documenté [4, 5, 6, 7] depuis plus d'un siècle et dont les formulations sont généralement définies pour une particule sphérique. Toutefois, de plus en plus d'études, prenant en compte les interactions inter-particules, sont effectuées sur la dynamique de plusieurs particules. Rogue et al. [8] ont réalisé des expériences en tube à choc, conduisant à la dispersion de différentes épaisseurs de lits de billes millimétriques de verre dans l'air. Ils ont mis en lumière l'existence d'une zone de dilution, localisée sur la partie inférieure du lit de particules et ont établi une loi empirique de traînée.
Dans la mousse, très peu d'études de dynamique de particules ont été menées. A. Le-Goff [9] a étudié la décélération de projectiles dans ce milieu, notamment en mesurant les vitesses d'entrée et de sortie de billes millimétriques dans un volume cylindrique de mousse. Elle a montré que la mousse avait un comportement non newtonien et ralentissait considérablement les billes. En utilisant des mousses "bambou", elle a également observé des phénomènes de traversée des films par les billes sans rupture, phénomène contribuant au ralentissement de celles-ci.
F. Ballanger a également effectué une étude expérimentale de la dynamique et de la dispersion de particules micrométriques mises en mouvement par explosif, dans une mousse aqueuse sèche. Cette étude a permis d'apporter un premier éclairage sur la dynamique de la capture de particules micrométriques par la mousse aqueuse sèche. Néanmoins, ces derniers résultats restent qualitatifs.
La connaissance des phénomènes qui régissent le comportement de la mousse comme moyen de confinement de la dispersion de particules est donc, à ce jour, partielle.

Les travaux précédents démontrent que le confinement aqueux inhibe les effets de souffle de la détonation d'un engin puisqu'il permet d'atténuer le front de choc de la détonation, sa surpression maximale et son impulsion positive. Ces travaux démontrent également la capacité à prédire, grâce au code M^{3}OUSSACA, l'atténuation de l'onde de détonation pour une grande variété de charges confinées.
Concernant la capture de particules, des études expérimentales et numériques ont permis l'établissement de lois restituant la capacité qu'a la mousse à ralentir des particules millimétriques. Cependant, l'évaluation quantitative de ces effets n'a été réalisée qu'avec des granulométries millimétriques. Les analyses concernant des granulométries micrométriques restent essentiellement qualitatives. Par ailleurs, les études quantitatives menées sur des particules micrométriques n'ont pas permis de remonter au taux absolu de capture de particules par la mousse, et n'ont pas pris en compte d'éventuels effets d'échelles. Elles ne permettent pas, à ce jour, la prédiction de la capture de particules micrométriques par la mousse aqueuse sèche.

Le travail que nous présentons a donc pour objectif de disposer d'un outil numérique capable de prédire la capacité qu'a un confinement par mousse aqueuse à capturer des particules micrométriques dispersées par la détonation d'un engin explosif.
La démarche adoptée pour atteindre cet objectif se décline en deux temps.

Dans un premier temps, l'objectif a été de modéliser le ralentissement de particules micrométriques dans un fluide homogène. Pour cela, un code numérique 1D lagrangien, LagFoam, a été développé. Il a été alimenté par différentes formulations de lois de traînée, extraites d'ouvrages existants [6, 8, 10] et permet de simuler le ralentissement considéré sur de courtes durées (moins de 3 mn de temps de calcul).
Afin de mettre en évidence les paramètres physiques ayant une influence sur la dynamique des particules, notamment dans la mousse, des études expérimentales de ralentissement de particules micrométriques, mises en vitesse par impulsion, ont été réalisées dans l'air et la mousse, impliquant différents matériaux, différentes masses et différentes gammes de mise en vitesse de ces particules.
Enfin, la calibration des lois de traînée a été réalisée, dans l'air et dans la mousse, en réalisant une comparaison entre les résultats expérimentaux et les résultats numériques.

Dans un second temps, l'objectif a été de modéliser la dispersion, par explosif, de particules micrométriques ainsi que leur capture par le milieu multiphasique qu'est la mousse. Pour cela, le code M^{3}OUSSACA, qui comportait déjà des modèles physiques pour la propagation et l'atténuation d'ondes de choc et de souffle, a été adapté. L'ajout d'une phase, solide, ainsi que des équations d'état et des interactions inter-phases en découlant a été effectué pour modéliser au mieux les particules.
L'étude expérimentale de la capture, par une mousse aqueuse sèche, de particules micrométriques dispersées par explosif a ensuite été réalisée, afin d'identifier les paramètres physiques qui influencent leur dynamique dans ce milieu. La dispersion de différentes masses, chargements et granulométries de particules micrométriques a donc été caractérisée dans l'air, dans des configurations avec et sans confinement aqueux, pour différents volumes de mousse mis en jeu.
Enfin, la validation du code M^{3}OUSSACA a été réalisée, en termes de restitution d'une configuration 2D-axisymétrique, de dispersion et de capture de particules micrométriques,

en confrontant les résultats issus de la simulation à ceux issus de l'analyse des campagnes expérimentales de dispersion de particules par explosif et ce, afin de s'assurer de la capacité de ce même code à être prédictif.

Ce mémoire se décline en sept parties.
Un état de l'art sur les mousses aqueuses sèches ainsi que sur les aérosols et les écoulements avec particules font l'objet des deux premières parties. Ces deux états de l'art englobent les différentes caractéristiques de ces deux milieux, les procédés qui y sont rattachés et les études déjà réalisées, expérimentales comme numériques, permettant de les appréhender.
La troisième partie de ce mémoire est consacrée au code LagFoam ainsi qu'aux lois de traînée qui y ont été implémentées.
Des campagnes expérimentales, menées en tube à choc, tube à détonation et canon à plasma sont ensuite exposées, ainsi que le calibrage, par comparaison expériences/calculs, des lois de traînée issues du code LagFoam.
La cinquième partie présente le code de Modélisation de la Mitigation par des MOUSses Sèches Aqueuses et Capture d'Aérosols (M^3OUSSACA) en détaillant les différents modèles physiques implantés.
Les deux campagnes d'atténuation, par mousse aqueuse, de la dispersion par explosif de particules micrométriques sont ensuite exposées. Le taux de particules capturées par un confinement de mousse est quantifié en faisant varier la masse de la charge explosive, celle des particules ainsi que leur granulométrie et la taille du confinement aqueux.
La septième partie du mémoire illustre la confrontation des résultats issus de ces campagnes expérimentales avec ceux issus du code M^3OUSSACA.
Pour finir, une conclusion sur ces trois années de travail, sur les enseignements que nous en avons tirés et sur les perspectives qu'elles offrent concernant la suite des études est proposée.

Chapitre 2

Généralités sur les mousses aqueuses et leur pouvoir d'atténuation des ondes de souffle

Sommaire

2.1 Les multiples facettes de la mousse 6

2.1.1 Les mousses présentes dans la nature 6

2.1.2 Les mousses solides 7

2.1.3 Les mousses liquides 7

2.2 Les mousses aqueuses sèches 8

2.2.1 Définition 8

2.2.2 Caractéristiques géométriques 9

2.2.3 Composition chimique 11

2.2.4 Du liquide à la mousse 12

2.2.5 Et de la mousse au liquide 18

2.2.6 Quel choix de mousse ? 19

2.3 Atténuation des ondes 23

2.3.1 Atténuation des ondes de choc et influence de la nature du gaz moteur 23

2.3.2 Atténuation des ondes de souffle 30

La mousse est un milieu que l'on retrouve fréquemment dans la vie courante. De celle formée par un bain moussant ou causée par l'ouverture d'une bouteille de champagne à celle présente dans nos canapés, les différentes formes de la mousse révèlent la complexité de sa structure. Ses différentes spécificités (élasticité, génération, poids, etc...) font d'ailleurs d'elle un bon candidat dans de nombreuses applications industrielles.
Dans ce chapitre, nous présenterons dans un premier temps différents types de mousses utilisées dans le monde industriel, ainsi que leurs principales caractéristiques. Cela nous permettra de définir plus explicitement, dans un second temps, les mousses aqueuses

sèches, que nous utiliserons par la suite, en balayant leurs diverses particularités. Nous finirons ce chapitre en nous attardant sur l'utilisation de la mousse aqueuse sèche pour confiner les effets de souffle issus de la détonation d'un engin explosif. En effet, c'est le premier intérêt des mousses, avant de s'intéresser à la capture de particules.

2.1 Les multiples facettes de la mousse

La première spécificité de la mousse vient de son caractère diphasique. Elle est constituée d'une phase gazeuse dispersée et d'une phase continue, qui peut être liquide ou solide, et qui lui confère sa stabilité.
On peut ainsi, à partir de faibles quantités de phase continue, générer un grand volume de mousse, la phase gazeuse occupant la majeure partie de ce volume. On retrouve la mousse sous différentes formes :

- les mousses naturelles ou synthétiques,
- les mousses solides ou liquides.

2.1.1 Les mousses présentes dans la nature

Dans la nature, la mousse est présente dans la flore. En effet, on la retrouve notamment dans la structure de l'écorce du chêne-liège, une espèce typique de la région méditerranéenne occidentale [11, 12]. La particularité de cette écorce, appelée liège, est de posséder une couche externe constituée de cellules subérisées qui forment un tissu homogène. La structure du liège permet à cet arbre, entre autres, de fixer et de conserver une plus grande quantité de dioxyde de carbone qu'en règle générale. Outre cette caractéristique, le liège est résistant et léger, imperméable aux liquides, élastique et compressible, résistant au feu et hypoallergénique. Il possède également de bonnes propriétés d'isolant thermique et acoustique. Il est principalement utilisé dans l'industrie du vin, pour la fabrication de bouchons.
La faune regorge également de structures en mousses. Un exemple est la mousse aqueuse produite par les insectes de l'espèce des Froghopper, dont les nymphes sucrées par les plantes s'oxydent au printemps, et forment une mousse structurée et stable.
Un dernier exemple est celui des os humains, dont une partie, proche du cartilage, est spongieuse, composée de moelle rouge en phase dispersée et d'os en phase continue. Elle joue un rôle dans l'amortissement des chocs, notamment lors des sauts.

2.1.2 Les mousses solides

Les mousses solides ont, comme l'indique leur appellation, une phase continue solide. Elles sont habituellement générées à partir d'une phase liquide, principalement du métal ou du plastique, chauffée à haute température. Ce sont des matériaux à faible densité et à fort taux d'absorption énergétique, ayant une élasticité et une plasticité accrues. Elles ont une bonne tenue mécanique. Certaines, comme les polyuréthane (PUR) haute densité, ont une compression à la rupture de 2 kg$\cdot$ cm^{-2}. Elles sont utilisées dans l'industrie automobile pour amortir et encaisser les chocs, ainsi qu'alléger le poids et la consommation d'un véhicule, dans le cadre des nouvelles normes européennes de pollution.
Ce sont également de très bons isolants thermiques, phoniques et électriques du fait des propriétés de la phase gazeuse qui les compose. Elles sont utilisées dans le domaine de la thermique, comme pré-séparateur et dans la canalisation de fluides, comme échangeur thermique ou comme filtres (notamment pour la dépollution des eaux usées chargées en métaux lourds ou dans le cadre des filtres à particules qui équipent les véhicules diesel). A titre d'exemple, la mousse de PUR a une conductivité thermique égale à 26 mW$\cdot$ m$^{-1}\cdot$ K^{-1}, valeur équivalente à celle de l'air.

2.1.3 Les mousses liquides

Les mousses liquides sont également présentes dans le milieu industriel. Elles sont appréciées pour leur aptitude à générer de très grands volumes en très peu de temps, avec de faibles quantités de liquide. Un autre de leurs nombreux atouts est leur capacité à occuper la totalité d'un volume, tout en adhérant aux parois de celui-ci. Toutes ces caractéristiques font de la mousse liquide, dite aqueuse, un milieu plébiscité dans le monde de la cosmétique et de l'hygiène (mousses à raser, mousses coiffantes, mousses nettoyantes, notamment pour les surfaces carrelées...).
La méthode de flottaison par mousse est considérée comme la méthode la plus largement utilisée pour le traitement des minerais. Elle permet de séparer des minéraux précieux, tels que l'or, l'argent, le cuivre ou le fer, d'autres, sans valeur, en les incitant à se regrouper dans les nœuds et sur les films des cellules de mousse.
Elles sont également massivement utilisées pour éteindre des incendies de plusieurs types, avec une efficacité souvent supérieure à celle de l'eau. Quatre modes d'actions sont à distinguer [13]. Premièrement, la mousse isole les vapeurs et les gaz inflammables pouvant s'enflammer sous l'effet de la chaleur. Elle refroidit les surfaces de contact ainsi que les gaz chauds, par l'eau qu'elle contient et son évaporation. Elle étouffe également l'incendie

en empêchant, par sa couche isolante, l'apport de dioxygène au combustible. Enfin, c'est un écran contre la chaleur rayonnante d'un foyer connexe ou du soleil, susceptible de déclencher une ré-inflammation.
Le dernier exemple donné dans cette partie sera celui des mousses de décontamination. Ces mousses, ayant un ratio de liquide très faible, vont piéger les particules contenues dans une enceinte ou déposées sur une paroi.

2.2 Les mousses aqueuses sèches

Les mousses liquides ont un fort pouvoir d'atténuation des chocs et de piégeage de particules. Spécifiquement, les mousses aqueuses sèches, que l'on définira dans cette section, ont la capacité d'atténuer les ondes de choc et de souffle et de limiter la dispersion de particules. Ces deux points nous intéressant particulièrement seront traités respectivement dans le paragraphe 2.3 et le chapitre 7, après avoir pris soin de définir et caractériser ce type de mousse.

2.2.1 Définition

Une mousse aqueuse est un milieu diphasique, composé d'une phase gazeuse dispersée, encapsulée par une phase continue liquide. Elle est donc caractérisée par :

- la nature du gaz,
- la proportion de la phase gazeuse et de la phase liquide,
- sa structure géométrique,
- la composition de l'émulseur (phase liquide).

La nature du gaz utilisé influera sur le comportement statique et le vieillissement de la mousse. En effet, plus un gaz sera léger, plus il se diffusera rapidement au travers des films liquides et donc plus rapide sera le vieillissement de la mousse. Afin de représenter l'influence de la proportion de la phase gazeuse sur la phase liquide, on utilise le foisonnement F, défini par l'équation suivante :

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

Ainsi, le foisonnement est égal au rapport entre le volume de mousse généré V_m et le volume de liquide V_L utilisé pour la fabriquer. Il est approché par l'inverse de la fraction volumique de liquide α_L. On peut alors déterminer la masse volumique d'une mousse ρ_m,

par la relation suivante :

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

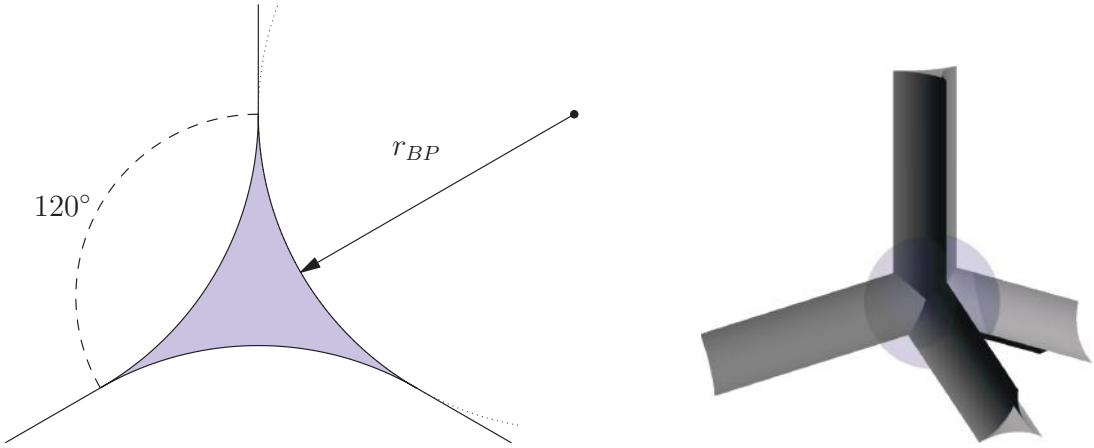
Les indices m, L et g se réfèrent respectivement à la mousse, au liquide et au gaz.
Deux familles de mousses sont à distinguer, en fonction de la valeur du foisonnement. Les mousses aqueuses, dites humides, sont des mousses dont le foisonnement est compris entre 3 et 20. Leurs cellules sont sphériques, avec un écrasement au niveau des surfaces de contact, dû à leur teneur plus élevée en liquide. Chaque bulle a un mouvement indépendant des autres. On parle alors d'un milieu à bulles [2]. Les mousses aqueuses sèches, au contraire, ont un foisonnement supérieur à 20. Leur faible proportion en eau confère à leurs cellules des surfaces dont l'épaisseur est infime et une structure géométrique polyèdrique [3] structurée.
Les travaux présentés ici ont tous été effectués avec des mousses aqueuses sèches, dont les caractéristiques sont en adéquation avec les études menées.

2.2.2 Caractéristiques géométriques

Comme dit précédemment, une mousse aqueuse sèche est un réseau de films liquides, d'épaisseur très faible par rapport à la taille des cellules et structurés en polyèdres. Plateau [14] a été le premier à définir trois lois régissant la structure des mousses aqueuses sèches :

- 1ère loi : chaque film possède une courbure constante et une surface lisse. Cette propriété est liée à la loi de Laplace [15], liant la différence de pression de part et d'autre d'un film à la courbure moyenne de celui-ci,
- 2ième loi : un Bord de Plateau est formé par la jonction de trois films. A l'équilibre, ces films sont écartés entre eux d'un angle de 120°. Trois cellules se joignent donc symétriquement en un Bord de Plateau,
- 3ième loi : la jonction de quatre Bords de Plateau forme un nœud. Ce dernier est un trièdre régulier car, toujours à l'équilibre, les Bords de Plateau se raccordent tous, deux à deux, avec un angle environ égal à $109,5°$. Ce nœud contient la quasi-totalité de la masse du liquide. Un nœud est ainsi la rencontre de quatre cellules de mousse.

Certaines de ces lois sont imagées sur la Figure 2.1. Une représentation très utilisée des cellules d'une mousse dans les modèles analytiques est la cellule de Kelvin [16], respectant les lois de Plateau. Elle est représentée en *Figure 2.2* et se compose de 8 faces hexagonales régulières et de 6 faces carrées. C'est donc un polyèdre régulier ayant 36 arêtes de même longueur.



(a) Section d'un Bord de Plateau (b) Nœud d'une cellule

Figure 2.1 – Schématisation des règles de Plateau. Images extraites de [3]

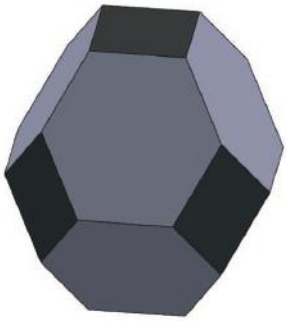


Figure 2.2 – Cellule de Kelvin

Cette configuration facilite l'estimation de certaines dimensions caractéristiques de la mousse, notamment lorsque nous souhaitons modéliser son comportement. Une bulle de mousse est donc assimilée à une cellule de Kelvin. Les faces représentent les films d'épaisseur e, les arêtes sont les Bords de Plateau de longueur l_{BP} et de rayon de courbure r_{BP} et les sommets font figure de nœuds. l_{BP} et r_{BP} sont définis par les relations suivantes :

$$l_{BP} = \left(\frac{\pi}{6\sqrt{2}}\right)^{\frac{1}{3}} R_{bulle} \tag{2.3}$$

$$r_{BP} = \sqrt{3\ \alpha_L} R_{bulle} \tag{2.4}$$

où R_{bulle} est le rayon de la bulle représentée par une cellule de Kelvin.

Le comportement de la mousse [17], [2] est modélisé en s'appuyant sur la phénoménologie suivante :

- lorsque la mousse n'est pas sollicitée, c'est un milieu homogène,
- lorsque la mousse est soumise à un choc, il y a rupture des films et des Bords de Plateau et, au-delà d'une surpression seuil, la mousse se fragmente en un nuage de gouttelettes d'eau.

E. Del Prete [2] et F.Ballanger [3] ont montré que l'on pouvait relier la topologie de la mousse (l_{BP}, r_{BP}) au rayon de la goutte, créée lors de la fragmentation de la mousse, par :

$$R_{goutte} = \frac{3}{4\pi}(\sqrt{(}3) - \pi/2) r_{BP} l_{BP} \tag{2.5}$$

A titre indicatif, pour une mousse qui possède les caractéristiques suivantes : F = 120 soit $\alpha_L = 0,83\%$, $R_{bulle} = 500$ μm, on obtient $r_{BP} = 72{,}3$ μm, $l_{BP} = 359$ μm et donc $R_{goutte} = 41,6$ μm.

2.2.3 Composition chimique

La nature du liquide constituant les films d'une mousse est déterminante pour sa stabilité. En effet, celle-ci est directement liée à l'énergie nécessaire à la création de l'interface entre l'eau et le liquide. Cette dernière, en N·m^{-1}, est égale à l'énergie par unité d'aire de l'interface, multipliée par l'aire de l'interface créée. Afin de minimiser cette énergie, une interface tend à réduire son aire, elle est donc tendue. De cela découle le nom de cette énergie, appelée tension de surface ou encore tension superficielle. Plus cette tension sera basse, plus il sera aisé d'étirer la surface d'un liquide et de former un film sans le rompre. L'eau, à l'état pur, a une tension de surface trop élevée pour générer des cellules de mousse stables. On lui rajoute donc des tensio-actifs afin de rendre possible la création de bulles. Ces tensio-actifs sont présents naturellement dans certains liquides, comme la bière, le champagne ou encore dans les œufs, sous forme de protéines mais on les retrouve également sous forme synthétique. Ils permettent d'abaisser la tension superficielle d'un liquide et sont composés de molécules comportant une tête polaire et une longue chaîne carbonée. La première abaisse son énergie lorsqu'elle est entourée de molécules d'eau : elle est hydrophile. La seconde, au contraire, augmente son énergie lorsqu'elle est entourée de molécules d'eau : elle est hydrophobe. C'est donc une molécule amphiphile qui, une fois dissoute dans l'eau, a tendance à s'adsorber à l'interface air-eau, avec sa tête dans l'eau et sa queue dans l'air, comme l'illustre la *Figure 2.3*. Elle y forme une monocouche qui recouvre entièrement la surface. Les molécules amphiphiles restantes restent en solution dans l'eau sous forme de micelles. Ce sont les plus petits assemblages de tensioactifs exis-

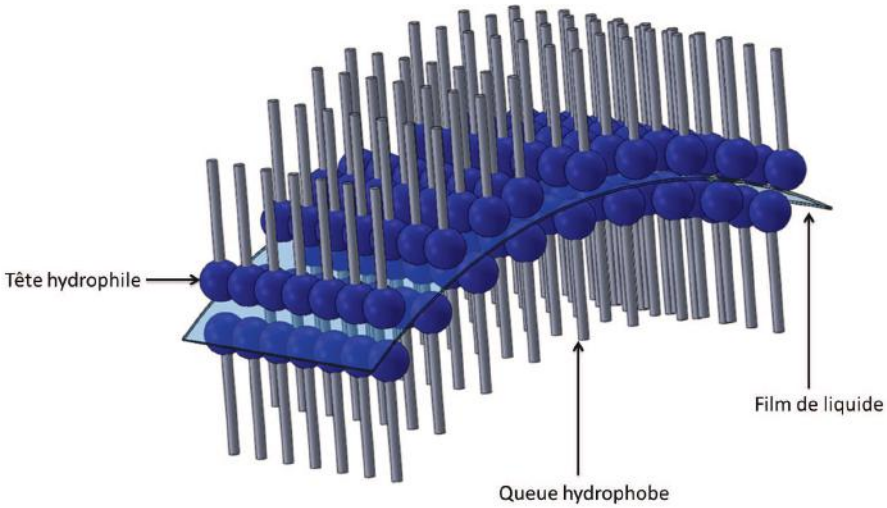


Figure 2.3 – Schématisation de la monocouche que forment les tensio-actifs sur un film liquide

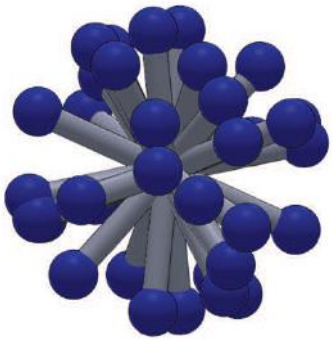


Figure 2.4 – Schématisation d'un micelle

tant dans un liquide. Dans l'eau, ces molécules sont dites directes, c'est-à-dire que la tête des tensio-actifs est dirigée vers l'extérieur, protégeant ainsi leur queue du contact avec l'eau (*Fig. 2.4*). A ces tensio-actifs, on rajoute des épaississants, de provenance synthétique ou naturelle, afin d'augmenter la viscosité du liquide et ainsi de ralentir le vieillissement de la mousse.

2.2.4 Du liquide à la mousse

Obtenir une mousse aqueuse à partir des deux phases, non miscibles, gazeuse et liquide, peut être réalisé par différents procédés. Nous présenterons les plus usuels, en détaillant plus conséquemment ceux que nous avons utilisés pour nos différentes campagnes expéri-

mentales.
Générer de la mousse sous-entend répartir un gaz (généralement de l'air) dans une matrice de liquide. La création des bulles est régie par la capture du gaz par le liquide, et donc par la dispersion de ce gaz. Il y a autant de méthodes de génération de mousse que de protocoles de dispersion du gaz dans un liquide. Néanmoins, deux grandes familles sont à distinguer : la condensation et la dispersion.
La première méthode consiste à saturer le liquide en gaz sous pression. Toutefois, la mousse ainsi créée est rarement la finalité de ce processus. La mousse produite à l'ouverture de boissons gazeuses en est l'exemple.
La deuxième méthode met en jeu la dispersion du gaz dans le liquide par une source extérieure. Cette technique est la plus utilisée pour générer des mousses artificielles. Elle se décline en de nombreux processus donnant lieu à une mousse avec des caractéristiques différentes. Battre ou secouer un liquide afin de favoriser la capture de bulles d'air donnera une mousse mal calibrée et hétérogène. Pulvériser le gaz directement dans le liquide à l'aide d'un orifice fin ou d'un matériau poreux donnera lieu, par contre, à une mousse plus homogène. La *Figure 2.5* montre le principe de génération d'une mousse aqueuse découlant de ce processus. Il existe deux grands types de générateurs de mousse :

- les générateurs à convection libre ou forcée,
- les générateurs à air pressurisé.

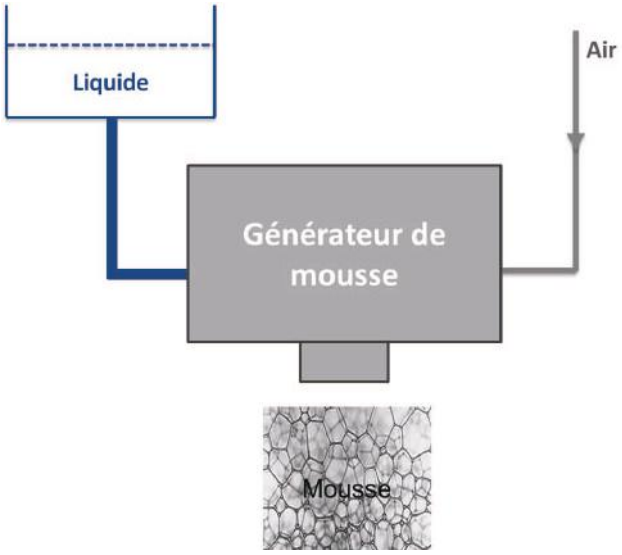


Figure 2.5 – Principe de génération d'une mousse aqueuse

Les générateurs à convection libre ou forcée

Pour ce type de générateurs, le mélange d'air et de liquide est diffusé à travers un matériau statique poreux. L'eau et l'émulseur sont injectés dans un tamis tandis que le

gaz (le plus souvent l'air) est lui, entraîné par effet Venturi (*cf. Fig. 2.6*).
Le principal avantage de ce procédé est que le débit de mousse peut être élevé, il atteint plusieurs centaines de L· mn^{-1}. Les inconvénients sont nombreux :

- génération de mousse à grosses bulles,
- dispersion des tailles de bulles,
- génération de mousse peu stable dans le temps,
- génération de mousse à foisonnement fixe.

On distingue le générateur à convection libre du générateur à convection forcée, où un système motorisé (ventilateur) entraîne l'air. La schématisation du principe de ces générateurs de mousse est donné à la *Figure 2.6*. Un exemple de générateurs libre et forcé utilisés par le CEA lors d'essais avec production de grande quantité de mousse est donnée sur la *Figure 2.7*. Il est à noter que ces systèmes de production de mousse sont dédiés à une utilisation opérationnelle et ne sont pas adaptés aux études en laboratoire. En effet, ils nécessitent l'emploi de matériel lourd de type « lutte contre les incendies », c'est-à-dire avec des composants (pompes, tuyaux, raccords) lourds et encombrants.

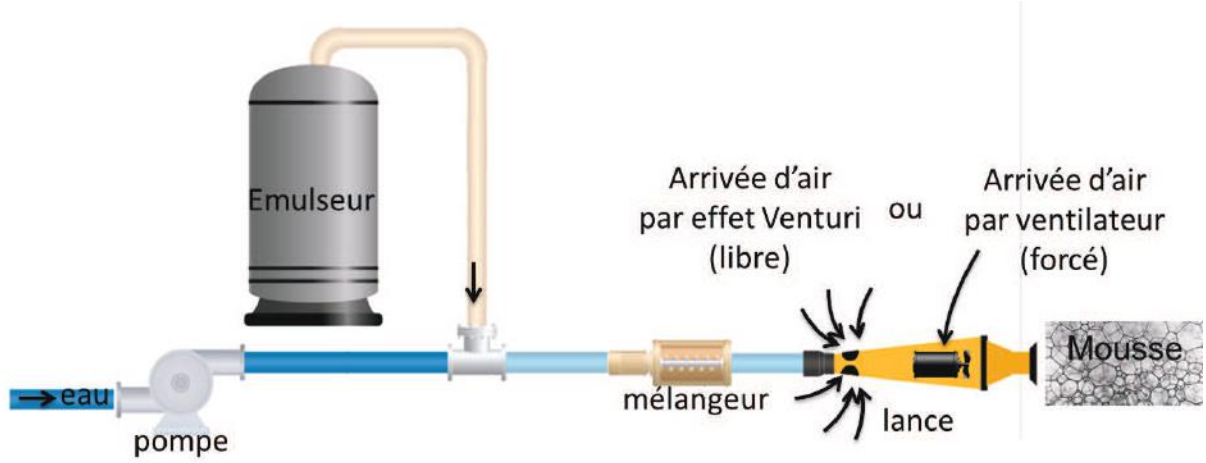


Figure 2.6 – Principe d'un générateur à convection

Figure 2.7 – (a) Lance LR5 (libre) et (b) lance guemguard (forcé)

Les générateurs à air pressurisé

Le fonctionnement des générateurs à air pressurisé est tout autre. D'une part, l'eau et l'émulseur sont injectés via une buse dans une zone de mélange et, d'autre part, l'air pressurisé est introduit dans cette même zone. De nombreux avantages sont à citer :

- génération d'une mousse à petites bulles,
- taille des bulles homogène,
- génération d'une mousse stable dans le temps,
- génération d'une mousse à foisonnement variable.

Le seul inconvénient est que le débit de mousse mis en jeu est limité à quelques L· mn^{-1} d'émulseurs. Toutefois, le développement de moyens à partir de ce principe avec des capacités de l'ordre de 100 L· mn^{-1} est tout à fait réalisable.
Nous avons utilisé lors des travaux de thèse deux types de générateurs à air pressurisé, le générateur CEA/Marcoule et le générateur ERPI.
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. De part son utilisation en laboratoire, trois caractéristiques devaient être respectées :

- 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.

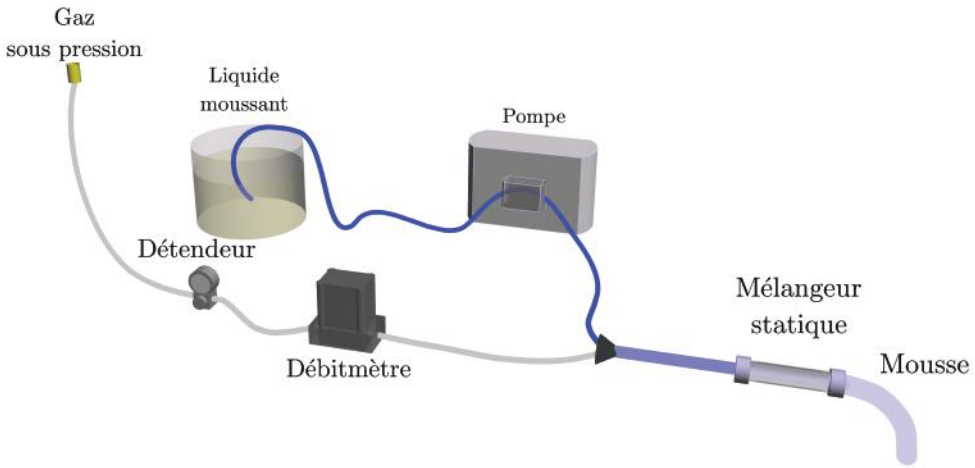


Figure 2.8 – Principe de fonctionnement du générateur CEA/Marcoule. Image extraite de [3]

Ce générateur, schématisé en *Figure 2.8*, 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. Ce générateur se décompose en trois parties : la source de liquide, la source de gaz et le mélangeur. Nous avons donc un débit contrôlé de gaz et de liquide qui sont acheminés, en parallèle, vers un mélangeur statique à billes, générant ainsi l'assemblage de bulles constituant la mousse.
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 $L{\cdot}h^{-1}$ et la précision de 1 %. Le débit de liquide est assuré par une pompe, prélevant le mélange d'eau et de tensioactif dans un réservoir.
Le mélangeur statique 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 dans les proportions suivantes : l'eau représente $98,8$ % en masse de la solution et le tensioactif, du Glucopon UP215, est lui présent à $1,1$ % et permet d'abaisser la tension de surface de la solution. 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 de l'émulseur est de 50 $mN{\cdot}\ m^{-1}$ et sa viscosité s'élève à environ $5,5$ mPa·s. Pour comparaison, la tension superficielle de l'eau est de 70 $mN{\cdot}m^{-1}$ et sa viscosité est de 1 mPa·s.
Ce dispositif produit 10 litres de mousse en 5 minutes, pour un foisonnement de 30.

Le second générateur utilisé, le générateur SKID/MAS, a été dimensionné pour des expériences pyrotechniques qui impliquent des volumes de mousse bien supérieurs à ceux produits en laboratoire. Il a été conçu par la société ERPI, et est le fruit de plusieurs évolutions. Il permet de générer plusieurs centaines de litres de mousse par minute. Ce générateur, schématisé en *Figure 2.9*, est monté sur roues et se divise en deux sous-systèmes : le réservoir de pré-mélange SKID et la lance MAS. Le réservoir permet de mélanger et de stocker jusqu'à 100 litres de liquide moussant. La préparation de l'émulseur s'effectue directement dans celui-ci. Le mélange circule dans un circuit de mélange grâce à une pompe hydraulique à débit variable, ayant un débit maximal de 15 $L{\cdot}\ mn^{-1}$.
La lance MAS, dont l'appellation vient de l'abréviation Mousse à Air Surpressé, est composée d'une buse pulvérisant le mélange moussant sur une série de tamis successifs. Des

ventilateurs, positionnés en aval de ces tamis, créent une surpression de quelques centaines de millibars. Cette surpression induit un flux d'air sur les tamis qui, combiné à l'émulseur, va créer la mousse. Cette technique de génération permet de produire des mousses dont les caractéristiques sont parfaitement maîtrisées et répétitives. Par le réglage des flux d'air et de liquide, on dispose d'une gamme de foisonnements 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.
L'émulseur est composé de 92 % d'eau et de 8 % de Retofoam R2. 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 $mN.m^{-1}$ et sa viscosité s'élève à 270 mPa.s, contre 70 $mN.m^{-1}$ et 1 mPa.s pour l'eau.
Lorsque l'on veut démarrer la production de mousse, on dirige l'émulseur vers la lance MAS en actionnant une vanne (cf Fig. 2.9). Avec le générateur ERPI en condition opérationnelle (sur dalle), nous pouvons fabriquer 1 m^3 de mousse en 7 minutes, pour un foisonnement de 60.

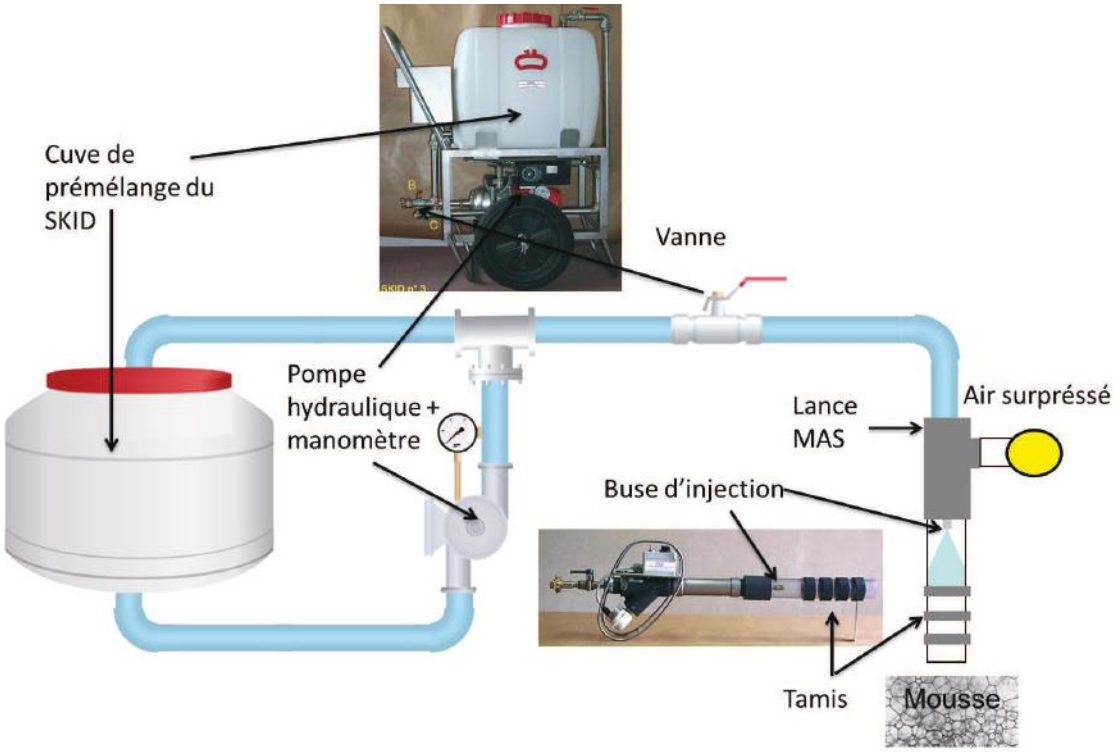


Figure 2.9 – Générateur de mousse SKID/MAS d'ERPI

2.2.5 Et de la mousse au liquide

La mousse aqueuse est un milieu instable, qui évolue avec le temps. Au cours de sa vie, plusieurs phénomènes concourent à son vieillissement et à sa dégradation de l'état diphasique à l'état liquide [18]. On distingue notamment :

- le drainage,
- le mûrissement,
- la coalescence.

Générer une mousse implique d'augmenter la surface totale de l'interface gaz/liquide. Or, l'état de plus faible énergie pour ces deux phases, et donc l'équilibre thermodynamique de celles-ci, est obtenu lorsqu'elles sont complètement séparées. Ainsi, en réponse à la gravité, une mousse draine. Le liquide qu'elle contient s'écoule à travers ses bulles, et s'accumule sous la mousse. La vitesse de ce processus dépendra de la différence de masse volumique entre le gaz et le liquide.

Le mûrissement vient du fait que tout gaz est plus ou moins soluble dans tout liquide. Par conséquent, le gaz se diffuse d'une bulle à l'autre, en traversant la phase liquide, sous l'effet de la différence de pression entre les bulles. Il en résulte une diminution du nombre total de bulles, et une augmentation de leur taille moyenne.

Le dernier processus majeur de vieillissement d'une mousse aqueuse est la coalescence. C'est la rupture d'un film entre deux bulles. Il en résulte, tout comme pour le mûrissement, une diminution du nombre total de bulles, bien que les mécanismes mis en jeu soient complètement différents. Un film casse sous l'effet de variations dynamiques, comme l'amincissement de son épaisseur vers l'épaisseur d'équilibre ou encore par les fluctuations spontanées de sa densité.

La *Figure 2.10* 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.

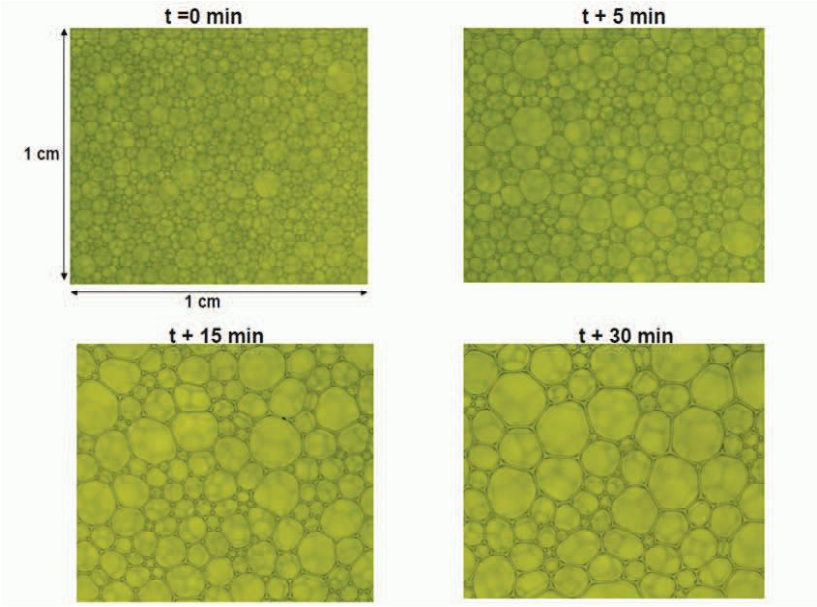


Figure 2.10 – Evolution de la taille des bulles d'une mousse de foisonnement 30 au cours du temps. Images extraites de [2]

2.2.6 Quel choix de mousse ?

Au regard de son vieillissement, lors de l'utilisation d'une mousse aqueuse, il faudra tenir compte de son évolution dans le temps. Nous savons, par expérience, que la mousse réalisée par le générateur ERPI avec l'émulseur DP-SF2 a un vieillissement plus rapide que celle générée avec le R2. En pratique, on constate pour ce dernier que la qualité de la mousse n'est altérée qu'au bout de 30 mn.

Un des autres paramètres pouvant entrer dans le choix de l'émulseur est l'auto-portance d'un amas de mousse, c'est-à-dire sa capacité à se maintenir sur une certaine hauteur, autrement dit, la hauteur maximale qu'il peut atteindre, en l'absence de soutien mécanique. Atteindre une auto-portance de près de 1 m semble être un objectif acceptable, pour nos applications. Afin d'atteindre cet objectif, il faut :

- alléger le poids de matière supporté par la base de la mousse, en privilégiant un foisonnement aussi élevé que possible,
- élever le module élastique (G') de la mousse jusqu'à G' $\leq$ 10 kPa (contrainte seuil de résistance à l'écoulement plastique irréversible), en jouant sur la formulation chimique et la technologie de génération.

Au vu de la structure complexe de la mousse, qui mêle interfaces (air / liquide) fines (films) et « gros blocs » liquides (réseau des arêtes ou bords de Plateau »), trois solutions peuvent être envisagées pour accroître le module d'élasticité G', et donc l'autoportance :

- rétrécir les rayons de bulles, R_{bulle}, en visant la limite technologique actuelle de

100 μm pour la génération,
- élever l'« élasticité de volume », en gélifiant les bords de Plateau à l'aide d'hydrogels (polymères hydrosolubles) ou encore de particules hydrophiles,
- accroître l'« élasticité de surface », en usant d'entités hydrophobes.

Combiner les deux premières pistes a conduit à des résultats encourageants. Concrètement, en introduisant des thermogels à base d'« agar-agar » et en employant le générateur ERPI, le CEA/Ripault a formé un dôme de mousse :
- très stable : faibles drainage et déshydratation du haut de l'amas, après plus de 24 h,
- assez autoportant : 50 - 70 cm de hauteur pour une base de $1,20$ m de diamètre,
- relativement rigide : amas manipulable comme un « solide mou ».

L'INSA a abouti à un résultat moindre mais comparable, en usant de polymères synthétiques en devenir, « l'époxy-amine » [19], et du générateur ERPI. Ils ont ainsi formé un dôme :
- assez stable : pas de drainage durant 1 à 2 h,
- moyennement autoportant : 40 à 60 cm de hauteur, pour une base de 2 à 4 m de diamètre,
- très rigide : amas découpable à la manière d'un gâteau.

La troisième piste semble prometteuse, du point de vue théorique, selon les analyses préliminaires du Laboratoire de Physique des Solides d'Orsay [20].

Ce sont les mêmes analyses qui ont amené la société ERPI à travailler sur le Retofaom R2, afin d'améliorer sa tenue dans le temps et d'aboutir à la création de l'émulseur R3x [21]. Il est indiqué dans ce rapport que :

L'expérience acquise au laboratoire, avec différents types de mousses, nous a montré que pour pouvoir réaliser un tas de mousse dite « auto-portante » c'est-à-dire capable de rester en place le plus longtemps possible sans s'effondrer, la mousse devait :

1. *être produite à l'aide de générateurs de mousse « performants », c'est-à-dire capables de générer une mousse, à petites bulles, homogène et bien formée et non un mélange de mousse et de solution moussante,*
2. *posséder une stabilité dans le temps de plusieurs heures, c'est-à-dire que la première goutte de liquide décanté ne devait apparaître qu'après plusieurs heures,*
3. *posséder une viscosité très élevée aux gradients de vitesse faibles, se traduisant non seulement par un coefficient de frottement interne à la mousse « élevé », mais aussi par un coefficient de frottement mousse-paroi « élevé ».*

La création de l'émulseur R3x remonte au 10 *juillet* 2014 *lorsque nous avons essayé de modifier le Retofoam R2, en lui ajoutant, pour la première fois (essai JE 1245), de l'alcool myristique, alcool gras déjà présent, mais en très petite quantité, dans le Retofoam*

R2 lui-même et utilisé comme stabilisant de mousse.
Nous avons immédiatement constaté que l'ajout, à chaud (60 °C) de 0,5 % d'alcool myristique, produit solide à température ambiante,

1. *diminue, de manière importante la viscosité du Retofoam R2,*
2. *diminue, le diamètre des bulles de la mousse produite,*
3. *augmente la stabilité de la mousse de plusieurs heures,*
4. *augmente la viscosité de la mousse d'un facteur 3,*
5. *augmente de manière très importante la stabilité de la mousse à la chaleur,*
6. *possède une stabilité en pré mélange supérieure à 24 heures.*

La *Figure 2.11* montre la remarquable stabilité d'une mousse aqueuse réalisée par ERPI avec une lance MAS et l'émulseur R3x. Avec un confinement rudimentaire (filet plastique de jardin + film alimentaire) de 5 m de haut, la mousse est encore confinée sans couler, 4 heures après sa production.

Figure 2.11 – Stabilité du R3x, sur une hauteur de 5 m, au bout de 4 heures [22]

Récemment, ERPI a mené une étude sur l'auto portance du R3x [22] (cf. *Fig. 2.12*) en se plaçant dans un angle de mur. Cette étude montre qu'un volume de 220 L de mousse de R3x de foisonnement 60, déversé depuis une hauteur de 1,10 m, sur le sol, contre une paroi ou dans un coin entre 2 parois conduit à :

– une évolution quasiment identique de la hauteur de mousse produite depuis plus de 30 minutes, que la mousse soit déversée sur le sol, contre une paroi ou contre un angle,

- une hauteur de mousse qui, au début de son déversement, croît légèrement avec la concentration en R3x, mais qui, avec le temps, devient indépendante de la concentration en émulseur,
- une diminution dans le temps de la hauteur de mousse qui semble en corrélation avec la diminution de la viscosité de la mousse dans le temps.

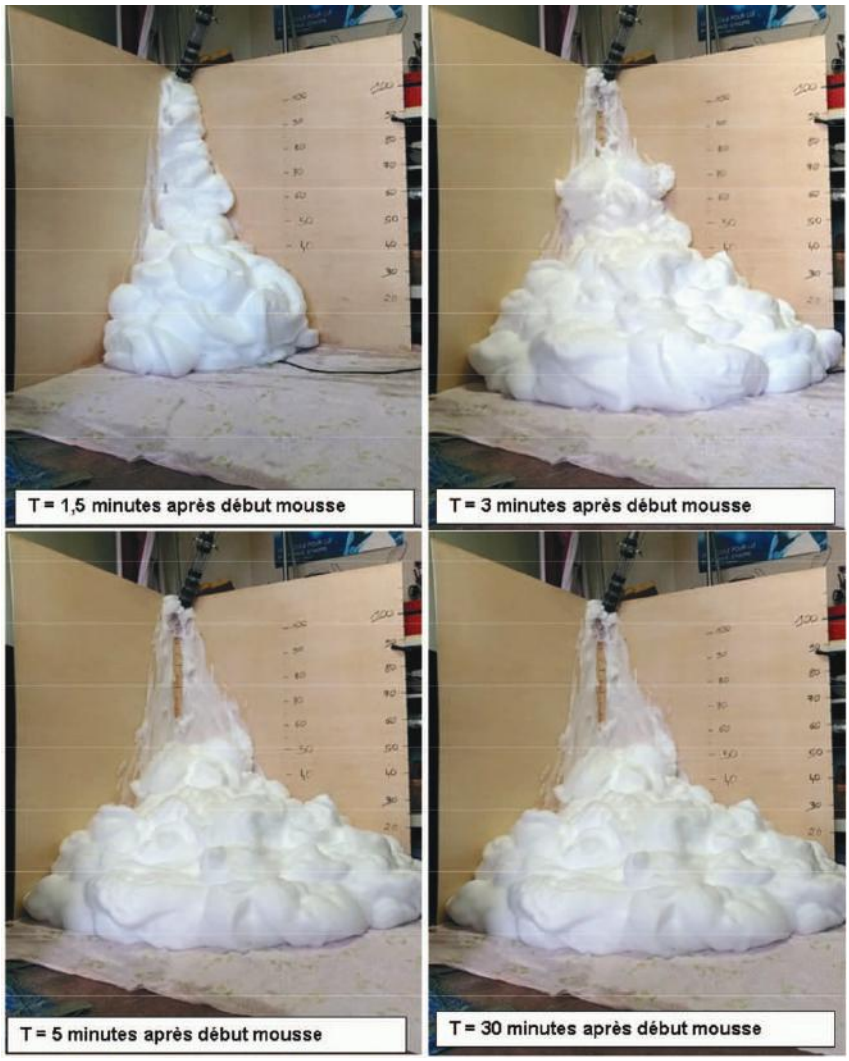


Figure 2.12 – Test d'auto portance avec le R3x [22]

2.3 Atténuation des ondes

De nombreuses études ont été réalisées sur ce sujet, montrant que la mousse est un moyen efficace pour atténuer les ondes de choc ou de souffle. De Krasinski et Kola [23] qui sont les premiers à avoir démontré avec un tube à choc le caractère atténuateur de la mousse, aux travaux de la SANDIA [24], la compréhension des phénomènes entrant en jeu dans ce mécanisme d'atténuation sont largement étudiés. Toutefois, et malgré la qualité des résultats publiés régulièrement à ce sujet, la compréhension et la quantification de ces phénomènes est encore incomplète. Le CEA s'est penché sur cette thématique à partir des années 90. Les résultats précédant ces travaux de thèse seront donc résumés dans cette partie.

2.3.1 Atténuation des ondes de choc et influence de la nature du gaz moteur

Les tubes à choc ont été utilisés par de nombreux expérimentateurs afin d'étudier l'interaction des ondes de choc avec les milieux diphasiques : Britan et al. [17] , Gelfand et al. [25] , Kudinov et al. [26] pour les plus connus. L'intérêt de ces expériences est qu'elles permettent de s'affranchir des effets de la boule de feu issue d'une explosion chimique, et d'étudier ainsi plus spécifiquement l'interaction des ondes de choc avec la mousse ou un obstacle donné.

Phénoménologie de l'atténuation des ondes de choc par la mousse

Des expériences ont été menées sur la propagation des ondes de choc au sein de la mousse au moyen du banc T80 de l'IUSTI (cf. thèse d'Émilie Del Prete [2] et [27, 28]) à Marseille. Ce tube à choc est composé d'une chambre Haute Pression (HP) et d'une chambre basse pression (BP) initialement séparées par un diaphragme de rupture (cf. *Figure 2.13*). L'onde de choc est générée par la rupture quasi instantanée du diaphragme à la suite de la mise en mouvement du gaz moteur contenu dans la chambre HP. Les caractéristiques du tube à choc sont consignées dans [28]. La veine d'essai est dotée de deux hublots latéraux parallèles en plexiglas, permettant la visualisation par ombroscopie des ondes de choc et autres zones de variation d'indice optique. Ce dispositif a été utilisé pour visualiser le comportement de la mousse sous choc. Le tube à choc est dimensionné pour générer des ondes de choc dont le nombre de Mach est compris entre $1,05$ et 2.

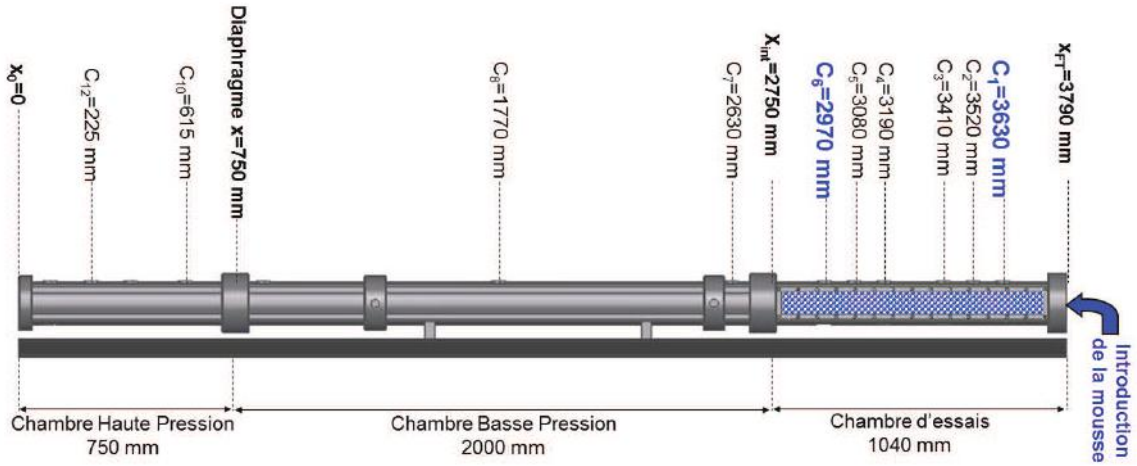


Figure 2.13 – Tube à choc T80 - IUSTI (C_i = capteurs de pression)

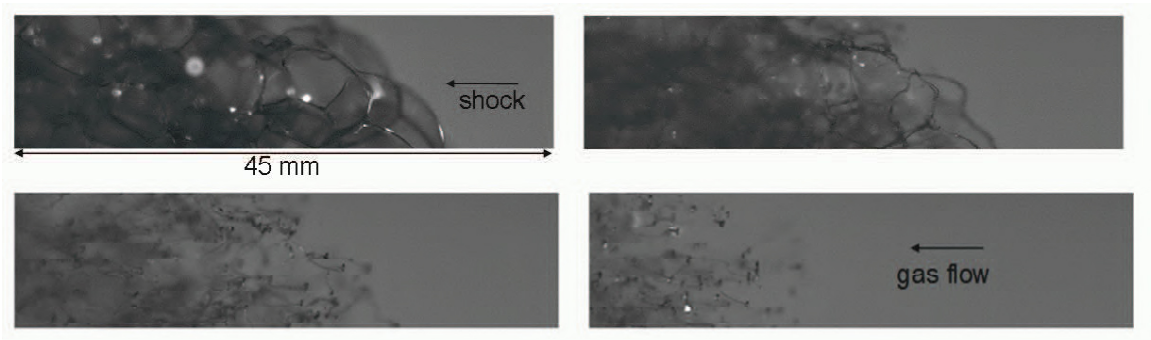


Figure 2.14 – Tube à choc T80 - IUSTI - Visualisation de la fragmentation de la mousse. Images extraites de [2]. La taille des bulles est environ de 5 mm

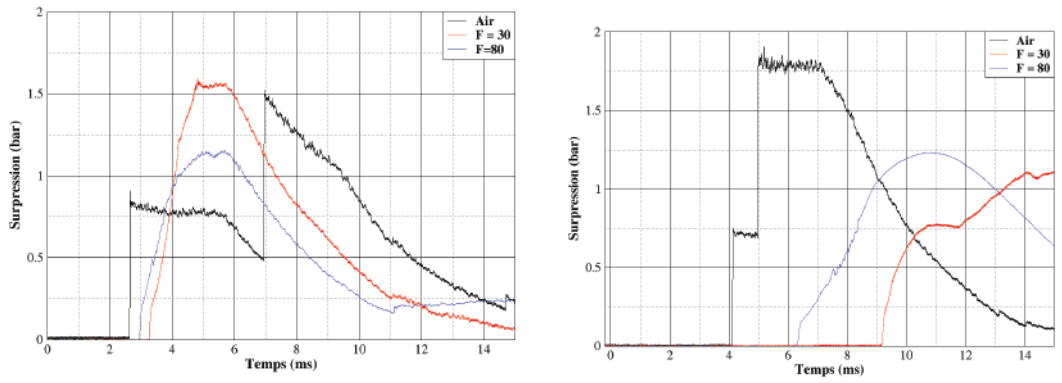
La membrane de rupture est constituée d'un disque en aluminium préalablement strié dans deux directions perpendiculaires, assurant ainsi une ouverture propre et un taux de reproductibilité des tests à ± 2 % sur la célérité de l'onde de choc générée. Une série de 13 mesures de pression de défilement et d'une mesure de pression d'arrêt en fond de tube ont été réalisées, à chaque essai. La phénoménologie observée, lors des essais, a permis de constater que sous haute pression (choc), la matrice des bulles d'air est décomposée en gouttelettes d'eau comme l'illustre la *Figure 2.14*. La chronologie du phénomène de fragmentation est résumée ainsi :

- arrivée du choc : mise en mouvement du 1er film de la mousse t = 0,
- rupture des films : t ≈ 200 μs,
- déformation puis fragmentation de la matrice formée par les Bords de Plateau,
- orientation des Bords de Plateau dans le sens de l'écoulement t ≈ 640 μs ,
- envol des Bords de Plateau - équilibre dynamique : t ≈ 2 ms.

Signalons que, la mousse générée étant un milieu opaque (R_{bulle} = 300 μm), il a fallu augmenter la taille des bulles à environ 5 mm pour réaliser ces images.
Des essais ont été réalisés à Mach $1,3$, $1,5$ et $1,8$. Des mousses de foisonnements 30 et 80 ont été testées ainsi que trois phases gazeuses.
Une campagne expérimentale a également été menée dans un tube à choc à l'ENSTA Bretagne, en collaboration avec F. Ballanger [3]. Nous ne reviendrons pas sur la présentation de la campagne, détaillée dans [3], ni sur celle du tube à choc de même type que celui présenté précédemment et dont le principe de fonctionnement est identique. Des essais avec une phase gazeuse à l'air et à l'hélium ont été réalisés. Dans le cas où la chambre d'essai est remplie d'air (cf. *Fig. 2.15*), la mesure de la pression incidente se caractérise par la présence d'un plateau puis d'une décroissance. Cette décroissance traduit la réflexion du faisceau de détente sur le fond du tube de la chambre HP.
En présence de mousse à l'air (cf. *Fig. 2.15*), les signaux mettent en évidence trois phases :

- La première phase se distingue par la présence d'un choc précurseur. Ce dernier correspond à un faible front de compression se propageant dans la mousse avant qu'elle ne se fragmente.
- Durant la deuxième phase, une fois la mousse fragmentée, la pression augmente progressivement jusqu'à atteindre un palier. On ne peut donc plus strictement parler d'une onde de choc dans la mousse mais plutôt d'ondes 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 troisième phase est marquée par une décroissance en pression due à l'arrivée d'un faisceau de détentes réfléchies au fond de la chambre HP. Ce faisceau de détentes rattrape l'onde de compression incidente, induisant une diminution progressive du niveau de surpression enregistré.

En comparant les deux configurations (essais dans l'air et dans la mousse), il apparaît que l'onde de choc induit une surpression de plus forte amplitude dans la mousse que dans l'air. Cet écart se justifie par le fait que l'impédance acoustique de la mousse est plus importante que celle de l'air. On remarque également de fortes différences temporelles. Pour une position de capteur donnée, les temps d'arrivée de l'onde dans la mousse sont beaucoup plus élevés que dans l'air. Cela provient de la faible vitesse du son dans la mousse. Alors que la vitesse de l'onde de choc est de 463 m$\cdot$ s^{-1} dans l'air en moyenne sur le tube, elle est de 133 m$\cdot$ s^{-1} dans la mousse à l'air, soit une réduction d'un facteur $3,5$ environ. L'analyse de tous les essais a permis de mettre en évidence une surpression liée au choc précurseur de l'ordre de $0,15$ bar. En deçà de ce seuil, la mousse reste intègre et peut être assimilée à un milieu homogène. Ainsi les vitesses des phases liquide et gaz sont égales. Au-dessus de ce seuil, elle se fragmente en ligaments, puis en gouttelettes.



(a) Surpressions mesurées pour le premier capteur C_6 dans la mousse pour $M = 1,5$

(b) Surpressions mesurées pour le dernier capteur C_1 dans la mousse pour $M = 1,3$

Figure 2.15 – Signaux expérimentaux de pression issus de la campagne Tube à Choc à l'IUSTI : comparaison entre la surpression dans l'air et dans des mousses de foisonnements 30 et 80

La valeur du seuil est légèrement dépendante du foisonnement mais indépendante de la vitesse de l'onde incidente.

Un code 1D multiphasique eulérien, M^{3}OUSSACA, a été développé depuis 2009 et mis en place pour simuler le comportement des ondes de choc et de souffle se propageant dans des mousses aqueuses. Sur la *Figure 2.16*, une comparaison entre les expérimentations réalisées avec le tube à choc de l'IUSTI (en rouge continu) et le code M^{3}OUSSACA (en noir discontinu) pour un foisonnement de 80 est présentée [29].

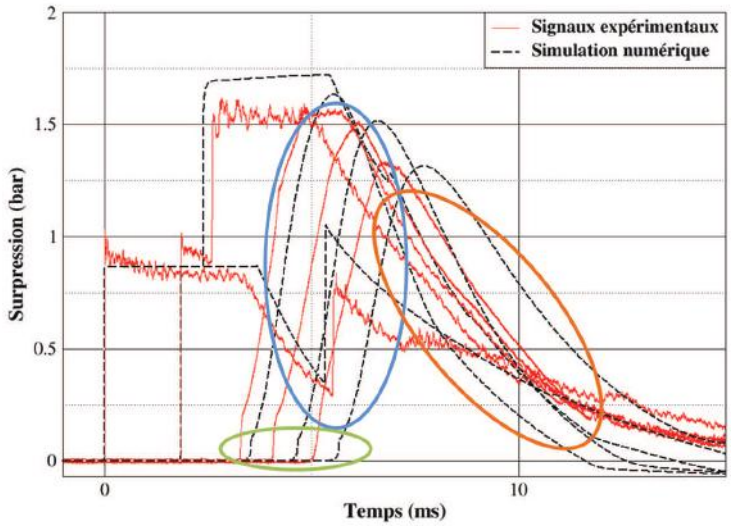
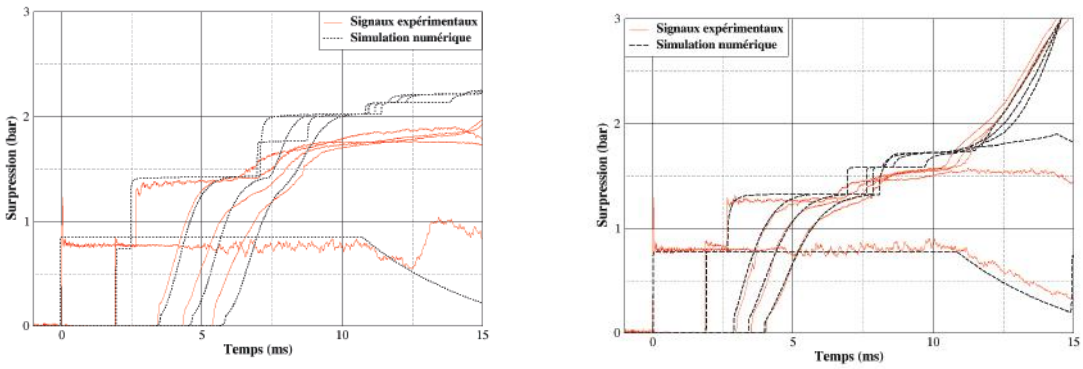


Figure 2.16 – Comparaison entre les signaux de pression issus des résultats expérimentaux et ceux issus de la simulation numérique avec M^{3}OUSSACA pour $M = 1,5$. En vert, les chocs précurseurs, en bleu, les fronts de compression et en orange les ondes de détentes.

Afin de restituer correctement les signaux expérimentaux, il a été nécessaire de transcrire les évolutions topologiques de la mousse observées concomitamment aux trois phases identifiées sur les signaux de pression :

- le choc précurseur qui marque la première phase a pu être reproduit en introduisant dans le code une pression seuil de fragmentation dans la mousse de $1,15$ bar,
- la propagation de l'onde de compression qui suit le choc précurseur conduit, lors de la deuxième phase, à un déplacement des ligaments liquides dans l'écoulement gazeux et à leur évolution vers un spray de gouttelettes. Afin d'en tenir compte, une loi de Stokes modifiée a été retenue afin de modéliser les transferts de quantité de mouvement durant cette phase : $C_d = \xi\ 24\ /\ Re_p$, avec une valeur de $\xi = 150$ par analyse numérique paramétrée,
- en revanche, lors de la troisième phase, cette loi ne permet pas de reproduire l'atténuation de la pression liée au rattrapage de l'onde de compression par le faisceau de détentes provenant de la chambre HP. Afin d'obtenir des résultats numériques cohérents avec les données expérimentales, il a été nécessaire d'introduire une valeur de coefficient de traînée constante ($C_d = 1,6$), correspondant à un écoulement gazeux autour de gouttelettes liquides.

Les essais impliquant du SF6 comme gaz moteur à la place de l'air ont permis de mettre en évidence le mécanisme responsable de l'atténuation de la surpression induite par l'onde de choc.

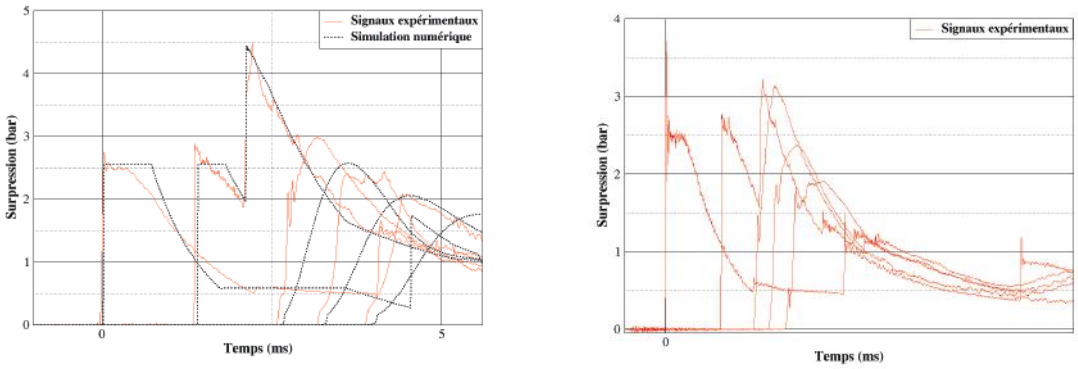


(a) Surpressions obtenues avec une mousse à air de foisonnement 30

(b) Surpressions obtenues avec une mousse à air de foisonnement 80

Figure 2.17 – Signaux expérimentaux de pression issus de la campagne Tube à Choc à l'IUSTI (rouge continu) comparés à la simulation numérique (noir pointillé), pour différents foisonnements et du SF6 comme gaz moteur avec $M = 1,3$

En effet, le SF6 ayant une masse molaire plus importante que celle de l'air, sa vitesse du son est plus faible et les ondes de détente réfléchies en fond du tube sont ainsi retardées, comme le montre la *Figure 2.17* a contrario de la *Figure 2.16*. Elles ne peuvent pas ainsi rattraper l'onde de choc dans certains cas. Par conséquent, la surpression de l'onde transmise ne diminue pas. En utilisant l'hélium, plus léger que l'air, comme gaz moteur, l'onde de choc est rattrapée très rapidement par les ondes de détentes, conduisant à l'atténuation de cette dernière (*cf. Fig. 2.18*). On remarque également que cette atténuation augmente avec le foisonnement.



(a) Surpressions obtenues avec une mousse à air de foisonnement 30

(b) Surpressions obtenues avec une mousse à air de foisonnement 80

Figure 2.18 – Signaux expérimentaux de pression issus de la campagne Tube à Choc à l'IUSTI (rouge continu) comparés à la simulation numérique (noir pointillé), pour une mousse à l'air et l'hélium comme gaz moteur avec $M = 1,8$

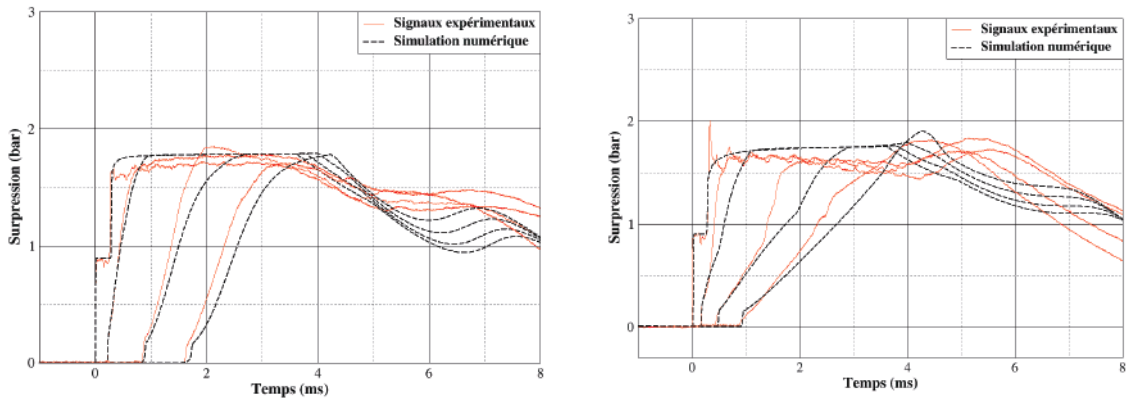
Influence de la nature de la phase gazeuse de la mousse

L'étude de l'influence de la phase gazeuse de la mousse a également été menée. 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. [30]. Ainsi, des études avec des mousses ayant pour phase gazeuse de l'air et de l'hélium ont été menées.

L'hélium présente l'intérêt d'avoir des caractéristiques et un comportement très différent de l'air. Non seulement sa masse volumique est très inférieure ($0,169$ kg/m^3) mais sa vitesse du son est également très supérieure (960 m·s^{-1}). De manière plus appliquée, l'hélium est un gaz neutre et inerte. Dans le cas du confinement d'une explosion, ou

même d'un feu, il permet d'inhiber les phénomènes de combustion et 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. La *Figure 2.19* montre la comparaison des signaux de pression aussi bien dans la mousse à l'air que dans celle à l'hélium et les calculs effectués avec M^{3}OUSSACA correspondants. Les paramètres d'entrée de la simulation sont les mêmes pour la mousse à l'hélium que pour la mousse à l'air, exceptés ceux relatifs à l'hélium dans l'équation des gaz parfaits, que l'on peut retrouver dans [3]. 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. Les calculs ont été effectués avec $R_{goutte} = 26$ μm. Il en ressort que :

- l'amplitude du choc transmis est similaire pour les deux types de mousse bien que la vitesse de propagation soit différente, variant jusqu'à un facteur 2,
- le code restitue aussi bien les temps d'arrivée que les niveaux de pression pour les deux types de mousse,
- on distingue une phase de montée en pression en deux temps pour la mousse à l'hélium qui s'explique par l'interpénétration du gaz moteur (air) dans celui de la mousse (hélium).



(a) Surpressions obtenues avec une mousse de foisonnement 60 à l'air

(b) Surpressions obtenues avec une mousse de foisonnement 60 à l'hélium

Figure 2.19 – Signaux expérimentaux de pression issus de la campagne Tube à Choc à l'ENSTA (rouge continu) comparés à la simulation numérique (noir pointillé), pour une mousse à l'air et à l'hélium et pour $M = 1,34$

Conclusion partielle

En conclusion, les travaux de thèse menés au CEA sur la mousse [2, 3] montrent deux mécanismes physiques liés à l'interaction onde de choc/mousse. Le premier concerne le modèle de fragmentation de la mousse sous onde de choc. Un seuil de pression de $1,15$ bar a

été déterminé, qui caractérise le degré d'hétérogénéité de la mousse. Le second est le transfert de quantité de mouvement entre phases. Il a été démontré que ce transfert peut être traité avec deux lois de coefficient de traînée selon les différentes étapes de transformation de la mousse : accélération des ligaments issus des Bords de Plateau après fragmentation primaire et dynamique autour de gouttelettes sphériques. Les expériences en tube à choc ont également permis de mettre en évidence le rôle prépondérant des ondes de détente dans l'atténuation des ondes de pression. On peut d'ores et déjà affirmer qu'une onde de souffle qui peut être présentée comme une onde composite, c'est-à-dire une onde de choc couplée à des détentes, est un candidat favorable pour l'atténuation de cette surpression par la mousse.

2.3.2 Atténuation des ondes de souffle

La dissipation de l'énergie libérée par la détonation d'un engin explosif se traduit par la propagation d'une onde de souffle divergente. Elle peut être représentée par une onde de choc incidente, suivie d'ondes de détente qui reflètent la géométrie de l'engin et qui ramènent la surpression à un niveau compatible avec les conditions initiales.
A une distance r de la charge, le profil de l'onde de souffle dans l'air peut être schématisé tel que tracé sur la *Figure 2.20*. On peut y distinguer 4 phases :

- un choc incident qui crée une surpression ΔP, au temps d'arrivée t_a,
- une phase de pression positive qui génère une impulsion positive $I^+ = \int_{t_a}^{t_a+t_+} P(t) + (t)dt$,
- une phase de pression négative qui génère une impulsion négative I^-,
- et le retour à l'équilibre.

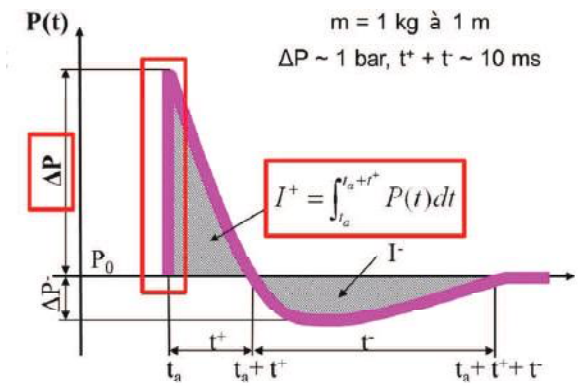


Figure 2.20 – Profil d'une onde de souffle aérienne. Image extraite de [3]

On cherche à atténuer les effets de l'explosion. L'onde de souffle est caractérisée par trois grandeurs thermodynamiques, à savoir :

- le pic de surpression ΔP,
- l'impulsion positive I^+,
- la pente du front de choc.

Afin de pouvoir comparer des résultats issus d'expériences mettant en œuvre des charges explosives de masses m différentes (quelques grammes à plusieurs kilogrammes), des lois de similitude de Cranz-Hopkinson [31], [32] sont utilisées. Pour une charge sphérique de rayon R_0, de masse m en équivalent TNT, on définit ainsi :

- une distance réduite à la charge $R = \frac{r}{m^{\frac{1}{3}}}$,
- un temps d'arrivée réduit $t_a^r = \frac{t_a}{m^{\frac{1}{3}}}$,
- une impulsion positive réduite $I_r^+ = \frac{I^+}{m^{\frac{1}{3}}}$.

Grâce à ces lois de similitude, à une distance réduite donnée, nous pourrons comparer entre eux des essais expérimentaux aussi bien que numériques, en comparant la surpression, l'impulsion et le temps d'arrivée réduits.

Palamarchuk & Postnov [33] ont montré qu'une diminution du foisonnement de la mousse permettait de diminuer rapidement la valeur du pic de surpression de l'onde de souffle. Ces travaux, repris par Gelfand et al. [34] ont permis de mettre en évidence un certain nombre de facteurs déterminants. La mousse humide, contenant une fraction volumique de liquide comprise entre 5 et 20 %, est plus efficace que la mousse sèche, dont la fraction volumique de liquide est supérieure à 20 %, pour atténuer les ondes sonores. De plus, augmenter la masse volumique de la mousse est plus efficace qu'étendre la barrière de protection autour de l'explosif [33] .

Démarches expérimentales précédentes

De la même façon que Hartmann [24] et Domergue et al. [1], E. Del Prete [2] a mis en place une configuration expérimentale ayant pour but d'étudier une onde de souffle sphérique. La *Figure 2.21* représente un schéma de principe de l'expérience de confinement qui était mise en œuvre. Elle consistait en une cuve cylindrique légèrement surélevée par rapport au sol. Les capteurs de pression étaient disposés sur des tiges de métal, qui étaient fixées sur un portique désolidarisé de la cuve. Pour la réalisation des essais, l'explosif, d'une masse égale à 145 g, était confiné par une enveloppe sphérique en plastique de 2 mm d'épaisseur. Il était disposé au centre de la cuve et était maintenu par des fils, arrimés à la cuve. Cela permettait de figer sa position pendant le remplissage de la cuve par la mousse. L'explosif utilisé était la plastrite® qui a une concentration massique de

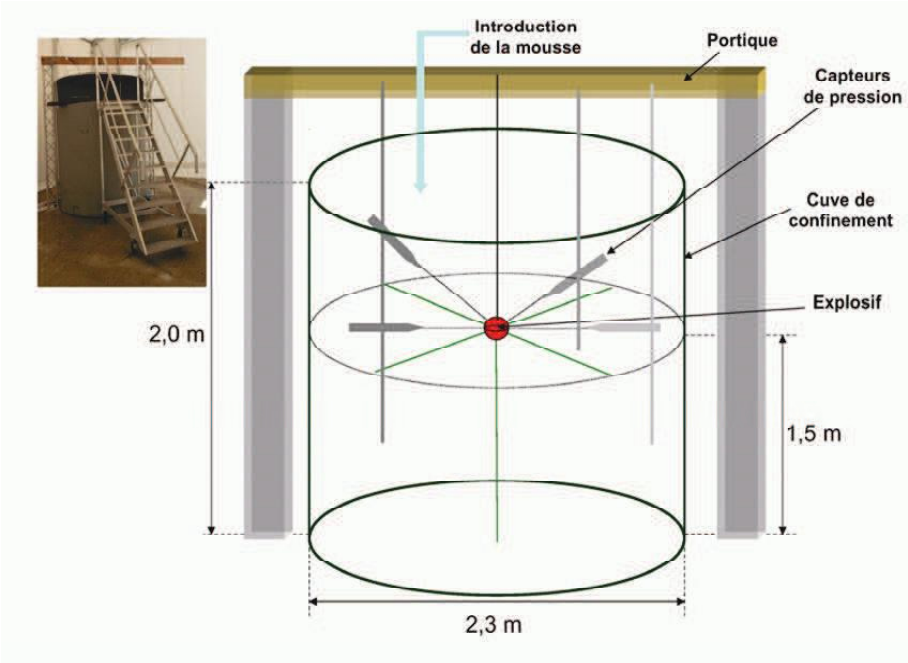


Figure 2.21 – Configuration des expériences pyrotechniques "à petite échelle" réalisées au CEA de Moronvilliers en 2011. Détonation d'une charge de 145 g de plastrite® centrée dans un volume de mousse de foisonnement variable. Image extraite de [2]

pentrite de 87 % et un équivalent TNT de $1,24$. L'initiation était réalisée grâce à un détonateur placé au centre de la sphère.

Une série de 9 essais a été effectuée, avec une mousse de foisonnement compris entre 30 et 120, générée par le générateur SKID/MAS.

Dans sa thèse, Félix Ballanger [3] s'est attaché à démontrer la validité du code M^{3}OUSSACA en effectuant une campagne expérimentale avec explosif (Formex), où de nombreux paramètres variaient : la masse de l'explosif (de 3 à 120 g), la taille du confinement et le foisonnement de la mousse (60 et 120, générée par le générateur SKID/MAS). Il s'est bien sûr inspiré du retour d'expériences de la thèse d'E. Del Prete pour améliorer le protocole expérimental. En effet, cette dernière s'est heurtée à des difficultés pour la mise en œuvre expérimentale dues au choix d'une charge sphérique. Les positions de la charge et des capteurs de pression étaient, de ce fait, un problème en 3 dimensions complexe à maîtriser, impliquant des difficultés d'exploitation des résultats.

Au CEA/Gramat, F. Ballanger a donc testé des charges hémisphériques, plus faciles à positionner sur un support métallique plan qu'une charge sphérique dans l'espace. Le montage expérimental mis en place lors de cette campagne est présenté en *Figure 2.22* et *Figure 2.23*. Il consistait en une enceinte parallélépipédique dont l'une des parois est constituée d'une table de mesure verticale, instrumentée de 18 capteurs de pression en défilement, placée à 1 m en face d'un bloc de béton également instrumenté de 3 capteurs

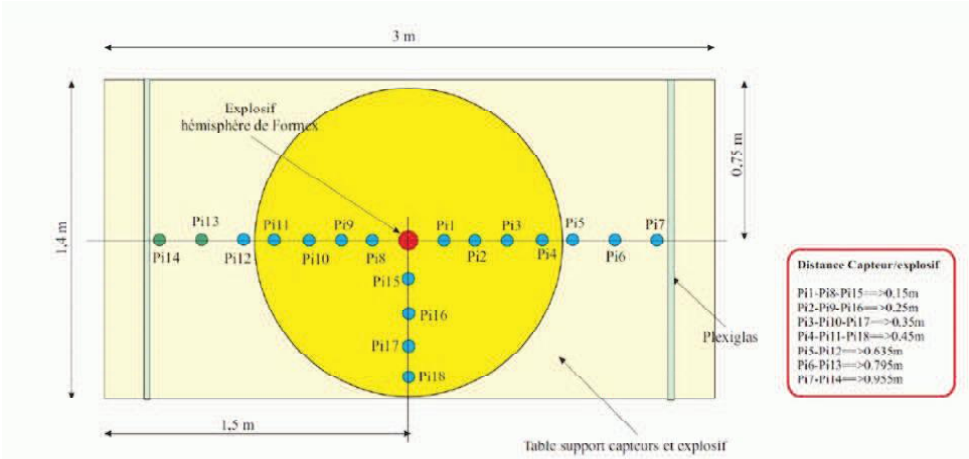


Figure 2.22 – Schéma d'implantation des capteurs sur la table de mesure

de pression réfléchie. L'ensemble de 2 m de haut est bordé par deux parois de plexiglas afin de contenir la mousse.

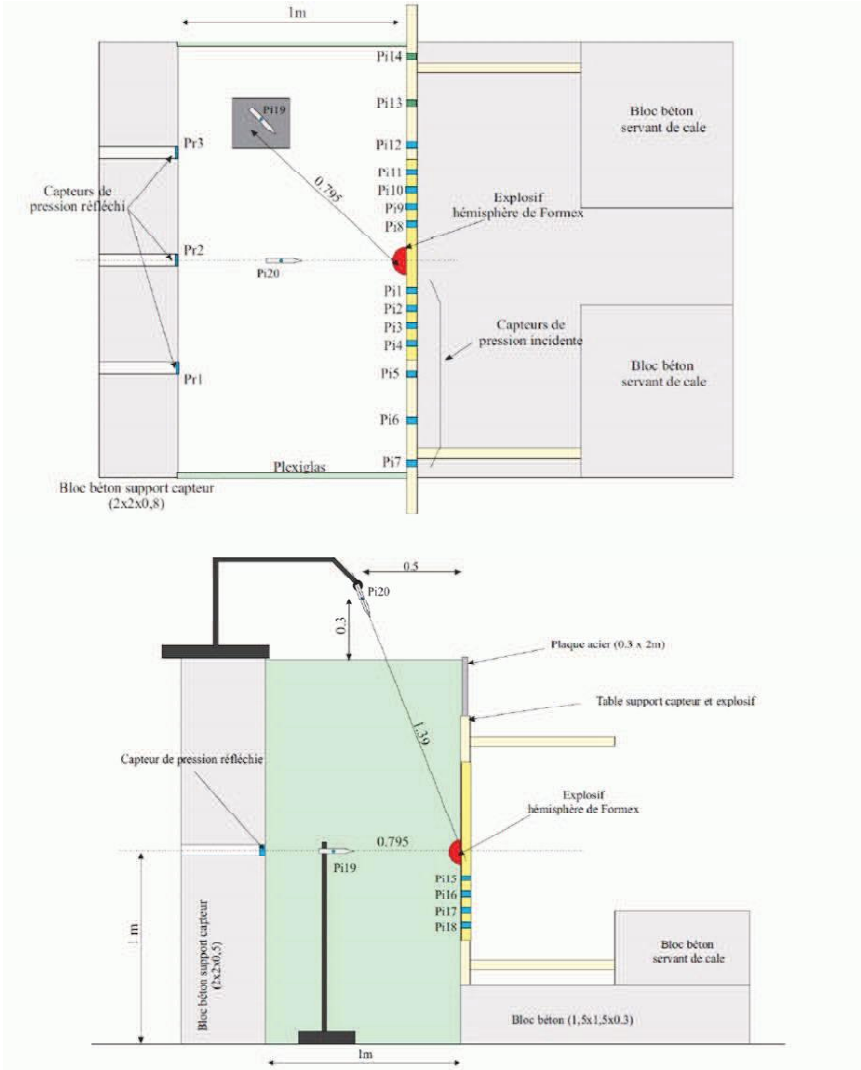


Figure 2.23 – Schéma du montage expérimental. En haut : vue de dessus. En bas : vue de côté (dimensions en mètre) [3]

La charge explosive hémisphérique est collée au centre de la table de mesure métallique. Un dernier capteur flèche a été placé au-dessus de la mousse afin d'enregistrer la pression transmise à l'air par le confinement, contenu par l'enceinte. Lors de certains tirs, un dôme, permettant de délimiter une zone d'exclusion dépourvue de mousse a été disposée autour de la charge, avec un rayon de valeur égale à 150 et 250 mm.

Exploitation des résultats

Les résultats des deux campagnes ont été comparés avec plusieurs résultats de référence théoriques ou empiriques dont ceux obtenus dans l'Unified Facilities Criteria 3-340-02 [35], pour les expériences menées dans l'air, et par le laboratoire de la Sandia [24], pour les expériences menées dans la mousse.
Le principe d'équivalence entre les configurations hémisphériques et sphériques a été étudié dans [36] sur un montage similaire avec le même explosif. Ils se sont donc contentés de vérifier le critère alors obtenu. Selon cette étude, une charge hémisphérique de Formex est équivalente, en terme de surpression, à une sphère de TNT de deux fois sa masse réelle.
Les surpressions maximales issues des deux campagnes dans l'air et dans la mousse sont présentées à la *Figure 2.24*.

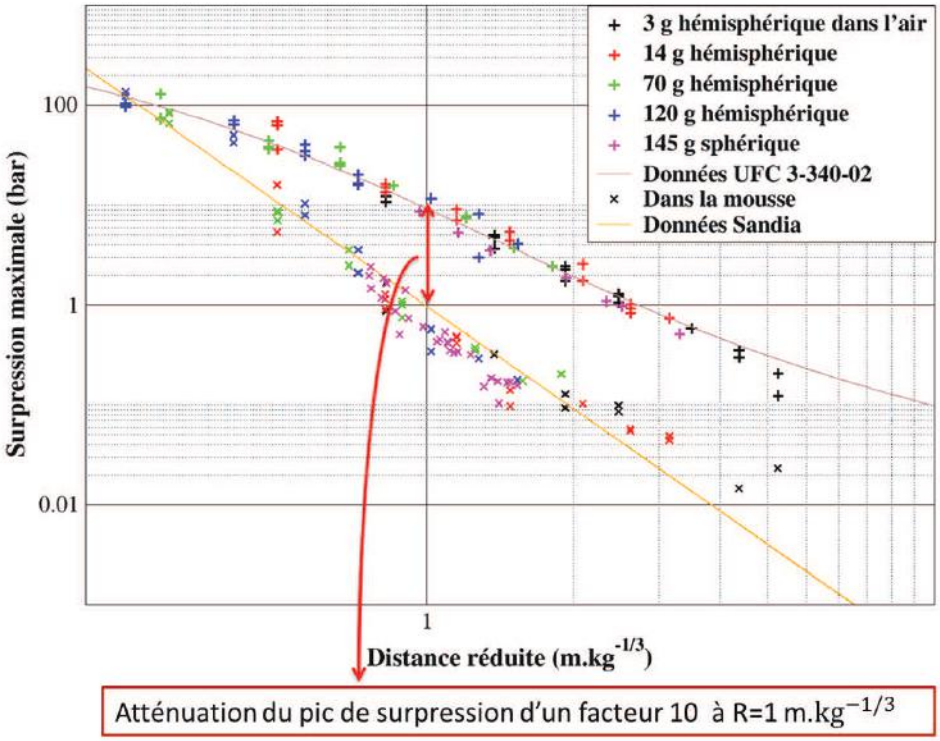


Figure 2.24 – Pic de surpression en fonction de la distance réduite

Il a été constaté que :

- les mesures sont cohérentes dans l'air et la mousse avec la littérature (UFC [35]) et (Sandia [24]) respectivement,
- l'utilisation du critère d'équivalence hémisphérique/sphérique est cohérente et applicable à l'ensemble des essais,
- l'atténuation par la mousse de la surpression est d'autant plus grande que son foisonnement est faible et, avec F = 60 atténue d'un facteur 10 le pic de surpression à R= 1 m·kg$^{-1/3}$.

Les mêmes conclusions ont été émises concernant les temps d'arrivée réduits dans l'air et dans la mousse (cf. *Figure 2.25*). Il a également été démontré que la présence d'une zone d'exclusion au-dessus de la charge à confiner n'a pas d'impact sur la surpression, sous réserve d'une épaisseur de mousse suffisante derrière l'exclusion.

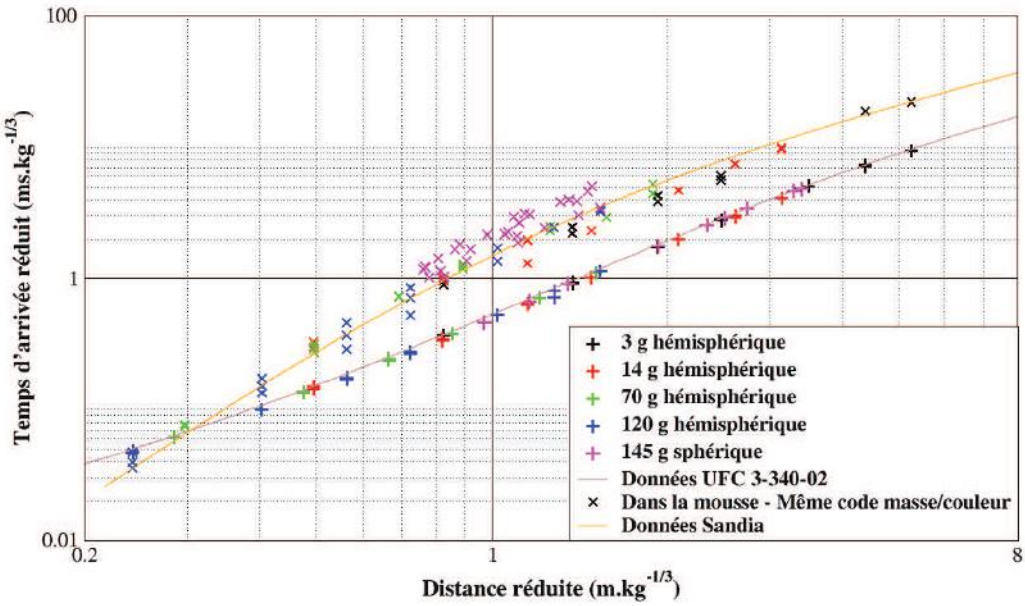
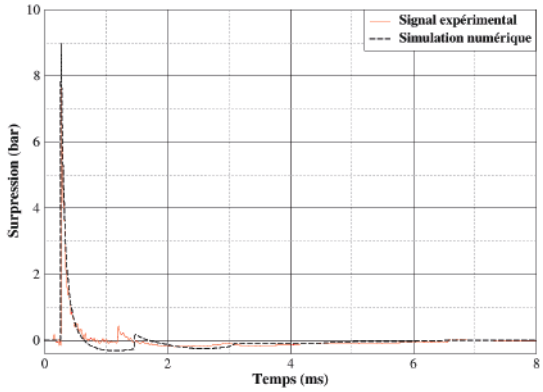
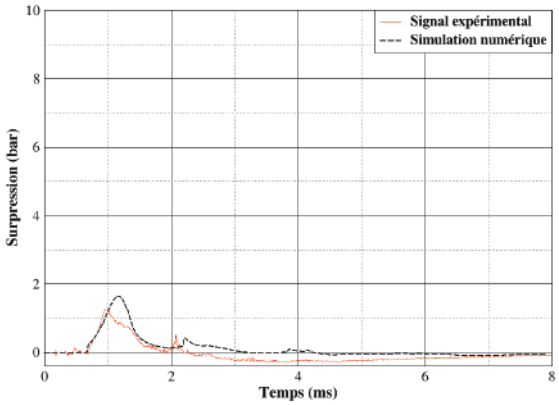


Figure 2.25 – Temps d'arrivée réduit en fonction de la distance réduite

Les profils de surpression expérimentaux et ceux issus du code de simulation numérique, pour une charge sphérique de plastrite de 145 g, ont été reportés à la *Figure 2.26*. Le modèle numérique restitue correctement l'onde de souffle aérienne (*cf. Fig. 2.26 (a)*). Dans la mousse (*cf. Fig. 2.26 (b)*), l'onde de souffle diffère du cas aérien par la présence d'un front d'ondes de compression à la place d'une onde de choc. La structure de l'onde de souffle aqueuse est également bien restituée par le modèle numérique, bien qu'il y ait une légère surestimation du pic de surpression et par conséquent de l'impulsion positive.



(a) mesures en aérien



(b) mesures dans une mousse F=30

Figure 2.26 – Comparaison des mesures de pression expérimentales avec les calculs M^{3}OUSSACA pour une charge de plastrite de 145 g et un capteur à une distance réduite $\approx$ 1 m/kg$^{1/3}$

Conclusions sur les travaux précédents

Grâce aux travaux menés durant ces deux thèses, un large spectre a été balayé. Deux géométries différentes ont été testées et validées numériquement, et différents explosifs ont été mis en œuvre ainsi que des masses allant de 3 g à 150 g.
D'un point de vue global, il a été démontré que le confinement par mousse aqueuse est très efficace puisqu'il permet d'atténuer l'onde de souffle très rapidement, pour une faible quantité de mousse mise en jeu. Cette atténuation est d'autant plus grande que le foisonnement est faible et la présence d'une zone d'exclusion autour de la charge explosive n'influe pas sur cette donnée, dès lors que l'épaisseur de mousse est suffisante. La confrontation des résultats issus des campagnes expérimentales et de ceux issus du code M^{3}OUSSACA ont également permis d'établir son caractère prédictif, en termes de surpression et de temps d'arrivée de l'onde de détonation pour une grande variété de charges confinées.

Chapitre 3

État de l'art sur les aérosols et les écoulements avec particules

Sommaire

3.1 Théorie sur les aérosols 40

3.1.1 Définition et propriétés 40

3.1.2 Forces agissant sur une ou un ensemble de particules 41

3.1.3 Granulométrie 44

3.1.4 Collecte d'aérosols par filtration 48

3.1.5 Détermination de la composition chimique d'un aérosol 51

3.2 Interaction entre des particules et une onde de choc ou de souffle 52

3.3 Freinage et capture de particules par la mousse 55

Les aérosols, tout comme le gaz, sont omniprésents dans notre environnement naturel. En effet, ce sont des constituants majeurs de l'atmosphère, au même titre que les gaz. Ils interviennent notamment dans la formation des nuages et le bilan radiatif de l'atmosphère. Lorsqu'ils sont de petite taille ($\leq 2,5\ \mu$m), ils peuvent être nocifs pour la santé. Ils suscitent donc un intérêt croissant, dans le monde scientifique comme dans l'industrie, notamment pour des applications de découpe ou de mise en forme de matériaux, spécialement de métaux. Dans ce chapitre, la définition et les principales propriétés des aérosols seront présentées. Les différentes méthodes de caractérisation de la granulométrie, de la nature ainsi que de la masse d'un aérosol seront ensuite abordées, en détaillant celles qui auront été mises en œuvre lors des présents travaux de thèse.

3.1 Théorie sur les aérosols

3.1.1 Définition et propriétés

Un aérosol est un système polyphasique, constitué d'une phase continue, généralement de l'air, et d'une phase dispersée composée de particules, liquides ou solides. Ces particules sont donc déformables ou non, sphériques ou non. Si l'on note V_f le volume de la phase fluide et V_p le volume de la phase particulaire dispersée, le volume total Vt d'un système polyphasique s'écrit de la façon suivante :

$$V_t = V_f + V_p \tag{3.1}$$

On définit alors la fraction volumique des particules α_p par l'équation suivante :

$$\alpha_p = \frac{V_p}{V_t} \tag{3.2}$$

Si les particules sont sphériques, un seul paramètre géométrique les caractérise, leur rayon r_p ou diamètre D_p. Dans la pratique, même les particules non-sphériques sont considérées comme telles. On définit alors la notion de particule sphérique équivalente, soit en volume, soit en comportement aérodynamique. Ainsi, le diamètre de la sphère de volume équivalent, D_{ep}, est défini par :

$$D_{ep} = (\frac{6m_p}{\pi\rho_p})^{1/3} \tag{3.3}$$

avec m_p la masse et ρ_p la masse volumique de la particule.
Le diamètre aérodynamique D_{aep} est le diamètre de la sphère de même densité et même vitesse terminale de chute dans l'air que la particule considérée.
Un aérosol naturel ou artificiel est un ensemble de particules polydisperses, c'est-à-dire, de tailles différentes comprises entre deux valeurs limites. Si ces deux valeurs sont proches, l'aérosol est dit monodisperse. Il s'agit dans ce cas, de connaître la probabilité qu'a une particule, prise au hasard dans la population, d'avoir un diamètre donné, menant à la notion de distribution granulométrique. Celle-ci peut se présenter sous différentes formes mathématiques. Soit sous la forme d'un histogramme différentiel, lequel tend vers un spectre de fréquences lorsque l'on rend les intervalles de diamètre infiniment petits, soit sous la forme d'un diagramme cumulé. Le spectre de fréquences des aérosols se rapproche bien souvent de la loi logarithmico-normale donnée par l'équation 3.4.

$$f(D_p) = \frac{1}{(2\pi)^{1/2ln(\sigma_g)}} exp(-\frac{(ln(D_p) - ln(D_{pm}))^2}{2ln^2(\sigma_g)}) \tag{3.4}$$

où D_{pm} est le diamètre moyen des particules et σ_g l'écart-type géométrique.
Le diagramme cumulé est une représentation couramment utilisée car les méthodes expérimentales mesurent, en fonction de la population totale, la proportion en nombre, en surface ou en masse des particules de taille supérieure ou inférieure, à un diamètre. L'ordonnée du diagramme est donc proportionnelle à la fréquence cumulée, pour un diamètre donné, et exprimée en pourcentage de la population totale. Pour un aérosol distribué suivant une loi log-normale, le diagramme cumulé est une droite. Le diamètre médian correspond à une fréquence cumulée de 50 %, et la dispersion de l'aérosol est caractérisée graphiquement par σ_g, comme étant le rapport du diamètre à $84,1$ % sur le diamètre à 50 %. Plus σ_g est proche de 1, moins l'aérosol est dispersé.

3.1.2 Forces agissant sur une ou un ensemble de particules

Les différentes forces s'appliquant sur une particule sont la force de pesanteur $\vec{F_G}$, la force d'interaction électrique $\vec{F_E}$, la force magnétique $\vec{F_M}$, la force de frottement visqueux $\vec{F_F}$, la force de portance $\vec{F_P}$, la force de masse ajoutée $\vec{F_A}$ ainsi que la force de Basset $\vec{F_B}$. Les deux dernières forces ne sont présentes qu'en régime instationnaire. Les forces d'interaction électrique et magnétique peuvent également être négligées selon la nature des particules et les champs de forces extérieurs pouvant s'appliquer sur celles-ci. Le principe fondamental de la dynamique, transcrit par l'équation 3.5, permet de décrire le mouvement et la trajectoire de particules soumises à ces forces.

$$m_p \cdot \frac{d\vec{U_p}}{dt} = \sum \vec{F_{ext}} \tag{3.5}$$

avec m_p la masse d'une particule, $\vec{U_p}$ son vecteur vitesse, $\vec{F_{ext}}$ les forces agissant sur cette particule.
La force de pesanteur se décline suivant la formulation :

$$\vec{F_G} = (m_p - m_f) \cdot \vec{g} \tag{3.6}$$

où $g = 9,81$ m·s^{-1} est la constante de pesanteur et m_f la masse du fluide. Les phénomènes de sédimentation de particules, mentionnés à la section 3.1.4, découlent directement de l'action de cette force.

La force de frottement visqueux $\vec{F_F}$ est la force qu'exerce le fluide visqueux sur une particule en mouvement de translation. Appelée également force de traînée, elle s'oppose

au mouvement de la particule dans le fluide considéré. L'expression de cette force est dépendante de la nature et de l'état de l'écoulement à proximité de la particule. Trois régimes d'écoulement sont à distinguer, l'écoulement de Stokes, l'écoulement potentiel et l'écoulement turbulent, pouvant être stationnaires ou instationnaires.
Sous le régime de Stokes, $\vec{F_F}$ s'écrit :

$$\vec{F_F} = -3\pi\mu_f D_p \vec{U} \tag{3.7}$$

avec μ_f la viscosité dynamique du fluide, et $\vec{U} = \vec{U_p}$ - $\vec{U_f}$. Cette équation peut être reformulée comme suit :

$$C_d = \frac{\vec{F_F}}{\frac{1}{2}\rho_f U^2 S_p} = \frac{24}{Re_p} \tag{3.8}$$

où C_d est le coefficient de traînée, R_{ep} le nombre de Reynolds particulaire et S_p la surface de la particule projetée sur un plan orthogonal à la direction de l'écoulement. Le nombre de Reynolds est défini par l'équation 3.9.

$$R_{ep} = \frac{\rho_f U D_p}{\mu_f} \tag{3.9}$$

La loi de Stokes est valable pour $R_{ep} \leq 1$.
Plusieurs corrélations empiriques liant C_d à Re_p, valables pour des plages de valeurs de Re_p données, ont été effectuées. Certaines d'entre elles, couvrant des valeurs de Re_p allant de 10^{-4} à 10^5 sont rappelées dans le Tableau 3.1.

Domaine	Limites	Expression de C_d
Stokes	$10^{-4} \leq R_{ep} \leq 1$	$\frac{24}{Re_p}$
Clift et Gauvin [4]	$R_{ep} \leq 3 \cdot 10^5$	$\frac{24}{Re_p}(1 + 0,15 Re_p^{0,687}) + 0.42(1 + \frac{42500}{Re_p^{1,16}})^{-1}$
Schiller et Nauman [5]	$1 \leq R_{ep} \leq 10^3$	$\frac{24}{Re_p}(1 + 0,15 Re_p^{0,687})$
Newton	$10^3 \leq R_{ep} \leq 5 \cdot 10^5$	$0,44$

Tableau 3.1 – Principaux coefficients de traînée C_d pour une sphère

Pour des particules micrométriques et des nombres de Reynolds légèrement plus élevés que ceux du régime de Stokes, Oseen [6] approxime le coefficient de traînée selon la relation suivante, en prenant en compte les effets dus à l'inertie :

$$C_d = \frac{24}{R_{ep}}(1 + \frac{3}{16} R_{ep}) \tag{3.10}$$

Lorsque le diamètre de la particule se rapproche du libre parcours moyen des molécules du fluide l, le milieu ne peut plus être considéré comme continu et la force de frottement est

inférieure à celle prévue par la loi de Stokes. On utilise alors la correction de Cunningham [37].

Lorsque l'on étudie la dynamique de plusieurs particules évoluant dans le même écoulement, des phénomènes supplémentaires peuvent être pris en compte. Parmi eux, les plus courants sont l'agrégation, l'agglomération, la coalescence et la floculation. L'agrégation se produit lorsque deux ou plusieurs particules entrent en collision et restent solidaires. L'ensemble ainsi formé est fragile et peut donc se désagréger. L'agglomération est une agrégation associée à de la croissance cristalline, c'est-à-dire qu'il y a création d'un col cristallin sur la liaison primaire entre les particules concernées. C'est un regroupement cohésif, dont la probabilité d'occurrence augmente avec la température. Cette dernière, en effet, va de pair avec l'agitation moléculaire et donc la probabilité de collision entre deux particules. Bien que certaines forces régissant l'interaction entre deux ou plusieurs molécules soient connues, telles que les forces de Van der Waals et de Pauli, la complexité de cette interaction a mené, et ce depuis plusieurs décennies, à l'établissement de lois empiriques, à l'échelle macroscopique, valables pour certaines granulométries de particules et certaines gammes de valeur de Re_p.
Henderson [10], en 1976, a proposé 3 équations donnant la relation entre C_d et Re_p en fonction du nombre de Mach M, en incluant les transferts de masses entre des billes et le gaz les transportant. La première est valable pour les écoulements en régime subsonique, la deuxième pour les écoulements en régime supersonique avec $\mathrm{M} > 1,75$ et la troisième est une interpolation linéaire entre les deux premières. Il obtient, en comparant son approche à des résultats expérimentaux et numériques, une déviation maximale de 16 % par rapport à ceux-ci.
Igra et Takayama [38, 39] ont réalisé des expériences en tube à choc, afin de déterminer une formulation standard de C_d pour un écoulement instationnaire, devenue aujourd'hui incontournable. Des études similaires ont été menées, mettant en jeu l'accélération d'une sphère initialement au repos, par une onde de choc (créant ainsi l'écoulement instationnaire), ou encore la décélération d'une sphère lors de test balistiques. Ces différentes études sont référencées dans les ouvrages [7, 40, 41, 42].
Rogue et al. [8, 43] ont réalisé des expériences en tube à choc dans lesquelles un lit, constitué d'une ou de plusieurs couches de billes de verre, a été mis en mouvement par le passage d'un choc. Leur but était d'étudier les interactions entre le choc et les particules. Pour ce faire, ils ont utilisé des billes ayant un D_{pm} compris entre 1 et 2 mm. De l'étude du lâché, depuis le haut du tube, d'une bille de verre, ils ont formulé l'équation 3.11, conduisant à des valeurs de C_d variant de 25 % en moyenne, par rapport à la loi standard en régime

stationnaire [10]. Pour des nombres de Reynolds élevés, cette formulation rejoint la loi donnée par Igra et Takayama [38, 39].

$$C_d = 0,328 R_{ep} \tag{3.11}$$

En mettant en jeu différentes épaisseurs de lit de particules, ils observent systématiquement un phénomène de dilution du lit, localisé sur les bords de celui-ci et dû à la couche limite de l'écoulement. La vitesse du lit de billes majore également systématiquement celui d'une bille isolée, bien que l'ajout de couches de billes ralentisse la progression globale du lit.
Martinez et al. [44], en 2014, ont réalisé des expériences mettant en jeu l'accélération de particules micrométriques (Dpm compris entre 5 et 80 μm), par le passage d'une onde de choc. Ils trouvent des valeurs de C$_d$ plus élevées que celles données par la loi standard issue de Clift et Gauvin [4].

La force de Basset $\vec{F_B}$ rend compte de l'inertie de la couche limite visqueuse qui ne s'ajuste qu'avec retard à une nouvelle condition cinématique et freine la particule. Elle apparaît donc lorsque l'écoulement est instationnaire et que la viscosité du fluide n'est pas négligeable. Tedeschi et al. [45] ont montré que la part relative du terme de Basset ne dépendait que du rapport $\frac{\rho_f}{\rho_p}$. Si la valeur de ce rapport est inférieure à 10^{-2}, la force de Basset est négligeable, selon eux. Sommerfield [46] a également montré, lors de ses travaux, que la force de Basset était la seconde force agissant sur une particule. Toutefois, elle agit durant un laps de temps très court, qui ne permet pas à celle-ci d'influer sur l'accélération de la particule, dans le cas d'une mise en mouvement d'une particule par une onde de choc.

3.1.3 Granulométrie

La granulométrie a pour objet la mesure de taille et de répartition statistique des particules constituant un ensemble. Plusieurs méthodes de mesures existent, selon les caractéristiques des particules étudiées, l'environnement qui impose ses contraintes et le but de la mesure effectuée. On distingue tout de même trois familles de techniques :

- les méthodes optiques, très développées dans l'industrie, qui utilisent des sources laser. Elles permettent donc des mesures localement non intrusives, en temps réel, couvrant une gamme importante de tailles de particules (du nm au mm) pour des vitesses allant jusqu'au km·s^{-1},
- les méthodes dynamiques, se basant sur les propriétés dynamiques des particules,

sont très rustiques, robustes et s'adaptent à des conditions thermohydrauliques variées. Par contre, elles nécessitent souvent un prélèvement, et conduisent donc un à résultat différé dans le temps,
- les méthodes électriques consistent, elles, à fixer sur les particules des charges électriques leur conférant une mobilité électrique permettant leur détection.

Seules les méthodes utilisées lors des présents travaux de thèse seront détaillées.

Les méthodes optiques

Ces méthodes font appel aux lois de la diffusion de la lumière par les particules. Une particule éclairée par un faisceau lumineux réémet de la lumière dans toutes les directions de l'espace. Lorsqu'une particule ou un ensemble de particules est éclairé par une onde monochromatique plane, un dispositif optique d'ouverture infiniment petit permet la mesure de l'intensité lumineuse I diffusée en fonction de l'angle polaire θ. Les caractéristiques de l'indicatrice de diffusion I(θ)varie de manière très importante avec le paramètre de taille α de particule, qui dépend du rayon de la particule r et de la longueur d'onde λ de l'onde incidente selon la formulation suivante :

$$\alpha = \frac{2\pi r}{\lambda} \tag{3.12}$$

Trois domaines sont alors à distinguer en fonction du paramètre de taille α.
- pour $\alpha \ll 1$, le modèle de diffusion utilisé est celui du dipôle, connu également sous le nom modèle de Rayleigh. Les charges électriques composant la particule sont vues comme un dipôle unique, régi par les lois de l'électromagnétisme. Rayleigh a en outre démontré que l'intensité diffusée est inversement proportionnelle à la puissance quatrième de la longueur d'onde,
- pour $\alpha \gg 1$, les lois de la diffraction et les lois géométriques sont utilisables,
- le cas intermédiaire est traité en considérant un ensemble de dipôles élémentaires contribuant par sommation à la diffusion, en prenant en compte les interférences entre chaque onde élémentaire. A cela doivent être ajoutés les phénomènes d'absorption, traités dans la théorie de Lorenz-Mie [47].

Plusieurs méthodes optiques sont utilisées en observant les phénomènes se déroulant dans l'axe (l'ombroscopie, l'holographie, la méthode par extinction) et hors de l'axe (compteur de particules par mesure de l'intensité diffusée, l'indicatrice de diffusion, la vélocimétrie et l'anémométrie par effet Doppler et la spectroscopie par corrélation de photons). Concernant les méthodes dans l'axe, nous détaillerons la granulométrie à diffraction, méthode très courante que nous avons utilisée lors d'expériences.

La mesure réalisée par un granulomètre à diffraction consiste à analyser la répartition de l'intensité lumineuse diffractée à l'infini (diffraction de Fraunhofer [48]). Les figures de diffractions ainsi obtenues ne dépendent que de l'angle de diffusion θ et du paramètre de taille α. Pour une population de particules de dimensions différentes, l'image de diffraction se présente sous la forme d'anneaux concentriques dont l'intensité décroît au fur et à mesure que l'on s'éloigne du centre. Cette image est observée au foyer f d'une lentille, comme le montre la *Figure 3.1*, par une matrice de détecteurs dont les paramètres (surface et position) sont déterminés pour optimiser l'intensité des anneaux ainsi que la résolution spatiale. Des algorithmes, basés sur la théorie de Mie, sont utilisés afin de remonter à la granulométrie des particules analysées. Cette méthode est valable pour des particules plus grosses que la taille limite de validité de l'optique géométrique, c'est à dire proches du micromètre. Néanmoins, la plupart des diffractomètres annoncent une limite basse de $0,1$ μm, en ajoutant un module complémentaire à celui présenté en *Figure 3.1*.

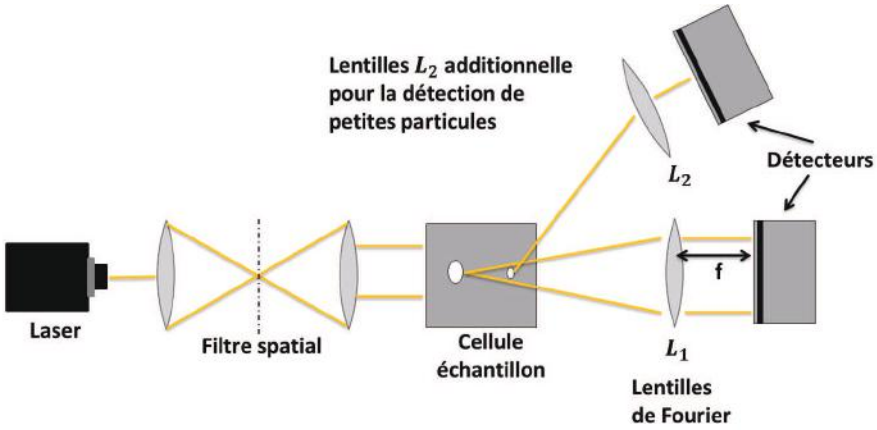


Figure 3.1 – Schématisation du fonctionnement d'un diffractomètre

Les méthodes dynamiques

Les méthodes fondées sur les propriétés dynamiques des particules sont divisées en trois catégories que sont les méthodes aérodynamiques, les méthodes thermodynamiques et les méthodes électriques. Ces différentes méthodes peuvent être combinées, en parallèle ou en série.

Les méthodes aérodynamiques s'appuient sur les lois de la physique, décrites à la section 3.1.2. Afin de séparer les particules du fluide, on peut accélérer ou dévier des particules en effectuant une variation du vecteur vitesse du fluide, sur une échelle de temps inférieure au temps de relaxation de ces particules. Cette variation peut être réalisée en direction

ou en amplitude. Deux exemples de dispositifs expérimentaux utilisant une variation du vecteur vitesse en direction sont l'impacteur en cascade et le cyclone.

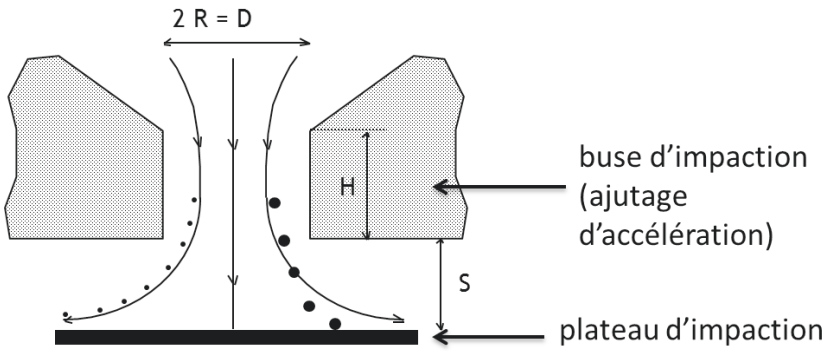


Figure 3.2 – Schématisation du fonctionnement d'un étage d'impacteur en cascade

L'impacteur est un instrument d'analyse de la concentration et de la granulométrie d'un aérosol. Il est constitué de plusieurs étages, composés d'ajutages dirigeant un jet d'air à haute vitesse contre une surface solide (plateau d'impaction). Cela provoque l'impact des particules ayant un D_{pm} supérieur à un certain diamètre de coupure. La schématisation d'un étage d'impacteur est présentée à la *Figure 3.2*. Sur chacun des étages, les ajutages sont de plus en plus petits et les vitesses de plus en plus grandes, permettant ainsi de fractionner un aérosol polydispersé en plusieurs classes de tailles de particules. La masse recueillie sur chaque étage peut être mesurée et permettre la détermination de la granulométrie en masse de l'aérosol étudié. La collection des particules est étroitement liée au nombre de Stokes, défini comme suit :

$$S_{tk} = \frac{\tau U_f}{R} \tag{3.13}$$

avec τ le temps de relaxation de la particule, U_f la vitesse moyenne du fluide dans l'ajutage et R le rayon de l'ajutage.

Ainsi, pour collecter des particules de plus en plus fines, il sera nécessaire soit d'augmenter U, soit de diminuer R. La dimension des ajutages et la perte de charge admissible au travers de l'impacteur limitent le diamètre de coupure à une valeur de $0,3$ μm. Marple et al. [49, 50] ont proposé une nouvelle approche pour les petites particules, en utilisant un impacteur constitué d'un réseau de micro-orifices ayant un diamètre minimal de 50 μm. Cela a permis d'abaisser le diamètre de coupure à une valeur de $0,05$ μm sans avoir à mettre en œuvre des jets à des vitesses excessives. Après eux, d'autres tels que Mitchell et al. [51, 52, 53, 54] et Diouri et al. [55], ont également étudié ces diagnostics, largement utilisés pour le prélèvement de particules inhalables, le contrôle personnel des poussières de bois, les mesures de fumées de soudure et bien d'autres applications industrielles dont

des applications pharmaceutiques et de laboratoire.
Les cyclones sont eux utilisés pour des mesures de hautes concentrations et fonctionnent en aspirant tangentiellement l'air dans un élément cylindrique, permettant la séparation du fluide et des particules, par force centrifuge.
Un exemple de dispositif fonctionnant par variation d'amplitude est l'Aerodynamic Particle Sizer (APS) [56]. Le principe de l'APS est d'accélérer un fluide porteur des particules. Celles-ci mettront un certain temps à atteindre la vitesse du fluide, lié à leur temps de relaxation. Ce temps est proportionnel au diamètre aérodynamique des particules concernées, permettant ainsi la détermination de la granulométrie de celles-ci.

3.1.4 Collecte d'aérosols par filtration

Il existe plusieurs méthodes de collecte d'aérosols (souvent liées aux caractéristiques de l'aérosol que l'on veut étudier), telles que la filtration, la collecte par sédimentation, la collecte par impaction ainsi que la collecte par précipitation thermique ou électrostatique. La filtration est une méthode largement utilisée dans le monde industriel, afin de garantir l'épuration d'un écoulement donné, par exemple. Son fonctionnement consiste en l'envoi de gaz à travers un filtre, généralement à fibres, interceptant les particules. Un filtre à fibres est constitué par un assemblage de fibres métalliques, naturelles ou synthétiques. Pour leur conférer des propriétés intéressantes, ces médias filtrants peuvent subir un traitement thermique ou mécanique. À l'état neuf, un filtre à fibres est caractérisé par sa perte de charge et par son efficacité, dite initiale. La collecte de particules sur une fibre est basée sur l'action de la diffusion brownienne, de l'interception directe, de l'impaction inertielle et des forces électrostatiques. Comme le montre la *Figure 3.3*, pour des particules ayant un D_{pm} compris entre $0,1$ et $0,5$ μm, l'efficacité de ce type de filtre est minimale.

Ce domaine correspond à des particules trop grosses pour que l'effet de diffusion soit efficace et trop petites pour que les mécanismes d'interception et d'impaction jouent un rôle important. Cette gamme de granulométrie de particules est la plus difficile à capturer. L'efficacité des filtres à Très Haute Efficacité (THE) est d'ailleurs déterminée en utilisant cette gamme de granulométrie. De même, il existe une vitesse du gaz pour laquelle l'efficacité est minimale, de l'ordre de 20 à 40 $cm{\cdot}s^{-1}$.
L'envoi de ce gaz est assuré par des pompes dont le débit est généralement compris entre 1 $L{\cdot}mn^{-1}$ et 100 $m^3{\cdot}h^{-1}$. C'est un moyen qui, bien dimensionné, a un rendement de filtration supérieur à 90 %. La difficulté dans la collecte par filtration d'un aérosol provient de 3 principales sources :

– l'échantillon collecté doit être représentatif de l'aérosol,

– il faut éviter la création d'artefact pendant l'échantillonnage,
– il faut connaître a priori la taille des particules constituant l'aérosol.

Des pertes peuvent se produire lors de la collecte en raison de charges électrostatiques déposées sur le filtre, du colmatage de celui-ci ou d'un fractionnement de l'échantillon. L'efficacité globale de l'échantillonnage est donc liée à la géométrie de l'appareil utilisé, à la nature et la charge du filtre et au débit de la pompe employée. Il existe différents types de filtres, dont l'efficacité diffère selon leur nature. Les filtres en cellulose sont principalement utilisés pour analyser de la matière minérale et les filtres en téflon permettent l'analyse de matière organique. Les filtres en fibres de verre sont eux utilisés pour tout type de composé. Ils sont constitués de fibres de verres entrecroisées et ont une forme rectangulaire ou circulaire.

Plusieurs études ont été menées sur la pénétration d'aérosols dans les filtres et l'influence de différents paramètres sur leurs rendements. P. Letourneau et al. [58] ont mené une étude sur la pénétration d'un aérosol dans un filtre en fibres de verre afin de modéliser la perte de charge durant le colmatage du filtre. Pour ce faire, ils ont utilisé une installation permettant l'éjection de différentes tailles de particules et offrant différentes vitesses de filtration. L'aérosol utilisé était constitué de sphères d'uranine de $D_{pm} = 0,15$ μm. En faisant varier la vitesse de filtration de 3 à 30 cm·s^{-1}, ils ont pu déterminer que la perte de charge augmentait avec la masse surfacique de l'aérosol filtré. Ils ont également démontré qu'à faible vitesse de filtration, ce phénomène de colmatage était considérablement ralenti. Ainsi, en passant d'une vitesse de filtration 50 cm·s^{-1} à 3 cm·s^{-1}, la perte de charge diminuait de 5 kPa à 0,3 kPa.

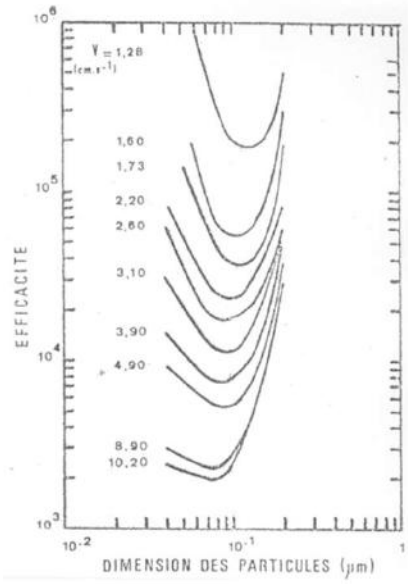


Figure 3.3 – Courbe donnant l'efficacité d'un filtre Très Haute Efficacité (THE) en fonction de la granulométrie et de la vitesse du gaz [57]

Ils ont également étudié, avec le même dispositif expérimental, l'influence de la granulométrie des particules sur l'efficacité du filtre et la pénétration de l'aérosol dans celui-ci [59]. Ainsi, ils ont montré, en utilisant des particules de Dpm compris entre $0,15$ et $0,41$ μm, que les particules de plus petit diamètre pénétraient plus profondément dans le filtre, favorisant son colmatage et limitant son efficacité. À conditions expérimentales égales et pour une masse surfacique de particules filtrées égale à 10 g·m^{-3}, la perte de charge était approximativement 10 fois plus importante pour des particules de D$pm = 0,15$ μm que pour des particules de D$pm = 0,41$ μm.

Deux types de systèmes industriels de prélèvements peuvent être distingués :

- les échantillonneurs à grands volumes (HVS), dont le débit peut atteindre 100 m^3·h^{-1} et qui sont utilisés pour les mesures en sites pollués ou pour effectuer des prélèvements courts,
- les échantillonneurs à faible volume (LVS), dont le débit est compris entre 1 et 2 L·m^{-1} et qui sont utilisés pour les mesures à l'émission ou la collecte de particules présentes dans l'atmosphère, dont on veut déterminer certains paramètres physiques.

L'étude expérimentale de la mise en suspension de particules se fait généralement par la mesure de la fraction massique de particules mises en suspension dans une enceinte de volume V_E. Deux méthodes sont alors mises en œuvre : le Prélèvement Total (PT) et le Prélèvement Local (PL). La première méthode consiste à collecter la masse m_{pc-tot} des particules en suspension à l'aide de plusieurs HVS, ayant un débit total Qtot et étant positionnés à l'intérieur d'une enceinte close. Ils permettent de filtrer l'air rapidement et de déterminer ainsi la masse de particules mises en suspension. De plus, en rejetant de l'air filtré, ils assurent un brassage de l'air dans l'enceinte, homogénéisant la concentration C de l'aérosol. Néanmoins, cette méthode ne permet pas de collecter la totalité de l'aérosol. En effet, une fraction de celui-ci se dépose sur la surface S_d des différentes parois de l'enceinte, à une vitesse V_d, durant le prélèvement. Ce dépôt est notamment dû à la sédimentation des particules, à l'inertie et à la diffusion turbulente ainsi qu'aux effets électrostatiques. Cette fraction non collectée peut être évaluée théoriquement en considérant les conditions expérimentales et la granulométrie aérodynamique des particules en suspension [60]. La fraction de l'aérosol déposée est alors calculée en supposant que la concentration de celui-ci est homogène à chaque instant dans l'enceinte.
Une seconde méthode permet l'évaluation expérimentale, à l'aide de LVS, du taux de dépôt de l'aérosol par PL. Cette méthode consiste à déterminer un champ de concentration en effectuant des mesures locales de concentration massique de l'aérosol en temps réel. Cette mesure peut être effectuée par un néphélomètre, appareil à faible débit, permettant l'acquisition, au cours du temps, de la concentration de l'aérosol ambiant. Cela permet

de déterminer un taux global d'épuration en analysant les phases de décroissance de la concentration. La masse en suspension est alors calculée en intégrant la concentration sur des volumes représentatifs dans lesquels on suppose la concentration homogène [61, 62, 63, 64]. La méthode de prélèvement par PL perturbe moins les écoulements dans l'enceinte du fait des faibles débits employés. Elle peut, par contre, être limitée par la résolution en masse détectable.

La *Figure 3.4* présente la schématisation des différents mécanismes régissant l'évolution de la concentration d'un aérosol dans une enceinte close, avec les méthodes PT et PL, qui couplées, prennent en compte le dépôt de l'aérosol sur les différentes surfaces de l'enceinte. m_d est la masse de particules initialement dispersée, I le coefficient de correction dû aux effets de sédimentation, permettant d'obtenir m_d, m_{pctot} la masse totale collectée par la méthode PT, $Qtot$ le débit total mis en jeu, C(t) la concentration des particules au cours du temps et V_E le volume de l'enceinte.

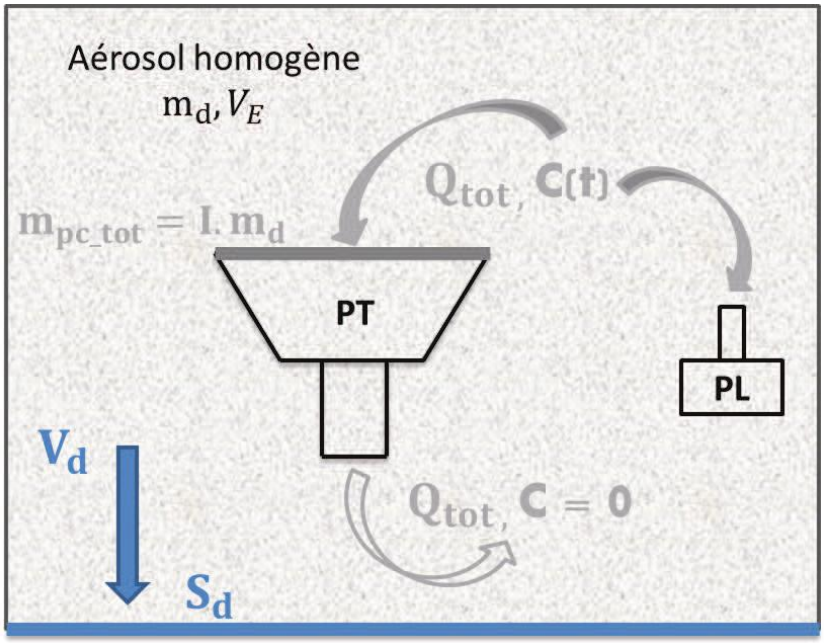


Figure 3.4 – Schématisation du prélèvement d'aérosols, par le couplage des méthodes PT et PL, dans une enceinte fermée

3.1.5 Détermination de la composition chimique d'un aérosol

Les composés présents dans un aérosol étant généralement de différents types, il n'existe pas de méthode bien adaptée pour leur analyse. Les méthodes d'analyses existantes sont systématiquement différées par rapport à la collecte et nécessitent souvent de favoriser l'analyse de certains composés au détriment des autres. Les principales méthodes permettent l'analyse de la matière organique (chromatographie), l'analyse des éléments

inorganiques et des métaux, l'analyse des ions et la mesure du carbone total.
Les méthodes d'analyse des métaux sont assez nombreuses. Bon nombre d'entre elles découlent de la fluorescence X [65]. La spectrométrie de masse à couplage inductif (ICP-MS) [66] est un type de spectrométrie de masse capable de détecter les métaux à des concentrations très faibles. Cette analyse est effectuée en ionisant l'échantillon au moyen d'une source plasma puis en analysant le plasma résultant par spectrométrie de masse afin de séparer et quantifier les différentes molécules. C'est une méthode destructive qui nécessite de dissoudre le filtre contenant les particules dans un bain acide à haute température. La solution ainsi obtenue peut néanmoins être conservée et réutilisée pour différentes analyses.

3.2 Interaction entre des particules et une onde de choc ou de souffle

Plusieurs études ont été conduites sur l'interaction des particules avec une onde de souffle, notamment avec l'émergence de compositions explosives chargées en particules métalliques, ou en lien avec des explosions naturelles (éruptions volcaniques) ou intentionnelles dans un environnement multiphasique contenant des particules. En effet, la présence de particules réactives au sein d'une charge explosive peut améliorer les performances de sa détonation [67]. La compréhension des phénomènes régissant cette interaction est essentielle pour leur modélisation. Plus précisément, la compréhension de la dispersion spatiale des particules par une onde de choc ou de souffle a fait l'objet de plusieurs études.
La plupart des études réalisées ont été menées pour des configurations tridimensionnelles, principalement par Frost et al., en utilisant des explosifs sphériques recouverts de particules [68, 69, 70, 71, 72]. Celles-ci se dispersent sous la forme de jets de particules, communément appelés dendrites, visibles dès les premiers instants de la détonation. Ces études ont montré l'influence du ratio de la masse d'explosif sur la masse de particules sur la dispersion spatiale de ces dernières. L'existence d'une vitesse minimale des particules, en-dessous de laquelle la formation de dendrite n'est pas observée, a également été mise en lumière.
L'aspect tridimensionnel limitant l'analyse et la compréhension des phénomènes observés, Frost et al. [73] se sont ensuite intéressés à la dispersion de particules par des explosifs cylindriques. En saturant, dans certains cas, les particules d'eau, ils ont montré que les particules humides produisaient un plus grand nombre de dendrites que les particules sèches.
Boiko et al. [74] ont mis en mouvement un lit de particules par une onde de choc, et ont

remarqué, pour une fraction volumique de particules élevée, que celle-ci se dispersaient sous une forme triangulaire, en 2D. En mettant en vitesse une colonne de particules par une onde de choc, ils ont également observé un phénomène de dilution dû, entre autres, aux différentes tailles de particules présentes dans la colonne.
Rodriguez et al. [75, 76, 77] ont dispersé des anneaux de particules de diamètre allant de 40 à 90 mm à la sortie d'un tube à choc, à l'aide d'une onde de surpression maximale allant de $0,7$ à 4 bar. Ils ont montré que dans les premiers instants, seule l'interface interne de l'anneau se comprimait radialement conférant, à ce moment, au lit de particules une densité proche de celle d'un solide (cf. *Fig. 3.5 2*). Durant cette étape, du fait de la différence de vitesse au sein des particules composant l'anneau, ils ont rapidement observé l'apparition de filaments internes répartis de façon régulière (cf. *Fig. 3.5 3*). La surface extérieure de l'anneau se déforme ensuite, avec des filaments plus petits et en plus grand nombre que ceux visibles sur la face intérieure (cf. *Fig. 3.5 4*). Leur vitesse étant freinées plus rapidement que celle des filaments intérieurs, ces derniers les dépassent et progressent à vitesse constante, formant ainsi des dendrites (cf. *Fig. 3.5 5 et 6*). Rodriguez et al. ont également démontré l'influence du profil de pression sur la formation des jets. Pour ce faire, ils ont comparé, pour une pression de 2 bar, les dendrites formées par un profil de pression type onde de souffle et par un créneau de pression constante de 2 bar.
Dans ce dernier cas, les particules se dispersent deux fois plus rapidement avec, pour une expansion radiale donnée, des dendrites plus petites. En faisant varier le nombre de Mach M, il a également été montré que le nombre de dendrites augmentait avec celui-ci. De même, en testant plusieurs matériaux, tels que le PMMA, le talc ou encore le polystyrène, il a été montré que le nombre de dendrites diminuait avec l'augmentation de la masse volumique des particules. Enfin, en faisant varier les dimensions de l'anneau, il a été montré que la variation de diamètre intérieur de la surface n'avait pas d'influence significative sur le nombre de dendrites contrairement à la variation de diamètre extérieur de l'anneau. En effet, plus celui-ci était grand, plus le nombre de dendrites augmentait.
L'importance de la répartition granulométrique des particules a également été démontrée [78, 79] expérimentalement. Les dendrites sont constituées à leur base des particules les plus fines, et à leur pointe des particules les plus grosses, qui ont une vitesse plus élevée.

Plusieurs études numériques ont été menées parallèlement aux études expérimentales [80, 74, 81, 82]. Xu et al. [83] ont étudié la dispersion de cylindres de particules à l'échelle mésoscopique. Ils ont notamment démontré l'importance de deux paramètres dans la formation des dendrites : le volume de gaz, généré par l'onde de souffle, qui est en contact avec la couche interne du cylindre de particules et les collisions non-élastiques entre particules.

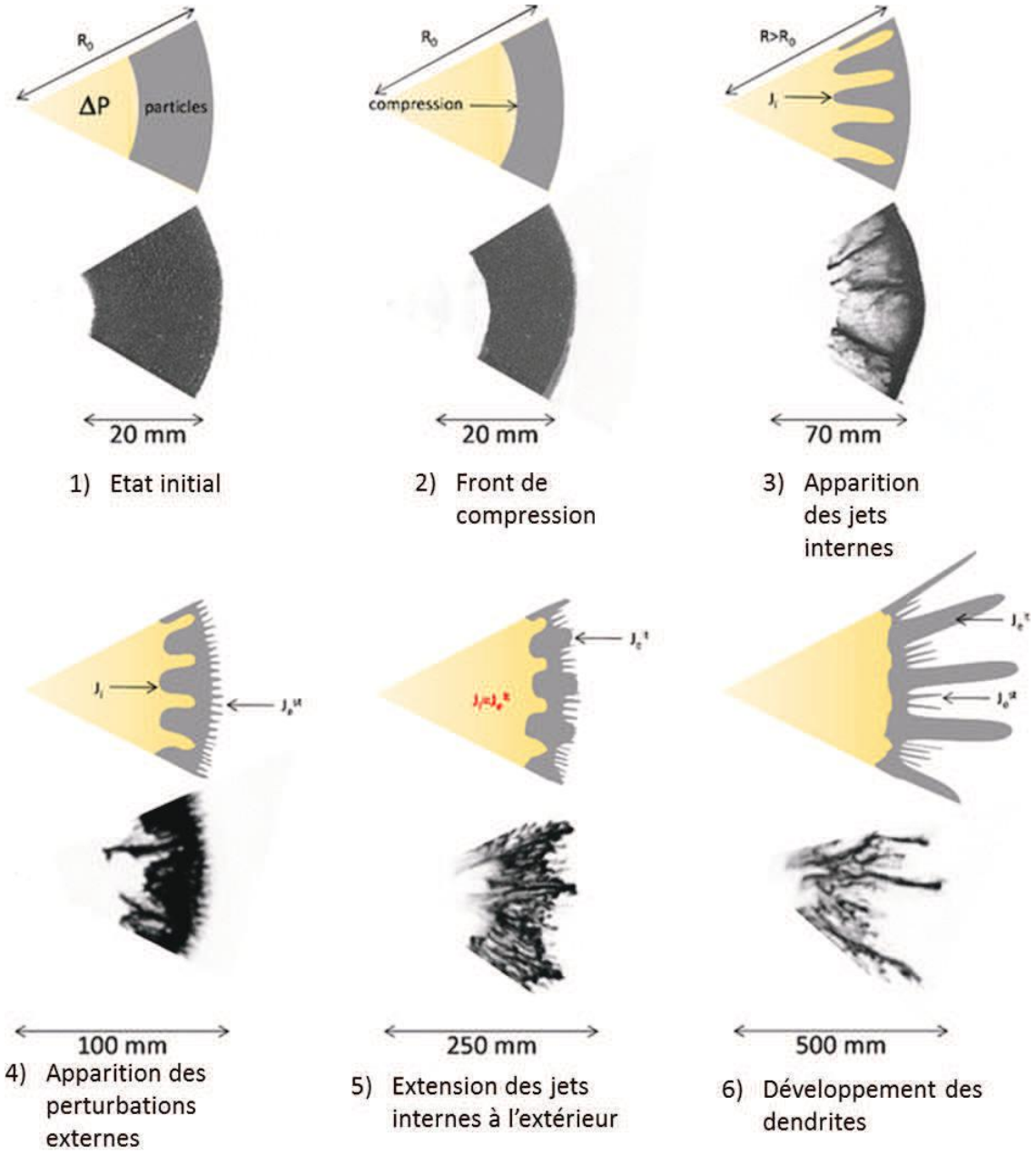


Figure 3.5 – Schématisation et images expérimentales correspondantes des différentes phases de la formation des dendrites à partir de la dispersion d'un anneau de particules par onde de choc. R_0 est le rayon initial de l'anneau [77]

3.3 Freinage et capture de particules par la mousse

Peu d'études, dans la littérature ouverte, ont traité du freinage ou de la capture de particules par une mousse aqueuse.
Anne Le Goff [9] a effectué des travaux de thèse sur l'impact, la trajectoire et la décélération de projectiles dans un fluide visqueux. Elle a réalisé une série d'expériences où elle envoyait une bille sur un échantillon cylindrique de mousse, de type 'mousse à raser Gillette', ouvert aux deux extrémités, avec suffisamment de vitesse pour qu'elle ressorte de l'échantillon. Elle a ainsi mesuré la vitesse d'impact et la vitesse de sortie de la bille, ainsi que le temps mis pour traverser le tube.
La décélération d'une bille de propylène de $D_{pm} = 5$ mm, dans la mousse, est représentée à la *Figure 3.6*. A. Le Goff a identifié deux régimes de décélération.
De la vitesse initiale (≈ 40 m.s^{-1}) jusqu'à 1 m.s^{-1} la décélération est exponentielle (*Fig. 3.6*). Afin de mieux étudier le second régime, des expériences avec une bille de verre ayant une vitesse initiale de $1,7$ m.s^{-1} ont été effectuées. A. Le Goff a constaté une décélération de la vitesse de la bille, suivie d'une oscillation amortie, et ce jusqu'à annulation définitive de la vitesse. Elle en a déduit que la mousse a un comportement non newtonien. Selon elle, les bulles de la mousse se comportent comme des ressorts qui, après avoir emmagasiné l'énergie, la libèrent et la transmettent aux billes. Dans ses travaux, A. Le Goff a également décrit la loi de comportement de la mousse durant les deux régimes. Une comparaison entre ses résultats expérimentaux et la simulation numérique a montré que le modèle reproduisait correctement la physique des expériences, malgré une sous-estimation de l'amplitude des oscillations (*Fig. 3.6, 3.7*).
Dans le cas de films de grande surface par rapport au diamètre de la bille qui les traverse, un phénomène de cicatrisation des films survient, après le passage de la bille. Anne Le Goff a réalisé des expériences avec des billes d'aluminium de diamètre compris entre $0,8$ et $1,6$ mm, qui sont lâchées sur ces films. Elles sont alors piégées par le film. Avec une vitesse plus grande, elle s'est rendu compte que les billes d'aluminium traversaient les films sans les éclater : c'est le phénomène de cicatrisation. Il s'explique par le fait qu'un film de savon est constitué de trois phases : une phase amphiphile encadrée de part et d'autre d'une phase hydrophile et d'une phase hydrophobe. Il existe un rayon de trou critique r_c en-dessous duquel le trou se refermera.

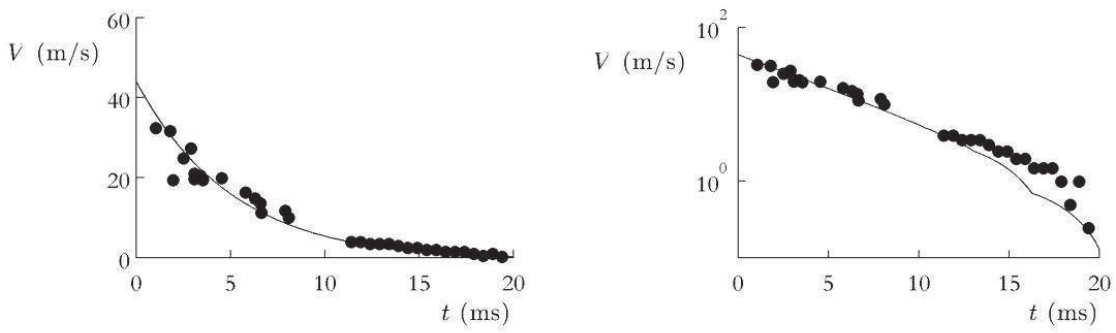


Figure 3.6 – Vitesse de la bille dans la mousse en fonction du temps. À gauche : échelle linéaire, à droite : échelle semi-logarithmique. Modèle numérique : traits pleins ; expériences : points [9].

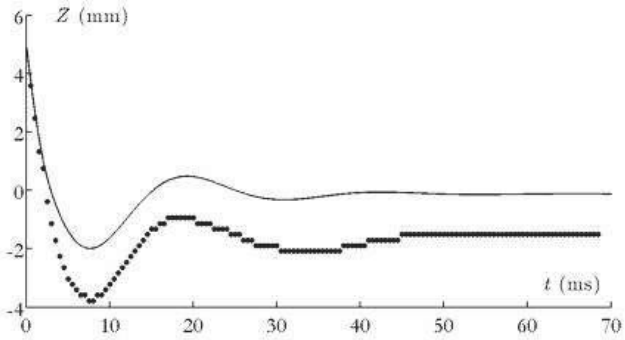


Figure 3.7 – Position de la bille dans la mousse en fonction du temps [9]. Modèle numérique : traits pleins et expériences : points

Ce rayon peut être déterminé par deux méthodes :

– un bilan d'énergie de surface donnant

$$r_c = \frac{K}{4\gamma e}$$

– un calcul de l'énergie de courbure générée par le trou qui conduit à :

$$r_c = \frac{\pi e}{2}$$

avec e l'épaisseur du film, K étant une constante ayant la dimension d'une énergie et γ la tension de surface.

Deux mécanismes de cicatrisation sont alors possibles. Dans le mécanisme de type endocytose, une vésicule de transport se forme à la surface du film, lors du passage de la bille, et entoure celle-ci. Avec le déplacement de la bille, la vésicule se détache du film, refermant ainsi le film et créant une bulle autour de la bille. Dans le mécanisme de la ligne triple, la bille est directement en contact avec le liquide sans être entourée d'une

bulle. Des ménisques se forment de part et d'autre de la bille et finissent par se rejoindre avec la descente de la bille, ce qui referme le film de savon. Les deux mécanismes sont schématisés sur la *Figure 3.8*.

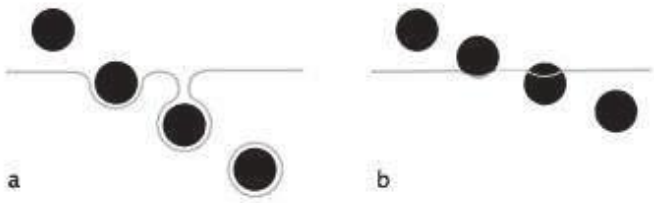


Figure 3.8 – Schéma des mécanismes de cicatrisation d'un film de savon : a. mécanisme de type endocytose, b. mécanisme de la ligne triple [9]

Afin de savoir lequel de ces deux cas se produit dans des conditions réelles, un lâcher de bille a été enregistré avec une caméra ultra-rapide. A. Le Goff a remarqué le pincement du canal vésiculaire, décrit dans le modèle endocytose, mais contrairement au modèle, seule une petite calotte d'air au sommet de la bille, est visible après la traversée du film. Le mécanisme réel est donc un régime intermédiaire entre les deux mécanismes de cicatrisation (cf. *Fig. 3.9*).

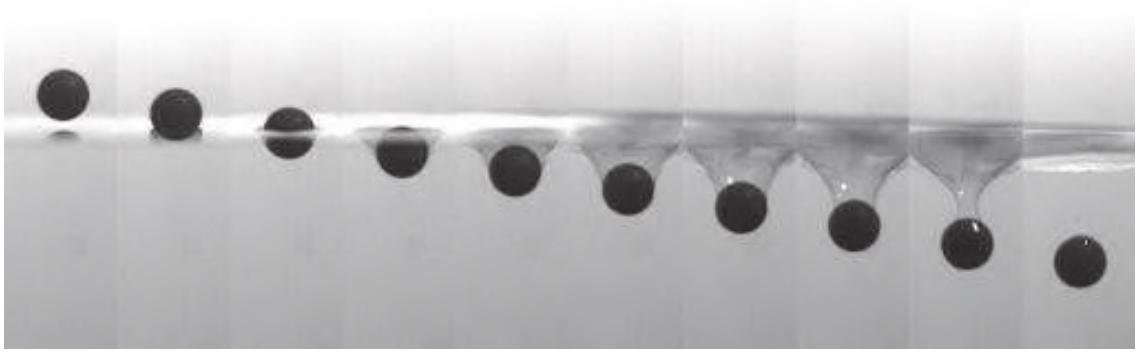


Figure 3.9 – Photographie de la traversée d'une bille de plastique de diamètre égal à $1,2$ mm au travers un film de savon [9]

Une mousse bambou est une mousse formée de films parallèles, comme le montre la *Figure 3.10 (a)*. Elle est générée dans un tube circulaire vertical et permet l'étude de la décélération de particules dans la mousse, dans le cas où le diamètre de la bille est très petit devant la surface des films. A. Le Goff a effectué un lâché de billes millimétriques à une hauteur h du premier film d'une mousse bambou [9]. En fonction de la nature des billes et de la mousse, elle a examiné dans quelles conditions la mousse piégeait la bille lâchée.

(a) Photographie de la mousse bambou

(b) Superposition d'images issues de la vidéo de la trajectoire d'une bille d'aluminium lâchée dans une mousse à structure cristalline

Figure 3.10 – Photographies des expériences de A. Le Goff dans des mousses monodisperses [9]

Elle s'est rendu compte que plus la vitesse initiale des billes est grande, plus le nombre de films traversés est important, mais que ce dernier est indépendant de la viscosité du liquide utilisé.
Pour finir, une étude sur une mousse à structure cristalline a été menée afin d'étudier l'effet de la courbure des films sur le comportement des billes (*Fig. 3.10 (b)*). Deux comportements distincts ont été observés : à de fortes vitesses initiales, les billes traversent le sommet des bulles. Par contre, à de faibles vitesses, les billes glissent le long des bulles. Plus la bulle est courbée, plus il est difficile pour la bille de la traverser. Elle a également remarqué qu'à chaque traversée, la bille est déviée, en plus d'être freinée.

E. Del Prete [2] s'est intéressée à la dispersion de particules micrométriques dans la mousse aqueuse. Dans un récipient parallélépipédique rempli de mousse, des particules ferriques de diamètre compris entre 1 et 6 μm ont été propulsées par une onde de choc générée par une faible charge explosive. Des aimants, collés sous le bac, permettaient de plaquer au fond du bac les particules freinées (*Fig.*3.11). Les résultats ont été observés après décantation de la mousse. Ils ont permis de conclure qu'une mousse de foisonnement faible (30) confinait mieux les particules qu'une mousse de foisonnement élevé (120). E. Del Prete a expliqué cette observation par la présence d'une quantité d'eau plus importante lorsque $F = 30$.

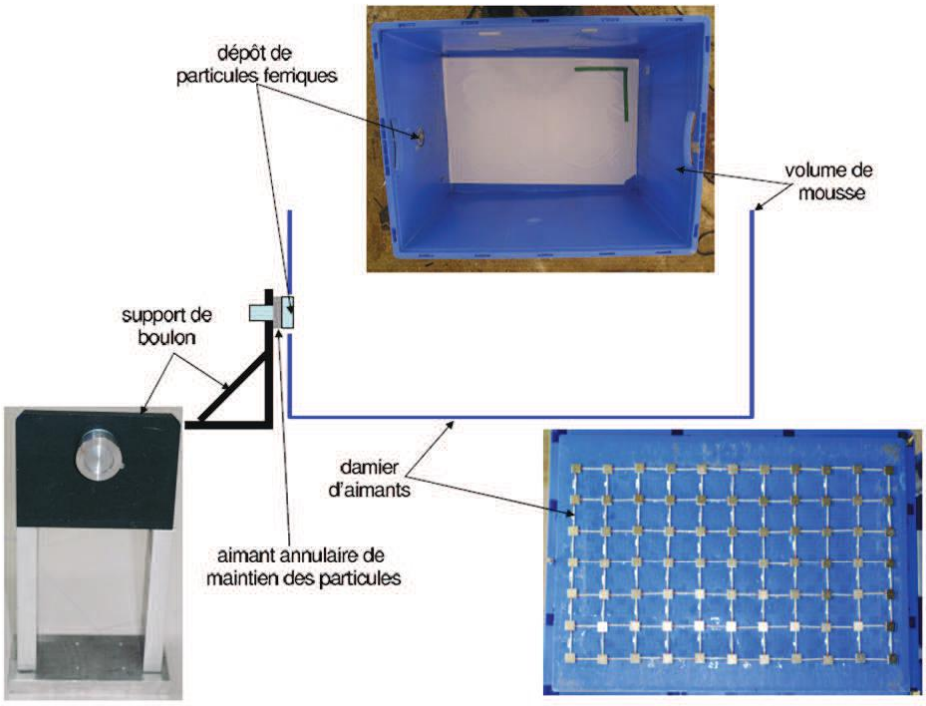


Figure 3.11 – Schéma de principe de l'expérience de projection de particules dans une mousse intègre [2]

Au cours de sa thèse, F. Ballanger [3] a réalisé au CEA Gramat une campagne expérimentale où une masse de 200 g de particules de tungstène a été dispersée, dans l'air, par une charge cylindrique de 44 g de V401 (cf. *Fig. 3.12*). Après détonation de la charge explosive, les particules dispersées ont été prélevées par six HVS, afin d'analyser, par la suite, la quantité de masse collectée et de déterminer l'efficacité de la mousse . Différentes tailles de confinements et deux foisonnements ont été testés afin de connaître l'influence de ces paramètres sur le taux de capture de particules par le confinement.
L'analyse des résultats issus de cette campagne a montré qu'avec un confinement aqueux, la masse de particules collectée sur les filtres était nettement plus faible. Selon la taille du confinement aqueux utilisé, le pourcentage de particules récoltées lors de l'essai par rapport à celles collectées lors d'un essai sans confinement, était compris entre 70 et 92 %. Néanmoins, la précision des résultats obtenus n'a pas permis de conclure quant à l'effet du foisonnement sur la capture de particules. De plus, le tungstène utilisé lors de cette campagne a été oxydé par combustion, biaisant la quantification des particules qui ont été récupérées sur les filtres et donc l'appréciation du taux de collecte qui en découle. En effet, la granulométrie, la géométrie et la masse volumique des particules ayant évolué après la détonation, la détermination, par la méthode PL de la fraction massique initialement dispersée n'a pas pu être effectuée. Enfin, les HVS utilisés ont rapidement été colmatés et, de ce fait, n'ont prélevé des particules que durant les premières minutes de l'essai. N'ayant

pas de suivi temporel de leurs débits, il a été impossible d'appliquer une correction vis-à-vis de la masse de particules qui aurait dû être prélevée afin d'obtenir la concentration initiale des particules dispersées lors de la détonation.

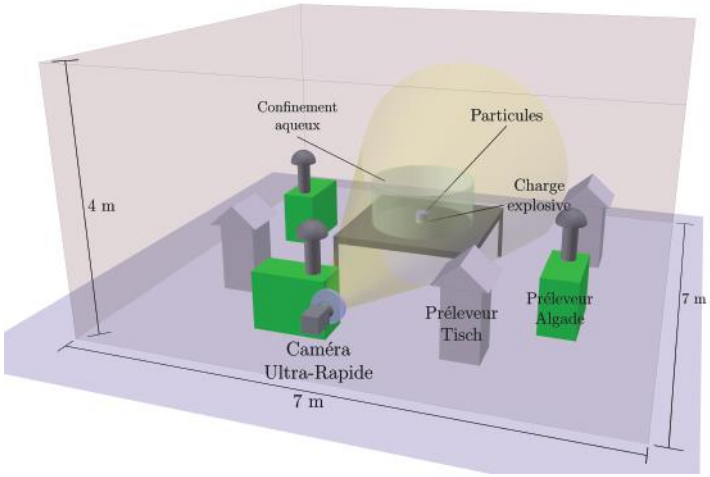


Figure 3.12 – Configuration de la campagne expérimentale de dispersion de particules menée par F. Ballanger [3]

Chapitre 4

Développement d'un modèle numérique de ralentissement dans l'air et la mousse de particules mises en vitesse par impulsion

Sommaire

4.1 Modélisation numérique du code LagFoam 62

4.1.1 Principe et structure du code 62

4.1.2 Modèle numérique 63

4.1.3 Schéma numérique 64

4.1.4 Conditions aux limites 65

4.1.5 Résolution du schéma lagrangien 66

4.1.6 Remaillage A.L.E. 66

4.2 Étude de la capacité de LagFoam à restituer le ralentissement de particules dans un cas classique 68

4.2.1 Description du montage 68

4.2.2 Analyse des résultats obtenus dans l'air et dans la mousse 71

4.2.3 Calibration, dans l'air et dans la mousse, du paramètre pilotant le transfert de quantité de mouvement entre les billes et le milieu de propagation 74

4.3 Vers une modélisation plus physique 77

4.3.1 Évolution du modèle numérique 77

4.3.2 Évolution du schéma numérique 78

4.3.3 Étude de la capacité de LagFoam à restituer dans l'air, avec une force de traînée dépendant du nombre de Reynolds particulaire, le ralentissement de particules millimétriques 78

4.4 Conclusions partielles 79

Le code lagrangien monodimensionnel diphasique de ralentissement de particules micrométriques dans les deux milieux que sont l'air et la mousse, aussi désigné par LagFoam, a été développé dans le but de décrire le comportement dynamique de ces particules dans les milieux considérés et d'en déduire des lois décrivant les transferts de quantité de mouvement entre les différentes phases en présence. Le modèle s'appuie sur le schéma de GLACE (Godunov method, Lagrangian and Conservative for the total Energy variable) développé par Maire *et al.* [84] et réadapté par Del Pino *et al.* [85] pour des problèmes hydrodynamiques et monophasiques. LagFoam permet de simuler le ralentissement d'une phase solide rigide dans un milieu considéré comme continu et homogène.
Dans ce chapitre, le modèle et les méthodes d'intégration du code LagFoam seront présentés dans un premier temps. Dans un second temps, la capacité de ce code à restituer le ralentissement de particules dans un cas classique sera démontrée, par le biais de l'analyse de résultats issus d'une campagne expérimentale. Pour terminer, l'évolution de la modélisation des interactions fluide-particules sera présentée et les résultats numériques ainsi obtenus seront comparés aux résultats d'une campagne expérimentale.

4.1 Modélisation numérique du code LagFoam

Les développements numériques effectués pour le code lagrangien LagFoam sont ici présentés.

4.1.1 Principe et structure du code

Le modèle numérique de LagFoam est basé sur le schéma de GLACE (*Godunov method, LAgrangian and Conservative for the total Energy variable*). Ce schéma a été étudié, dans un premier temps, par B. Desprès (solveur de Godunov acoustique en lagrangien) [86], étendu en 2D par C. Mazeran. Maire *et al.* [84] et G. Carré *et al.* [85] l'ont ensuite modifié et adapté au 3D. Sa construction s'appuie sur la discrétisation de l'opérateur gradient compatible avec la discrétisation de l'opérateur divergence, et sur une généralisation nodale des formules qui caractérisent un solveur de Riemann approché (Solveur de Godunov en $1D$). Le système d'équations à résoudre n'est autre que la formulation lagrangienne des équations d'Euler. La formulation de ce modèle est fournie en Annexe A.

Nous avons modifié ce schéma afin de prendre en compte une seconde phase, solide, et la formulation de son interaction avec la phase fluide. Cette prise en compte a été réalisée en insérant un couplage fluide-solide par le biais d'un terme de frottement $\nu \geq 0$. Le milieu a été considéré comme étant continu et homogène. Pour tout temps $t \geq 0$, le fluide occupe le domaine $\Omega_f(t) \subset \mathbb{R}^d$.

4.1.2 Modèle numérique

Le fluide satisfait aux équations d'Euler compressibles suivantes :

$$\begin{cases} \rho_f D_t \tau_f = \nabla \cdot \mathbf{u}_f, \\ \rho_f D_t \mathbf{u}_f = -\nabla p_f + \mathbf{1}_{\Omega_s} \rho_f \nu (\mathbf{u}_s - \mathbf{u}_f), \\ \rho_f D_t E_f = -\nabla \cdot (p_f \mathbf{u}_f) + \mathbf{1}_{\Omega_s} \rho_f \nu \mathbf{u}_f^T (\mathbf{u}_s - \mathbf{u}_f), \end{cases} \tag{4.1}$$

et la dynamique du solide rigide s'écrit :

$$\begin{cases} M_s \mathbf{u}_s' = \int_{\Omega_s} \rho_f \nu (\mathbf{u}_f - \mathbf{u}_s), \\ M_s \epsilon_s' = \int_{\Omega_s} \rho_f \nu \|\mathbf{u}_f - \mathbf{u}_s\|^2. \end{cases} \tag{4.2}$$

avec $\mathbf{u}_s' = \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t}$, ρ_f la densité de masse du fluide et $\tau_f = \rho_f^{-1}$ son volume spécifique. $\mathbf{u}_f$ et E_f sont respectivement sa vitesse et sa densité d'énergie totale. On note $\epsilon_f = E_f - \frac{1}{2}\|\mathbf{u}_f\|^2$ la densité d'énergie interne du fluide, de sorte que sa pression p_f est donnée par la loi d'état $p_f = p_f(\rho_f, \epsilon_f)$. De même, $\epsilon_s = E_s - \frac{1}{2}\|\mathbf{u}_s\|^2$. Par ailleurs, la dérivée lagrangienne est définie par $D_t = \partial_t + \mathbf{u}_f \cdot \nabla$.
La masse du solide $M_s \geq 0$ est constante et l'hypothèse d'incompressibilité du solide impose également que le volume occupé par le solide $V_s = |\Omega_s|$ soit constant. On peut alors définir la densité du solide par $\rho_s = \frac{M_s}{V_s}$. La vitesse du solide est notée $\mathbf{u}_s$.
On utilise la fonction caractéristique du domaine solide $\mathbf{1}_{\Omega_s}$ qui est définie par :

$$\mathbf{1}_{\Omega_s}(\mathbf{x}) = \begin{cases} 1 \text{ si } \mathbf{x} \in \Omega_s, \\ 0 \text{ sinon.} \end{cases}$$

Notre modélisation étant unidimensionnelle, le mouvement de corps rigide se résume à une vitesse de translation. La vitesse du solide $\mathbf{u}_s$ est donc uniforme dans le solide et on prendra $\forall t \geq 0, \forall \mathbf{x} \in \Omega_s,\ \mathbf{u_s}(\mathbf{x}, t) = \mathbf{u_s}(t)$ dans ce modèle.
Il est important et nécessaire d'assurer et de vérifier certaines propriétés d'un modèle

numérique. Ce modèle est conservatif en masse et invariant par changement de repère Galiléen. La démonstration de ces assertions est présentée en annexe D.

4.1.3 Schéma numérique

La discrétisation du modèle est décrite par les équations (4.3)–(4.4). En faisant l'hypothèse qu'en début de pas de temps, chaque maille du maillage fluide $\mathcal{M}$ est soit contenue dans $\Omega_s \subset \Omega_f$, soit contenue dans $\Omega_f \setminus \Omega_s$ (une maille ne chevauche pas l'interface du solide), le schéma numérique choisi s'écrit dans toute maille j :

$$\begin{cases} \rho_j^{n+1} & = \frac{M_j}{V_j^{n+1}} \\ \tau_j^{n+1} & = \tau_j^n + \frac{\Delta t}{m_j} \sum_r \mathbf{C}_{jr} \cdot \mathbf{u}_r, \\ \mathbf{u}_j^{n+1} & = \mathbf{u}_j^n + \frac{\Delta t}{m_j} \left(- \sum_r \mathbf{F}_{jr} + \mathbf{1}_{j \subset \Omega_s} \nu \left\| \mathbf{u}_s^n - \mathbf{u}_j^n \right\| (\mathbf{u}_s^{n+1} - \mathbf{u}_j^{n+1}) \right), \\ E_j^{n+1} & = E_j^n + \frac{\Delta t}{m_j} \left(- \sum_r \mathbf{F}_{jr} \cdot \mathbf{u}_r + \mathbf{1}_{j \subset \Omega_s} \sum_r \rho_r \nu \ \mathbf{u}_r^T B_{jr} (\mathbf{u}_s^{n+1} - \mathbf{u}_j^{n+1}) \right), \end{cases} \tag{4.3}$$

et la dynamique du solide est discrétisée par :

$$\begin{cases} \mathbf{u}_s^{n+1} & = \mathbf{u}_s^n + \frac{\Delta t}{M_s} \sum_{j \in \mathcal{M} \cap \Omega_s} \sum_r \rho_r \nu B_{jr} (\mathbf{u}_j^{n+1} - \mathbf{u}_s^{n+1}), \\ \epsilon_s^{n+1} & = \epsilon_s^n + \frac{\Delta t}{M_s} \sum_{j \in \mathcal{M} \cap \Omega_s} \sum_r \rho_r \nu \ \left(\mathbf{u}_r - \frac{\mathbf{u}_s^{n+1} + \mathbf{u}_s^n}{2} \right)^T B_{jr} (\mathbf{u}_j^{n+1} - \mathbf{u}_s^{n+1}) \end{cases} \tag{4.4}$$

les flux $\mathbf{F}_{jr}$ et $\mathbf{u}_r$ étant tirés de l'équation de l'invariant acoustique de Godunov et définis par

$$\begin{cases} \mathbf{F}_{jr} & = \mathbf{C}_{jr} p_j + A_{jr} (\mathbf{u}_j^n - \mathbf{u}_r) + \mathbf{1}_{j \subset \Omega_s} \rho_r \nu B_{jr} (\mathbf{u}_s^n - \mathbf{u}_r), \\ \text{et } \sum_j \mathbf{F}_{jr} & = \mathbf{0}, \end{cases} \tag{4.5}$$

c'est-à-dire pour $\mathbf{u}_r$

$$\mathbf{u}_r \ = \frac{\sum_j (\mathbf{C}_{jr} p_j + A_{jr} \mathbf{u}_j^n + \mathbf{1}_{j \subset \Omega_s} \rho_r \nu B_{jr} \mathbf{u}_s^n)}{\sum_j (A_{jr} + \mathbf{1}_{j \subset \Omega_s} \rho_r \nu B_{jr})} \tag{4.6}$$

où on a noté $\mathbf{1}_{j \subset \Omega_s}$ la fonction qui vaut 1 si $j \subset \Omega_s$ et 0 sinon. m_j est la masse de la maille j. Les matrices A_{jr} sont symétriques positives de rang plus grand que 1 et proportionnelles à $\rho_j c_j$, c_j désignant la vitesse du son. Les matrices B_{jr} sont symétriques définies positives et vérifient $\sum_r B_{jr} = V_j I_d$. Ici, cela revient à $B_{jr} = \frac{1}{2} V_j$. Enfin, les

sommets du maillage sont déplacés aux nouvelles coordonnées :

$$\mathbf{x}_r^{n+1} = \mathbf{x}_r^n + \Delta t \ \mathbf{u}_r \tag{4.7}$$

Comme pour le modèle, le schéma numérique défini par (4.3)–(4.6) est conservatif en masse et en volume pour le fluide et le solide, mais aussi pour la somme de leurs impulsions et pour la somme de leurs énergies totales. Il est invariant par changement de repère Galiléen. Ces assertions sont également démontrées en annexe D.
Afin de s'assurer de la stabilité du modèle, la condition C.F.L suivante a été imposée : $c_j \frac{\Delta t}{\Delta x} \leq 1$.
La loi utilisée ici pour définir la pression du fluide est la loi du gaz parfait. On a donc

$$p_f = (\gamma - 1)\rho_f \epsilon_f \tag{4.8}$$

$$c_f = \sqrt{\frac{\gamma p_f}{\rho_f}} \tag{4.9}$$

avec γ_f le coefficient polytropique du fluide et c_f la célérité du son dans le fluide.

4.1.4 Conditions aux limites

Des conditions doivent être imposées aux première et dernière mailles du domaine considéré. Ces conditions peuvent être de deux sortes : soit on impose le déplacement, soit on impose une force. Ceci revient, dans notre cas, à imposer une vitesse, qui dépend ou non d'une pression donnée, aux sommets extérieurs de ces deux mailles .
Dans le cas où on impose le déplacement, il suffit de définir la vitesse $\mathbf{u}_r(j = 1) = \mathbf{u}_1$ et $\mathbf{u}_r(j = n) = \mathbf{u}_2$ où $\mathbf{u}_1$ et $\mathbf{u}_2$ sont données.
Supposons maintenant qu'une pression extérieure P_{ext} est imposée au nœud r. La somme des forces est nulle autour de ce nœud et on a :

$$\sum_j C_{jr} p_{jr} + (-\sum_j C_{jr}) P_{ext} = 0 \tag{4.10}$$

$(-\sum_j C_{jr})$ représente la surface au nœud r où s'exerce cette pression. On a donc $\sum_j C_{jr} \neq 0$ pour ce nœud. De ce fait, dans la résolution de $\mathbf{u}_r$, on change le second membre pour les conditions aux limites :

$$\widetilde{b_r} = b_r - \sum_j C_{jr} P_{ext} \tag{4.11}$$

4.1.5 Résolution du schéma lagrangien

La résolution de ce schéma numérique se décline dans cet ordre :

- détermination de $\mathbf{u}_r^{n+1}$ et p_{jr}^{n+1} en utilisant (4.5)-(4.6),
- mise à jour des vitesses et énergies totales,
- déplacement des noeuds $\mathbf{x}_r^{n+1} = \mathbf{x}_r^n + \Delta t\ \mathbf{u}_r$,
- mise à jour de la nouvelle densité à partir du nouveau volume $V_j^{k+1} = f(x_r^{k+1})$ et $\rho_j^{k+1} = \frac{M_j}{V_j^{k+1}}$.

4.1.6 Remaillage A.L.E.

Notre modèle numérique suppose qu'un solide est complètement délimité par une extrémité de maille. La méthode Arbitrairement Lagrangienne Eulérienne (A.L.E.) nous permet de respecter cette condition. Elle permet de résoudre des équations en prenant en compte la déformation que subit le domaine au cours du temps afin de recréer, à chaque pas de temps, un maillage qui minimise les distorsions ou discontinuités de maille [87]. Dans notre cas, un remaillage A.L.E. est nécessaire du fait que $\mathbf{u_s} \neq \mathbf{u}_f$. On veut donc qu'à chaque pas de temps, les extrémités du solide coïncident avec des extrémités de mailles. La résolution se fait donc en trois étapes :

- une étape lagrangienne : schéma numérique,
- une actualisation de maillage,
- la projection des variables inhérentes au fluide sur le nouveau maillage, de manière conservative.

L'étape lagrangienne est détaillée en partie 4.1.4. L'actualisation du maillage A.L.E M_{ALE} se fait par le calcul direct des positions des nœuds du maillage A.L.E par une approche géométrique. Elle est réalisée en deux temps : premièrement, on détecte le point du maillage lagrangien M_{LAG} le plus proche de l'extrémité du solide et on le ramène sur cette extrémité. Cela est à faire pour les deux extrémités du solide. Deuxièmement, on effectue un lissage uniforme du maillage en trois zones différentes : avant le solide, à l'intérieur du solide et après le solide.
On aura donc trois longueurs différentes de mailles, selon la zone où l'on se trouve (*Fig. 4.1*).

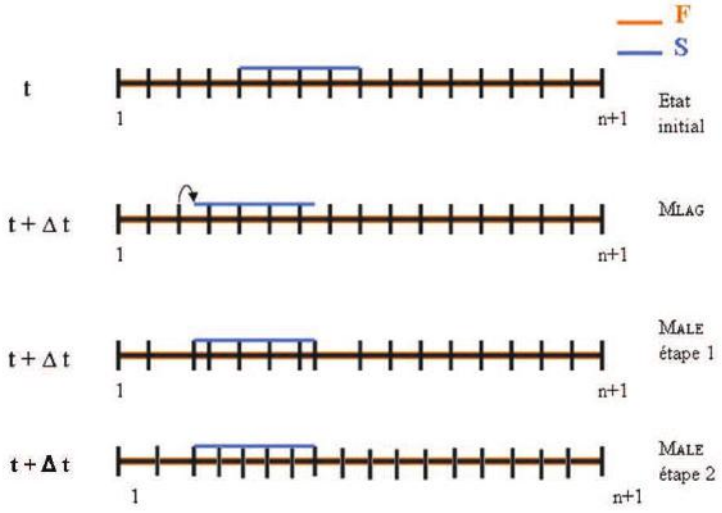


Figure 4.1 – Schéma des différentes étapes du remaillage A.L.E

Le transport des variables d'état du fluide sur le nouveau maillage dans la direction $\mathbf{n}$ est réalisé en résolvant l'équation suivante :

$$\frac{d}{dt}\int_j \phi = \pm \int_{\partial_j} \phi \mathbf{u}_{M_{ALE}} \mathbf{n} \quad \text{avec} \quad \phi = \begin{cases} \rho \\ \rho \mathbf{u} \\ \rho E \end{cases} \tag{4.12}$$

Le calcul se déroule en deux temps. On a tout d'abord le calcul des flux de masse, de quantité de mouvement et d'énergie advectés, puis le calcul des différentes variables advectées. On s'assure d'avoir des flux nuls à l'entrée de la première maille et à la sortie de la dernière afin de garantir la conservation des variables advectées.

4.2 Étude de la capacité de LagFoam à restituer le ralentissement de particules dans un cas classique

La littérature ouverte regorge d'études du ralentissement, dans l'air, de billes ou de lits de billes de verre millimétriques. Plusieurs lois, dont certaines sont empiriques, ont d'ailleurs déjà été formulées et certaines d'entre elles sont relatées dans la section 3.2. Dans le but de vérifier la capacité de LagFoam à restituer le ralentissement de particules dans un cas classique, une campagne expérimentale mettant en jeu l'envol et le ralentissement de billes de verre millimétriques dans l'air et dans la mousse, à la sortie d'un tube à choc, a été effectuée. Les résultats de cette campagne seront présentés, avant d'être comparés avec ceux issus de la simulation numérique réalisée avec le code LagFoam.

4.2.1 Description du montage

Le tube à choc utilisé ici est en acier inoxydable et présente une section circulaire de 50 mm de diamètre. Il est long de 590 mm, avec un compartiment HP mesurant 390 mm et un compartiment BP de 200 mm (*cf. Fig. 4.2*). Les deux compartiments HP et BP sont séparés par une membrane en mylar de 50 μm d'épaisseur. L'air comprimé arrive d'un réservoir (10 bar) dans l'enceinte HP, jusqu'à la rupture de la membrane. Cela crée, en aval, une onde de choc, et un flux d'air en sortie du tube à choc. La membrane se rompt à une pression de $3,8$ bar, ce qui garantit des conditions initiales identiques quel que soit l'essai effectué, et notamment une onde de choc progressant à un nombre de Mach de $\mathrm{M} = 1,4$ en sortie du tube. Quatre capteurs de pression, dont le premier sert au déclenchement de la caméra, sont disposés avec un espacement de 40 mm dans le compartiment BP. Les signaux de pression sont enregistrés sur un oscilloscope.
Une chambre d'essai rectangulaire, de base carrée mesurant 25 x 25 cm^2, est placée en sortie de tube afin de protéger le matériel de mesure. Elle sert également, si besoin, de réservoir pour les essais faisant intervenir la mousse.
Un sabot cylindrique, de 32 mm de hauteur et de $49,8$ mm de diamètre, est positionné sur la membrane, en partie BP. Un épaulement de 2 mm de profondeur est laissé sur sa partie supérieure afin d'y déposer la couche de billes, ainsi qu'un évidement conique sur sa face arrière afin de minimiser son poids et augmenter sa vitesse (*cf. Fig. 4.3*). Il est confectionné en plastique par fabrication additive. Lors de la rupture de la membrane, le flux d'air mis en place derrière l'onde de choc propulse le sabot.

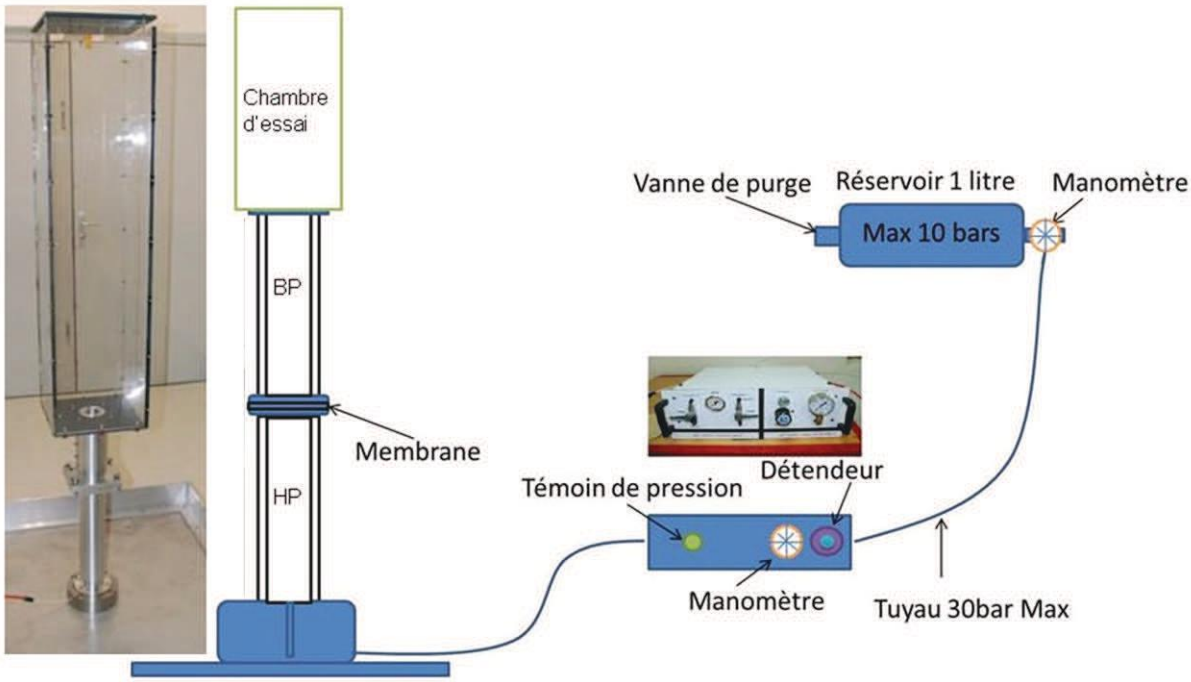


Figure 4.2 – Schéma et photographies du tube à choc utilisé

Une bague métallique fixée en sortie de tube fait office d'arrêtoir. Les billes continuent leur progression dans la chambre d'expérience. La bague est découplée mécaniquement du tube à choc par 3 couches de lamelles de caoutchouc afin d'amortir le choc que subit le sabot (*cf. Fig. 4.4*). Avec ce dispositif, un sabot permet de réaliser 2 à 3 essais avant de se rompre, suite aux allers-retours d'ondes dégradant ses caractéristiques mécaniques. Afin de permettre au flux d'air situé derrière le sabot de s'échapper, le dernier capteur de pression placé dans la partie BP a été enlevé afin de former un évent. Un calcul analytique de la vitesse théorique atteinte par le sabot a été effectué afin de déterminer la masse de celui-ci. Différents essais ont ensuite été réalisés pour figer son design.

(a) Vues face arrière (b) Vue face avant

Figure 4.3 – Photographies des sabots utilisés

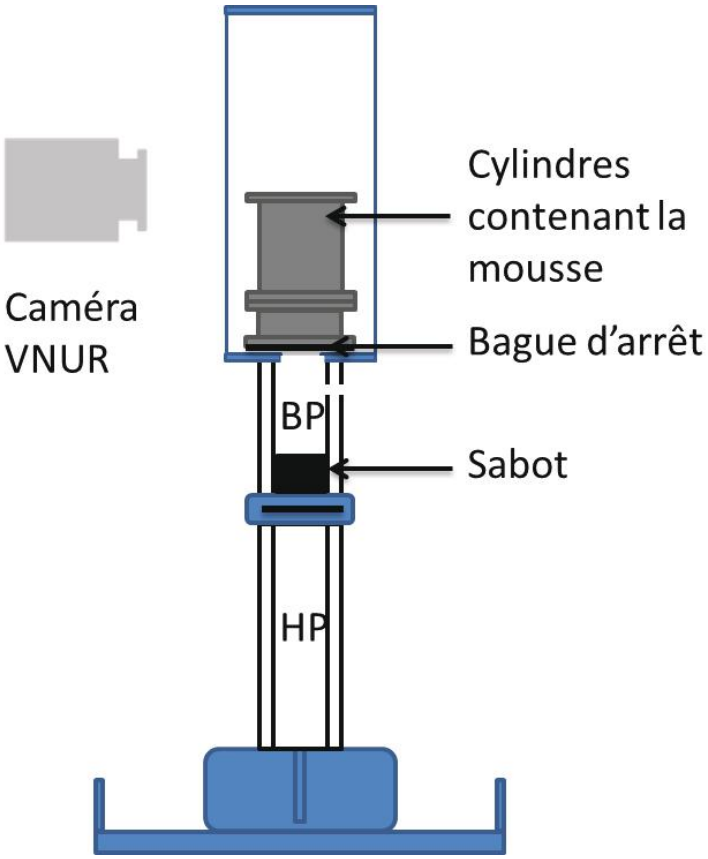
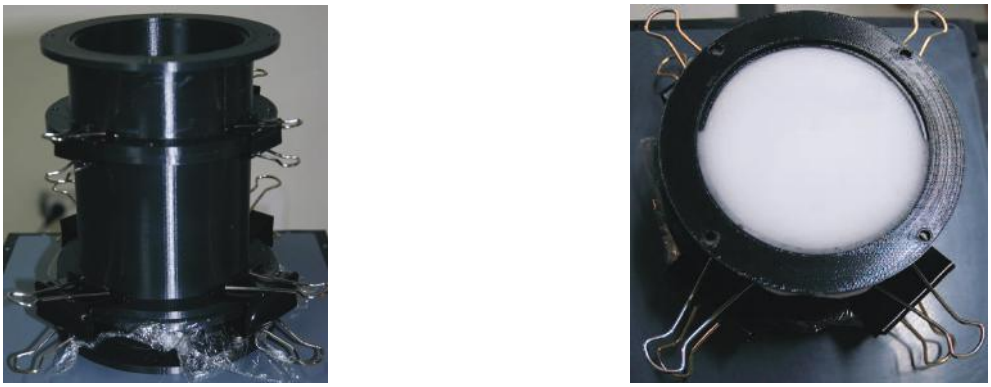


Figure 4.4 – Schéma de la configuration expérimentale et photographie de la bague d'arrêt



(a) Superposition des cylindres (b) Cylindre rempli de mousse

Figure 4.5 – Photographies de la configuration pour les essais effectués dans la mousse

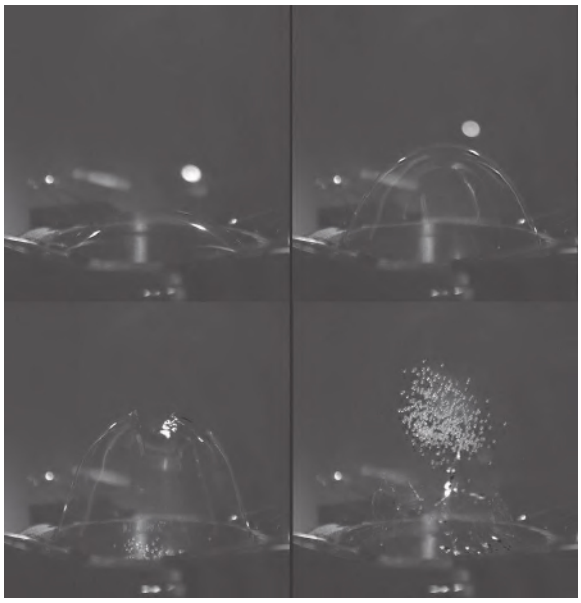
Des cylindres en plastique de différentes hauteurs sont positionnés en sortie du tube, afin de contenir la mousse (*cf. Fig. 4.5*). Chaque cylindre a un diamètre intérieur de 100 mm. Des rainures usinées sur chacun d'eux permettent de les emboîter deux à deux. Des pinces bloquent leur translation verticale. Le premier cylindre que l'on positionne en sortie de tube a une hauteur de 25 mm. Au débouché de ce cylindre rempli d'air, les billes ont atteint une vitesse moyenne de 45 m$\cdot s^{-1}$. Pour des essais avec de la mousse, des cylindres de 50 et 100 mm de hauteur peuvent être empilés sur le précédent. Ce dispositif permet

d'expérimenter des hauteurs de mousse h_m variant de 50 à 600 mm. Entre le premier et le deuxième cylindre, un film plastique est apposé afin de contenir la mousse dans les cylindres supérieurs. Dans la suite de l'étude, pour des raisons pratiques, on parlera de hauteur de mousse h_m plutôt que de volume de mousse. Les volumes correspondant aux différentes hauteurs sont référencés en annexe C.

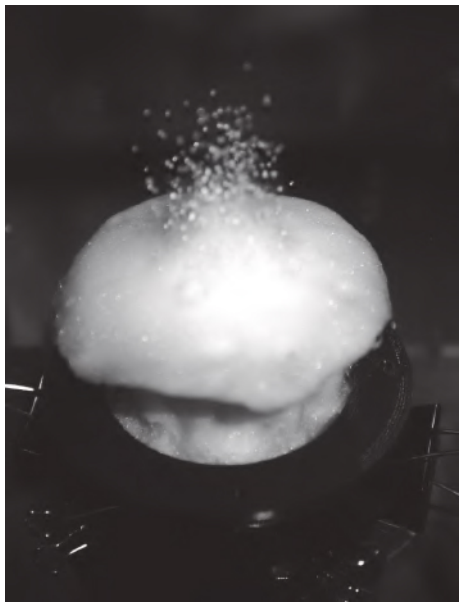
Le générateur de mousse utilisé ici est le générateur CEA/Marcoule (cf. § 2.2.4). Ce générateur produit, en quelques minutes, plusieurs litres de mousse d'un foisonnement pouvant varier de 30 à 80 de manière répétitive. La pompe péristaltique utilisée ici pour injecter le liquide dans le mélangeur est une Verder Vantage 3000. Elle donne accès à une gamme élargie de débit (entre $0,1$ et 50 $L{\cdot}h^{-1}$) et conduit à une injection du fluide très peu 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. Lors de cette campagne, une mousse de foisonnement 60 a été générée. Elle est déposée dans les cylindres une fois les particules positionnées en partie BP du tube, sur le canon. Un bac de rétention est placé sous le tube à choc afin de contenir la mousse lors du nettoyage de l'installation.
Les particules utilisées sont des billes de verre de $D_{pm} = 1,5$ mm. La mesure de vitesse de ces billes, aussi bien dans l'air qu'en sortie de la mousse (*Fig. 4.6*), a été réalisée grâce à une caméra ultra-rapide PHOTRON, ayant une fréquence moyenne de 15000 ips, couplée à une mire (*cf. Fig. 5.3*) et à un projecteur éclairant la zone de visualisation. Une série de 25 essais a été réalisée.

4.2.2 Analyse des résultats obtenus dans l'air et dans la mousse

La *Figure 4.6* montre la progression des billes de verre, après la rupture du film plastique, dans l'air et à la sortie d'un cylindre de mousse. Comme l'illustrent les quatre images successives (*cf. Fig. 4.6 (a)*), le film plastique, situé à l'extrémité du premier cylindre s'étire avant de se rompre, sous la pression de l'air contenu dans la partie BP et comprimé par l'arrivée du sabot. Les billes sont mises en mouvement plus lentement, ce qui permet de s'assurer de la rupture du film avant leur passage. Elles se dispersent sous la forme d'un nuage dilué de billes. La forme de ce nuage, différant spatialement de celui décrit par Rogue dans ses travaux [8], est directement lié au dispositif de propulsion des billes. Lors de l'impact du sabot sur la bague d'arrêt, les billes ne sont pas toutes mises en mouvement en même temps, donnant une propagation sous la forme d'un nuage plutôt que d'une couche homogène de billes.



(a) Photographie de la rupture du film plastique avant l'arrivée des billes



(b) Photographie de la sortie des billes de la mousse

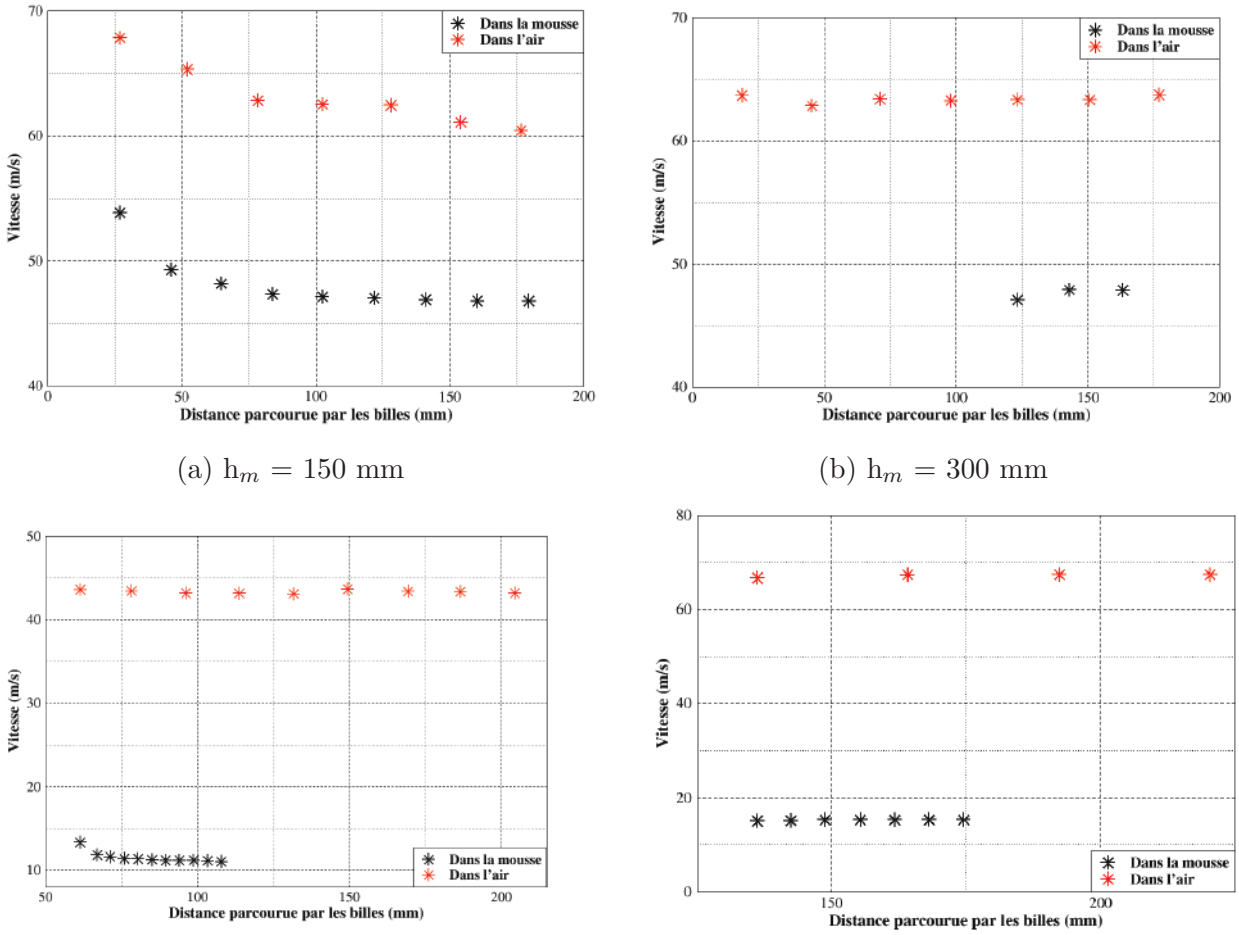
Figure 4.6 – Photographies de l'envol de billes dans l'air et dans la mousse

Figure 4.7 – Photographie de la sortie de billes de verre de la surface libre de la mousse

Dans la mousse, cette répartition spatiale ne semble pas être fortement modifiée. Quelques billes sortent plus rapidement de la surface libre de la mousse. Cette dernière a également une vitesse non-nulle, de l'ordre de 2 à 3 $m{\cdot}s^{-1}$, du fait de la déformation du film plastique. Il est à noter que l'erreur expérimentale sur la vitesse du nuage de billes, induite par le protocole de mise en vitesse et le moyen de mesure, est de l'ordre de 15 $m{\cdot}s^{-1}$.

Les cellules de mousse ayant un diamètre moyen de l'ordre de $0,1$ à 1 mm, la surface de contact entre elles et les billes est plus importante que la surface d'un film d'une cellule. Les billes seront donc en contact, lors de leur traversée de la mousse, avec le liquide contenu dans la mousse, essentiellement dans ses nœuds. Cela permettra leur ralentissement. On remarque d'ailleurs, sur la *Figure 4.7* que les billes sortent de la mousse en emportant des cellules.

La *Figure 4.8* montre la comparaison entre la vitesse des billes dans l'air et à la sortie de la mousse pour h_m compris entre 150 et 600 mm. Les vitesses mesurées à la sortie de la mousse et dans l'air ont été comparées, pour un champ d'observation de la caméra donné, c'est-à dire pour une distance parcourue par les billes identique. Notons toutefois que ces vitesses ont été mesurées à des instants différents selon le milieu considéré. En effet, les billes ayant une vitesse plus élevée dans l'air, elles arrivent plus rapidement dans le champ de visualisation que les billes qui traversent la mousse. A titre d'exemple, la première mesure de vitesse, présentée en *Figure 4.8*, a été enregistrée à $12,5$ ms dans l'air contre $19,6$ ms dans la mousse. Par contre, ces deux mesures ont été réalisées pour une distance parcourue de 474 mm. L'origine des temps est pris égal au débouché des billes du tube à choc. Dans l'air, la vitesse initiale du nuage de billes est compris entre 70 et 43 $m{\cdot}s^{-1}$, en fonction du sabot utilisé et de son état de surface. Du fait de l'inertie de ce nuage et de la faible durée d'enregistrement, sa décélération dans l'air n'est pas toujours visible (*cf. Fig. 4.8 (a)*). Quelle que soit la hauteur de mousse h_m considérée, la vitesse des billes après la traversée de la mousse est notablement plus faible que celle mesurée dans l'air. La différence de vitesse des billes, à un point donné, dans l'air et à la sortie de la mousse augmente avec h_m, non linéairement. Ainsi, pour $h_m = 150$ mm, la vitesse du nuage de billes est réduite de 20 % tandis que pour $h_m = 600$ mm, elle est réduite de 76 %, soit en ajoutant $3,5$ dm^3 de mousse. La mousse influence donc notablement la dynamique de particules millimétriques, même avec de faibles quantités mises en jeu.



(a) $h_m = 150$ mm

(b) $h_m = 300$ mm

(c) $h_m = 450$ mm

(d) $h_m = 600$ mm

Figure 4.8 – Comparaison entre la vitesse des billes dans l'air et celle à la sortie de la mousse, pour différentes hauteurs de mousse

4.2.3 Calibration, dans l'air et dans la mousse, du paramètre pilotant le transfert de quantité de mouvement entre les billes et le milieu de propagation

Afin de permettre une restitution du ralentissement, dans l'air et dans la mousse, de la vitesse de billes millimétriques par le code LagFoam, la calibration du paramètre ν (terme de frottement) a été effectuée, en prenant en considération les différents essais réalisés lors de la campagne en tube à choc. Cette calibration a permis de déterminer deux valeurs de ν, selon le milieu dans lequel les billes sont dispersées. Plus précisément, sans confinement aqueux, ν est pris égal à $0,045$ et, avec un confinement aqueux, il vaut $0,67$.
La *Figure 4.9* présente la vitesse mesurée du nuage de billes et celle obtenue avec le code LagFoam, pour deux essais réalisés avec le même sabot. LagFoam restitue correctement la vitesse et la chronométrie liées à la progression des billes dans l'air.

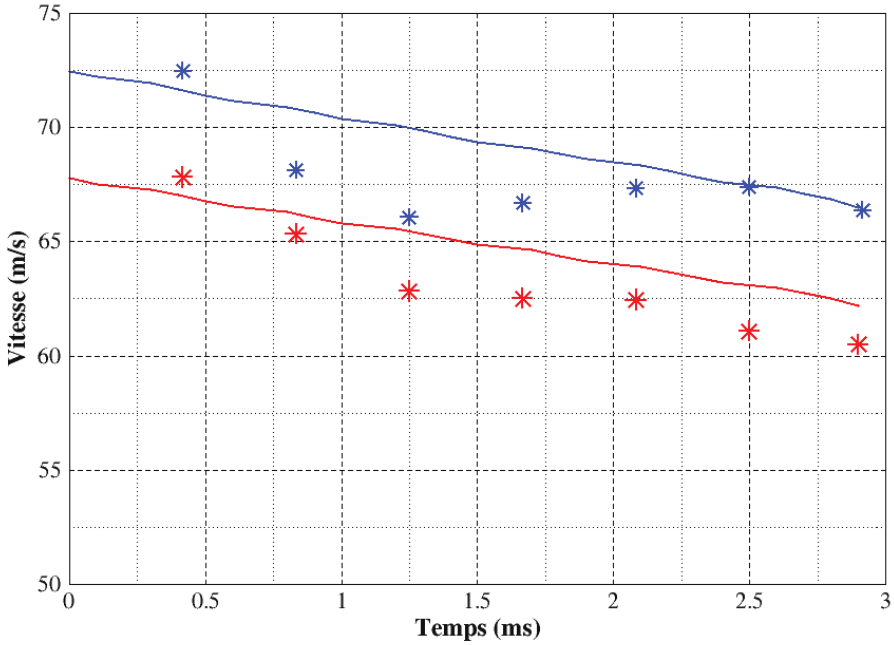


Figure 4.9 – Comparaison entre les résultats expérimentaux (étoiles) et la simulation numérique (traits pleins) pour deux essais réalisés dans l'air avec le même sabot ($\nu = 0,045$)

En effet on obtient un écart-type moyen de l'ordre de $2,2$, acceptable au vu de l'erreur de mesure expérimentale.
La calibration de ν dans la mousse a été effectuée par dichotomie. Pour $\nu = 0,67$, une bonne corrélation a été déterminée entre résultats expérimentaux et résultats numériques. Premièrement, les temps de sortie des billes hors de la mousse, obtenus avec le code LagFoam, sont relativement similaires à ceux obtenus durant la campagne expérimentale (*cf. Tableau 4.1*). On observe un écart-type inférieur à 1 ms.

Distance parcourue (mm)	Simulation (ms)	Expérience (ms)
150	2,5	2,9
300	6,1	7,4
450	14,9	15,3
600	19	19,6

Tableau 4.1 – Tableau de la chronométrie de la sortie des billes de différents volumes de mousse, dans le cas du code numérique et de la campagne expérimentale

Deuxièmement, les vitesses de billes en sortie de la mousse, mesurées et calculées, sont également cohérentes (cf. *Fig. 4.10*). À partir de la vitesse des billes mesurée à l'entrée de la mousse, le code LagFoam restitue correctement la vitesse de sortie des billes quels que soient le volume de mousse et la vitesse initiale (à l'entrée de la mousse) des billes

considérés, avec un écart maximal de 10 m.s^{-1} (i.e 20 %) pour h_m = 300 mm. Cet écart peut s'expliquer par le fait que lors de cet essai, le champ de visualisation a été mal paramétré. De ce fait, une incertitude plus importante entache les mesures prises dans l'air et dans la mousse. De plus, les erreurs de mesure et de répétabilité de ce protocole ne sont que partiellement maîtrisées. Notamment, du fait de leur usure, plusieurs sabots ont été utilisés lors de cette campagne. La répétabilité de la mise en vitesse des billes n'a été validée que pour des essais réalisés avec le même sabot, les vitesses obtenues avec différents sabots pouvant varier de façon très significative [88].

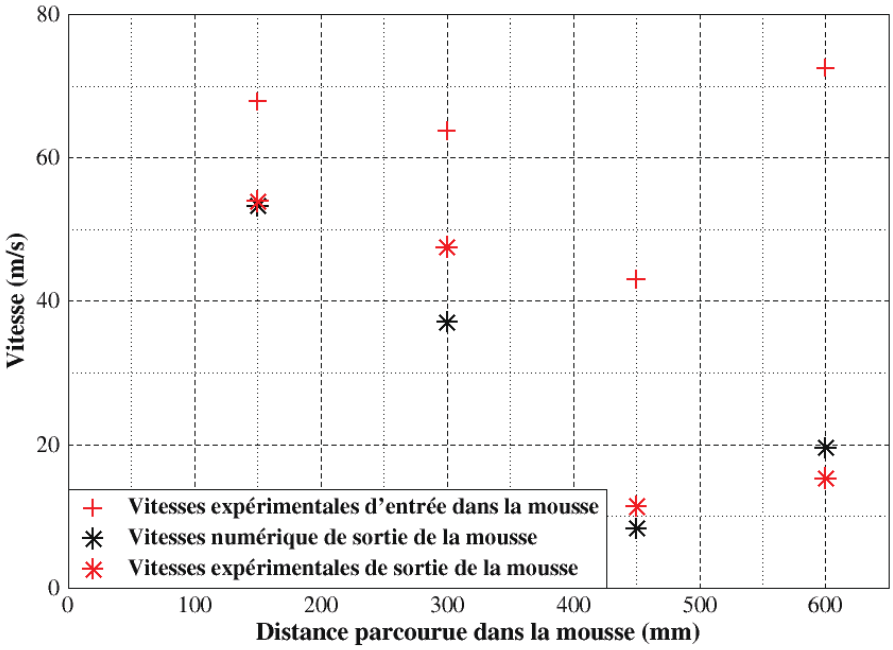


Figure 4.10 – Vitesses d'entrée et de sortie de la mousse expérimentales et numériques, en fonction de la distance parcourue dans la mousse

Les comparaisons effectuées ainsi que la détermination d'une valeur de ν indépendante de h_m permettent d'affirmer que les billes utilisées voient la mousse comme un milieu homogène. Cela est probablement dû au fait que le diamètre des billes (1, 5 mm) est supérieur à celui des cellules de mousse (de 0, 1 à 1 mm). Il est important de souligner également que l'on a un facteur 10 entre la valeur de ν dans l'air et celle obtenue dans la mousse, ce qui nous donne une première estimation du caractère atténuateur de la mousse sur la vitesse de particules millimétriques.

4.3 Vers une modélisation plus physique

Il est important, plus particulièrement pour la mousse, de rattacher la modélisation numérique à des caractéristiques et paramètres physiques, afin de mettre en évidence leur influence sur l'interaction entre les particules et le milieu considéré. En effet, l'étape suivante étant de modéliser numériquement l'interaction particules/air et particules/mousse pour des granulométries bien plus fines (micrométriques), l'utilisation d'un coefficient global de frottement, indépendant des différents paramètres physiques utilisés expérimentalement, ne suffira pas à la restitution de ces interactions. Le passage de ν à une force de traînée dépendant du C_d fera donc l'objet de cette section, suivi d'une comparaison entre les résultats expérimentaux présentés précédemment et les nouveaux résultats numériques, dans l'air.

4.3.1 Évolution du modèle numérique

En introduisant la force de traînée F_p, le fluide satisfait aux équations d'Euler compressibles suivantes :

$$\begin{cases} \rho_f D_t \tau_f = \nabla \cdot \mathbf{u}_f, \\ \rho_f D_t \mathbf{u}_f = -\nabla p_f - \mathbf{1}_{\Omega_s} \mathbf{F_p}, \\ \rho_f D_t E_f = -\nabla \cdot (p_f \mathbf{u}_f) - \mathbf{1}_{\Omega_s} \mathbf{F_p} \mathbf{u}_f^T, \end{cases} \tag{4.13}$$

et la dynamique du solide rigide s'écrit alors

$$\begin{cases} M_s \mathbf{u}_s' = \int_{\Omega_s} \mathbf{F_p} + M_s \mathbf{g}, \\ M_s \epsilon_s' = \int_{\Omega_s} \mathbf{F_p} |\mathbf{u}_f - \mathbf{u}_s\|. \end{cases} \tag{4.14}$$

avec $\mathbf{F_p} = \frac{S_p}{2} C_d \rho_f \left\|\mathbf{u}_f - \mathbf{u}_s\right\|^2$ et Sp l'aire des particules.

4.3.2 Évolution du schéma numérique

L'évolution de la discrétisation du modèle est décrite par (4.15)–(4.16) et le schéma numérique choisi s'écrit dans toute maille j :

$$\begin{cases} \rho_j^{n+1} &= \frac{M_j}{V_j^{n+1}} \\ \tau_j^{n+1} &= \tau_j^n + \frac{\Delta t}{m_j} \sum_r \mathbf{C}_{jr} \cdot \mathbf{u}_r, \\ \mathbf{u}_j^{n+1} &= \mathbf{u}_j^n + \frac{\Delta t}{m_j} \left(-\sum_r \mathbf{F}_{jr} + \mathbf{1}_{j \subset \Omega_s} \frac{C_d}{2} S_p \left\| \mathbf{u}_s^n - \mathbf{u}_j^n \right\| (\mathbf{u}_s^{n+1} - \mathbf{u}_j^{n+1}) \right), \\ E_j^{n+1} &= E_j^n + \frac{\Delta t}{m_j} \left(-\sum_r \mathbf{F}_{jr} \cdot \mathbf{u}_r + \mathbf{1}_{j \subset \Omega_s} \sum_r \rho_r \ \mathbf{u}_r^T B_{jr} \frac{C_d}{2} S_p \left\| \mathbf{u}_s^n - \mathbf{u}_j^n \right\| (\mathbf{u}_s^{n+1} - \mathbf{u}_j^{n+1}) \right), \end{cases} \tag{4.15}$$

et la dynamique du solide est alors discrétisée sous la forme

$$\begin{cases} \mathbf{u}_s^{n+1} &= \mathbf{u}_s^n + \frac{\Delta t}{M_s} \sum_{j \in \mathcal{M} \cap \Omega_s} \sum_r \rho_r B_{jr} \frac{C_d}{2} S_p \left\| \mathbf{u}_s^n - \mathbf{u}_j^n \right\| (\mathbf{u}_j^{n+1} - \mathbf{u}_s^{n+1}), \\ \epsilon_s^{n+1} &= \epsilon_s^n + \frac{\Delta t}{M_s} \sum_{j \in \mathcal{M} \cap \Omega_s} \sum_r \rho_r \frac{C_d}{2} S_p \left\| \mathbf{u}_s^n - \mathbf{u}_j^n \right\| \left(\mathbf{u}_r - \frac{\mathbf{u}_s^{n+1} + \mathbf{u}_s^n}{2} \right)^T B_{jr} (\mathbf{u}_j^{n+1} - \mathbf{u}_s^{n+1}) \end{cases} \tag{4.16}$$

où les flux $\mathbf{F}_{jr}$ et $\mathbf{u}_r$, tirés de l'équation de l'invariant acoustique de Godunov, deviennent

$$\begin{cases} \mathbf{F}_{jr} &= \mathbf{C}_{jr} p_j + A_{jr} (\mathbf{u}_j^n - \mathbf{u}_r) + \mathbf{1}_{j \subset \Omega_s} \rho_r B_{jr} \frac{C_d}{2} S_p \left\| \mathbf{u}_s^n - \mathbf{u}_j^n \right\| (\mathbf{u}_s^n - \mathbf{u}_r), \\ \text{et } \sum_j \mathbf{F}_{jr} &= \mathbf{0}, \end{cases} \tag{4.17}$$

c'est-à-dire pour $\mathbf{u}_r$

$$\mathbf{u}_r = \frac{\sum_j (\mathbf{C}_{jr} p_j + A_{jr} \mathbf{u}_j^n + \mathbf{1}_{j \subset \Omega_s} \rho_r B_{jr} \frac{C_d}{2} S_p \left\| \mathbf{u}_s^n - \mathbf{u}_j^n \right\| \mathbf{u}_s^n)}{\sum_j (A_{jr} + \mathbf{1}_{j \subset \Omega_s} \rho_r B_{jr} \frac{C_d}{2} S_p \left\| \mathbf{u}_s^n - \mathbf{u}_j^n \right\|)} \tag{4.18}$$

4.3.3 Étude de la capacité de LagFoam à restituer dans l'air, avec une force de traînée dépendant du nombre de Reynolds particulaire, le ralentissement de particules millimétriques

Les études visant à déterminer la formulation du C_d en fonction de R_{ep}, dans l'air, ont jusqu'à présent principalement été effectuées pour une bille unique (cf. § 3.1.2). En mettant en jeu une couche de billes, un facteur de forme sera à ajouter aux lois unitaires. Ce facteur devra également prendre en compte les interactions inter-particulaires que le code LagFoam ne restitue pas. Les billes de verre utilisées lors de la campagne en tube

à choc étant sphériques et calibrées, la formulation d'Oseen [6] sera utilisée pour $R_{ep} < 0,5$. Les résultats numériques obtenus seront comparés avec ceux issus des formulations d'Henderson [10] et de Rogue [89].
La *Figure 4.11* présente l'évolution temporelle de la vitesse d'une couche de billes de verre dans l'air, pour deux vitesses initiales données. Les relevés expérimentaux sont symbolisés par des astérisques, la formulation choisie dans LagFoam par un trait continu rouge, la formulation d'Henderson par un trait pointillé noir et la formulation de Rogue par un trait pointillé bleu. Le facteur de forme lié aux hypothèses formulées a été pris, dans le code LagFoam, égal à 5.
La formulation d'Oseen restitue fidèlement les résultats expérimentaux. Les autres formulations sous-estiment le ralentissement des billes de verre. Le ralentissement expérimental des billes ayant été mesuré sur une courte période, ces conclusions ne sont donc vérifiées que sur la dite période de mesure.

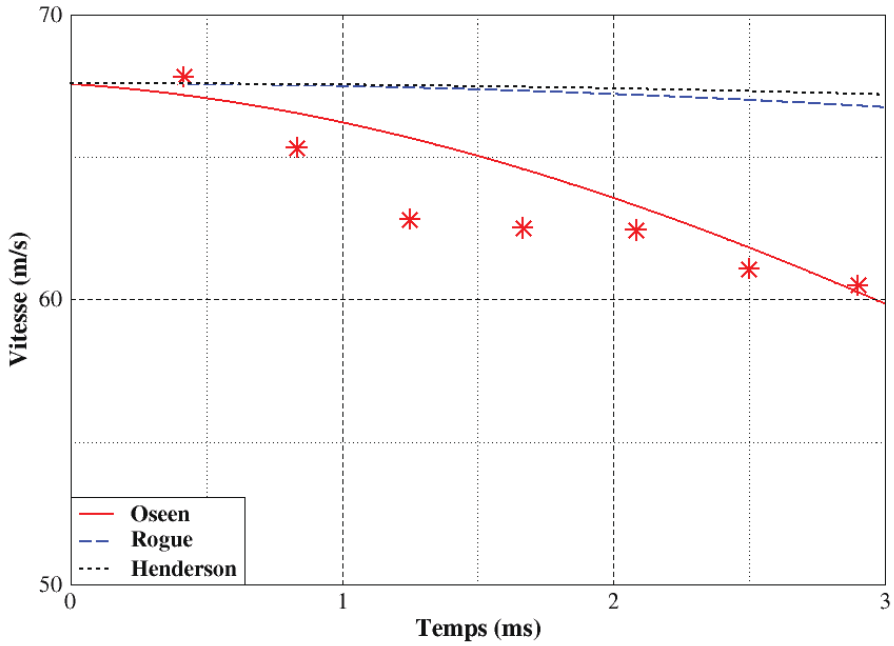


Figure 4.11 – Évolution temporelle de la vitesse d'une couche de billes de verre dans l'air : comparaison entre les relevés expérimentaux et les résultats numériques issus de trois lois de traînée implémentées dans LagFoam

4.4 Conclusions partielles

Le développement du code LagFoam ainsi que la réalisation d'une campagne en tube à choc avec des bille de verre millimétriques et une mousse de taille de cellules comprises entre 0,1 et 1 mm nous a permis d'appréhender le ralentissement dans l'air et dans la

mousse de ces particules, d'acquérir une base de données expérimentales sur cette thématique et de valider un outil numérique restituant leur dynamique dans les deux milieux.
En effet, les choix de la formulation du modèle ont permis d'obtenir un code simple et peu coûteux en terme de temps de calcul. Cela a rendu possible la calibration du paramètre de frottement ν et l'adaptation du modèle en y introduisant une force de traînée dépendant du nombre de Reynolds particulaire R_{ep}.
La campagne en tube à choc a permis de mettre en exergue le caractère atténuateur de la mousse, sur la propagation de billes de verre millimétriques. Avec un volume de mousse de $1,18$ dm^3, la vitesse des billes, pour une distance parcourue donnée, est réduite de près de 20 %. Cette réduction atteint 76 % avec un volume de mousse égal à $4,71$ dm^3.
On souligne le fait que les billes traversent des cellules de mousse dont les films ont une surface plus petite que la leur. Elles entrent donc forcément en contact avec les nœuds de ces cellules, où se trouve la majorité du volume de liquide d'une cellule.
Le code LagFoam permet de restituer le caractère atténuateur de la mousse. Avec des valeurs de coefficient de frottement ν de $0,45$ et $0,067$, respectivement dans l'air et dans la mousse, la décélération du nuage de billes est déterminée de manière prédictive. Le facteur 10 différenciant ν dans les deux milieux considérés témoigne de l'efficacité de la mousse dans le ralentissement de particules millimétriques, pour la configuration choisie.
Le code LagFoam a également été amélioré, en y implémentant une force de traînée dépendant de R_{ep}. L'utilisation d'un C_d issu des travaux d'Oseen [6] a permis d'obtenir une bonne restitution de la décélération du nuage de billes dans l'air. Elle a été comparée à d'autres formulations, toutes majorantes.
Nous avons, en définitive, un code restituant efficacement le ralentissement de particules dans un cas classique, c'est-à-dire avec une granulométrie de billes sphériques et millimétriques, évoluant dans l'air et dans la mousse. Cette restitution est correcte en fonction du temps de propagation et en fonction de la distance parcourue, qui sont les deux paramètres régissant ce phénomène.

Chapitre 5

Étude du freinage de particules micrométriques dans l'air et dans la mousse, en l'absence de charge explosive

Sommaire

5.1 Introduction **82**

5.2 Campagne expérimentale de freinage de particules micrométriques en tube à choc **83**

5.2.1 Description du montage 83

5.2.2 Description du programme expérimental 85

5.2.3 Résultats expérimentaux 86

5.3 Campagne expérimentale de freinage de particules micrométriques en tube à détonation **97**

5.3.1 Description du montage 97

5.3.2 Description du programme expérimental 98

5.3.3 Résultats expérimentaux 99

5.4 Campagne expérimentale de freinage de particules micrométriques en canon électrique à plasma **101**

5.4.1 Description du montage 101

5.4.2 Description du programme expérimental 105

5.4.3 Résultats expérimentaux 105

5.5 Étude numérique du ralentissement de particules micrométriques mises en mouvement par impulsion, dans l'air et la mousse . . **114**

5.5.1 Dans l'air 114

5.5.2 Dans la mousse 117

5.6 Conclusions partielles **122**

5.1 Introduction

L'étude du freinage et de la phénoménologie de l'écoulement des particules fines, soumises à une dispersion par explosif est primordiale, pour une bonne restitution numérique des phénomènes physiques mis en jeu, et passe par plusieurs étapes. La première d'entre elles est de s'affranchir des produits de détonation générés par l'explosion. En effet, ceux-ci produisent des particules fines de taille équivalente à celle des particules fines métalliques que nous voulons piéger. La réalisation d'expériences en tube à choc, en tube à détonation ou en canon à plasma permet de s'affranchir de cette contrainte. La deuxième étape est de s'affranchir également de l'interaction onde de souffle/particules (cf. § 3.2), dans le but de déterminer les lois régissant le ralentissement des particules dans les deux milieux que sont l'air et la mousse, sans sollicitation supplémentaire. Cela permettra ensuite d'identifier, de découpler et de mettre en exergue l'importance des différents phénomènes intervenant dans la dispersion des particules dans ces deux milieux.
Pour cela, la démarche adoptée consiste à travailler avec des régimes dynamiques différents et donc, des vitesses de dispersion différentes. Trois types de campagnes expérimentales ont ainsi été menées :

- des essais en tube à choc, mettant en jeu des vitesses de particules de l'ordre de 100 $m{\cdot}s^{-1}$,
- des expériences en tube à détonation, avec des particules ayant une vitesse de l'ordre de 200 $m{\cdot}s^{-1}$,
- des essais en canon à plasma, avec une vitesse de particules de l'ordre de 280 $m{\cdot}s^{-1}$.

Dans cette partie, l'étude du ralentissement de particules micrométriques dans les deux milieux que sont l'air et la mousse sera effectuée, par le biais de l'analyse des résultats issus des campagnes expérimentales en tube à choc, en tube à détonation et en canon à plasma. Nous donnerons ensuite, via une étude paramétrique numérique, les relations permettant de rattacher le coefficient numérique de traînée C_d à des grandeurs physiques représentatives des phénomènes observés.

5.2 Campagne expérimentale de freinage de particules micrométriques en tube à choc

5.2.1 Description du montage

Le tube à choc utilisé ici est le même que pour la campagne en tube à choc réalisée précédemment avec des billes millimétriques (cf. section 4.2). Toutefois, pour cette nouvelle campagne, une seconde membrane en mylar de 75 μm de diamètre a été positionnée entre le tube et la chambre d'essai (cf. *Fig. 5.1 et 5.2*). L'onde de choc ainsi que le flux d'air arrivant de la chambre HP retourne cette membrane, mais sans la rompre. Elle remplit donc les rôles d'étanchéité du tube vis-à-vis de la mousse et de mise en mouvement des particules utilisées. Ces particules sont posées au centre de la membrane, et mises en forme en un cylindre de 1 cm de diamètre et de 1 à 2 mm de hauteur, comme le montre la *Figure 5.1*.

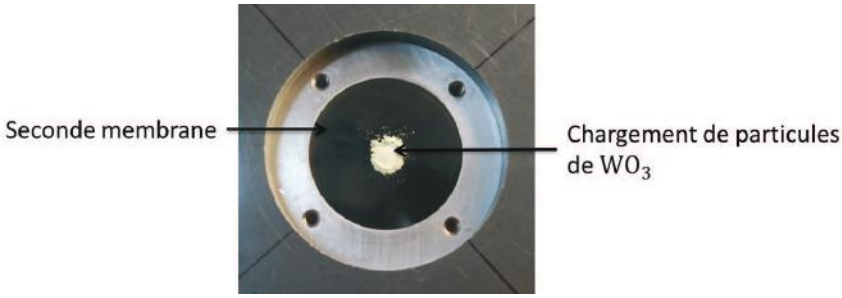


Figure 5.1 – Photographie d'un chargement de particules de trioxyde de tungstène (WO_3), posé sur la seconde membrane

Une caméra ultra-rapide, ayant une fréquence moyenne de 20000 ips, a été positionnée parallèlement à l'une des faces de la chambre d'essai. Un projecteur et un diffuseur optique de lumière (*cf. Fig. 5.2*) lui font face, de l'autre côté de la chambre, afin d'optimiser le contraste et la qualité de l'enregistrement. Le champ de visualisation de la caméra étant d'une hauteur d'environ 20 cm, celle-ci est déplacée verticalement selon la zone étudiée. On enregistre donc la dynamique des particules de la sortie du tube à choc jusqu'à 50 cm de hauteur. La *Figure 5.2* schématise l'implantation complète de cette campagne d'essais. Le générateur de mousse utilisé ici est également le générateur CEA/Marcoule (cf.§ 2.2.4). Lors de cette campagne, une mousse de foisonnement 60 a été générée. Elle est déposée dans la chambre d'essai, une fois les particules positionnées sur la membrane supérieure. Un bac de rétention est placé sous le tube à choc afin de contenir la mousse lors du nettoyage de l'installation.

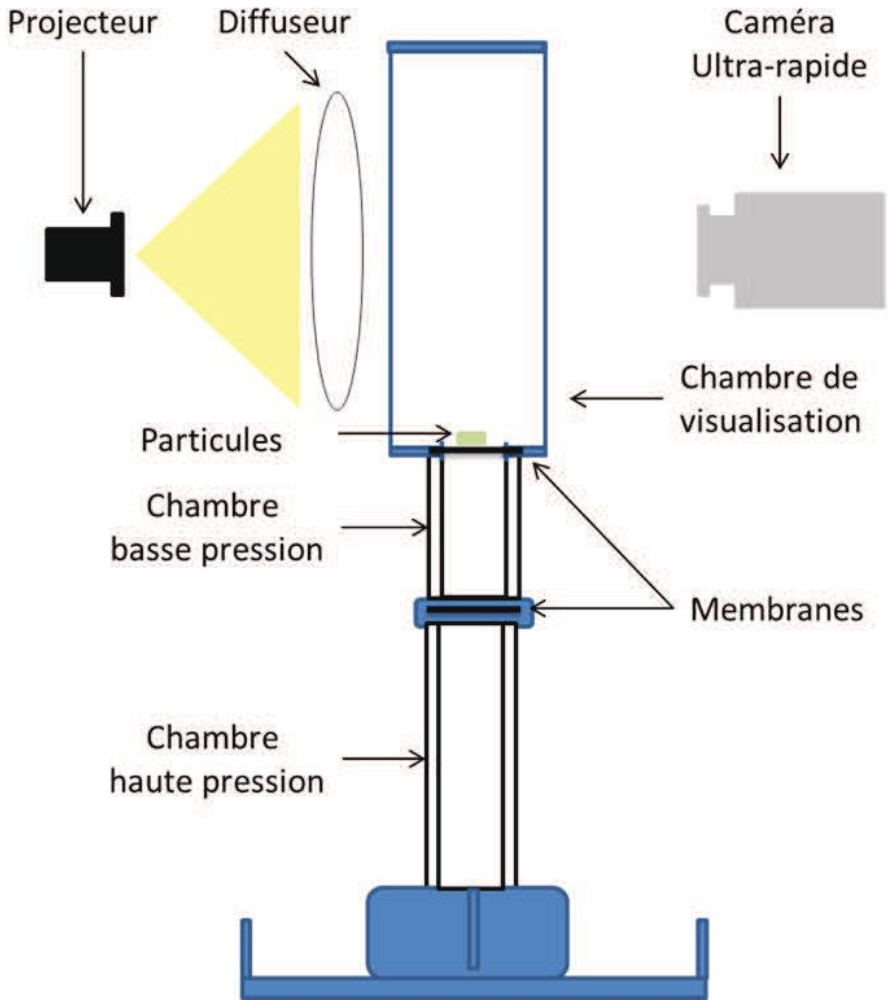


Figure 5.2 – Schéma de l'implantation de la campagne Tube à choc (TaC)

La base de la chambre d'essai étant fixe, on parlera, dans la suite de l'étude, de hauteur de mousse, et non de volume, dans un souci de clarté et de simplicité des analyses découlant de ces essais. Ainsi, on parlera de mousse de 20 cm de hauteur pour désigner un volume de mousse de 25 cm x 25 cm x 20 cm.

La vitesse des particules est calculée à partir d'images calibrées à l'aide d'une mire (*cf. Fig. 5.3*) et d'une règle placée dans le plan focal de la caméra.

Le protocole expérimental, pour chaque essai réalisé, se décline de la façon suivante :

- positionnement des deux membranes,
- calibration de la caméra,
- pesée et dépôt du chargement de particules sur la membrane supérieure,
- installation de la chambre d'essai,
- vérification du fonctionnement des mesures,
- génération de la mousse et remplissage de la chambre d'essai si besoin,
- remplissage du réservoir d'air comprimé,

– tir,
– extraction des données enregistrées,
– nettoyage de la chambre d'essai.

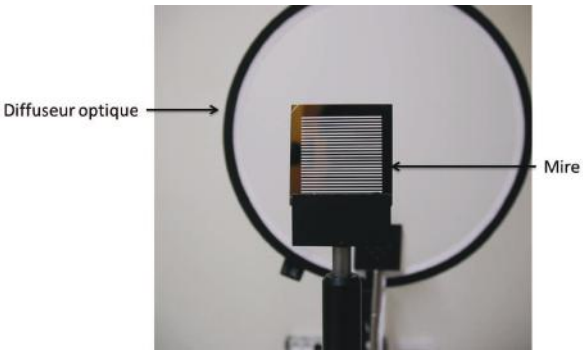


Figure 5.3 – Photographie de la mire utilisée pour la calibration de la caméra

5.2.2 Description du programme expérimental

Une série de 193 essais a été réalisée. Différentes natures et granulométries de particules ont été testées pour cette campagne. Le *Tableau 5.1* détaille leur caractéristiques.

	ρ (g·cm^{-3})	100 μm	60 μm	4 μm	1 μm
Verre	2,6	X	X		
Aluminium	2,7	X			
Cuivre	8,9	X			
Tungstène	19,3	X			
Trioxyde de tungstène	7,9			X	X

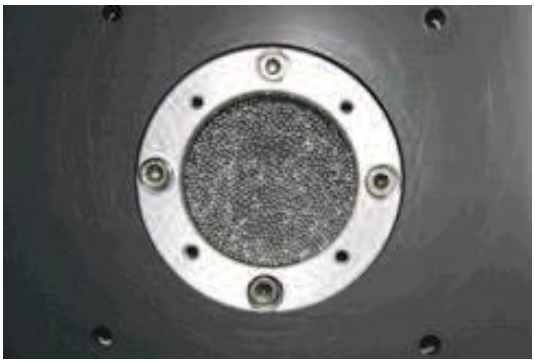
Tableau 5.1 – Nature et granulométrie des particules utilisées

La majorité des essais a été effectuée avec un chargement de 100 mg de particules. Néanmoins, certains essais ont mis en jeu des chargements de particules de masses proportionnelles à cette valeur, afin d'évaluer l'influence de ce paramètre sur leur dynamique. La position du chargement de particules au centre de la membrane supérieure permet, lors du retournement de celle-ci, la projection d'un cône vertical de particules. Pour tous ces essais, nous avons vérifié la répétabilité de la mesure :

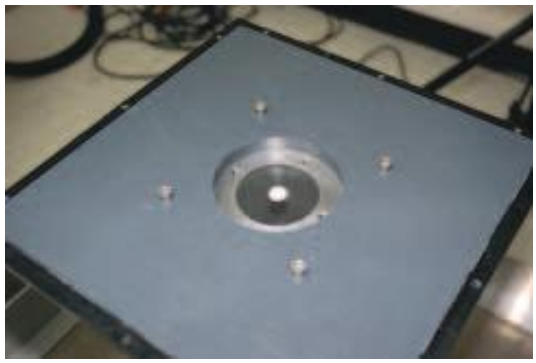
– en s'assurant de la reproductibilité de la fracturation de la membrane inférieure et donc du choc généré (mesures de la pression en chambre BP),
– en répétant la majorité des essais.

5.2.3 Résultats expérimentaux

La *Figure 5.4* montre l'encombrement sur la membrane supérieure de 100 mg de verre de granulométries différentes (D_{pm} = 2 mm vs D_{pm} = 60 μm). Cela laisse sous-entendre des dynamiques macroscopique et microscopique différentes, aussi bien pour les relations inter-particulaires que pour celles entre les particules et le fluide les entourant.



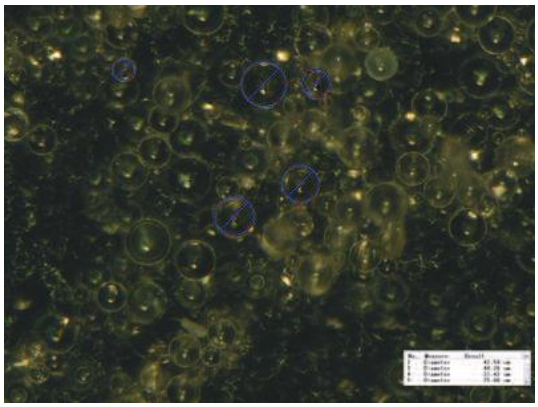
(a) Couche de billes de verre de D_{pm} = 2 mm



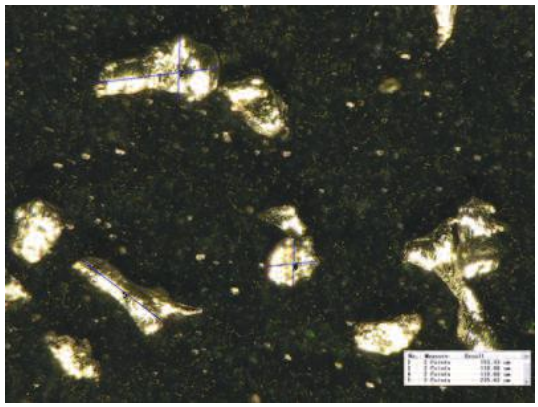
(b) Couche de billes de verre de D_{pm} = 60 μm

Figure 5.4 – Comparaison entre différentes granulométries de particules de verre pour un chargement de 100 mg

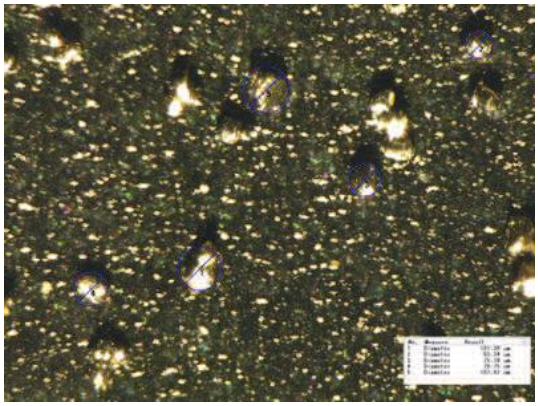
Une visualisation par MEB (Microscope Électronique à Balayage) a été effectuée pour les particules utilisées lors de cette campagne. Les images en découlant sont présentées sur la *Figure 5.5*. On remarque que les particules de cuivre et de verre, dont les contours sont identifiés, sont particulièrement sphériques, contrairement à celles de tungstène et d'aluminium qui ont des formes irrégulières (particules de couleur dorée sur les images). Les particules de trioxyde de tungstène ayant plus particulièrement servi pour les campagnes de dispersion par explosif, il a été nécessaire de mener une étude granulométrique plus poussée. Celle-ci est présentée dans le chapitre 7. Aucune étude granulométrique n'a été menée sur les autres échantillons de particules. Les analyses au microscope nous suffisent pour valider l'homogénéité des poudres correspondant à chacun des matériaux.
Dans nos calculs, nous ne tiendrons pas compte des phénomènes électrostatiques qui pourraient apparaître. Nous n'analysons que le ralentissement d'ensemble des particules dans l'air et dans la mousse sans tenir compte d'éventuels effets à l'échelle microscopique des particules (électrostatique, collisions, humidité, ...).



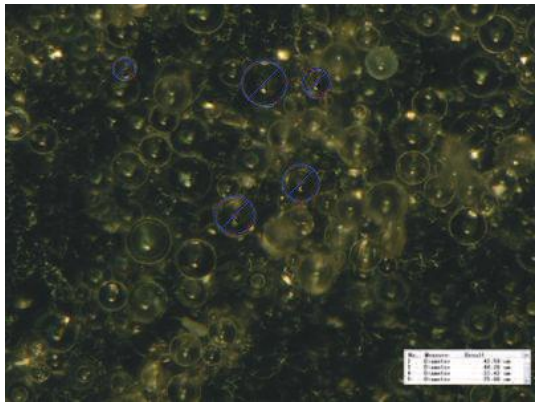
(a) particules de verre de $D_{pm} = 60\ \mu m$



(b) particules d'aluminium de $D_{pm} = 100\ \mu m$



(c) particules de tungstène de $D_{pm} = 100\ \mu m$



(d) particules de cuivre de $D_{pm} = 100\ \mu m$

Figure 5.5 – Photographies des différents matériaux testés

Dans l'air

La *Figure 5.6* est un assemblage de 6 images représentatives de l'envol de particules sur une distance de 55 cm. On distingue, sur la première image, le retournement de la membrane supérieure, donnant l'impulsion aux particules. Très rapidement, on constate une dilution du jet de particules (*cf. Fig. 5.6 (b)*) qui forme un cône creux, dont la partie inférieure laisse peu à peu un sillage turbulent (*cf. Fig. 5.6 (c et e)*). Quelques centimètres plus loin, le jet est complètement dispersé et dilué dans l'air (*cf. Fig. 5.6 (f)*).

La *Figure 5.7* présente les profils de jets, de hauteur égale à 22 cm, générés à la sortie du tube à choc par l'envol des différents chargements de particules utilisés. On remarque d'ores et déjà que la forme et la dilution du jet sont étroitement liées au matériau et à la granulométrie des billes. Les matériaux plus denses, tels que le tungstène ou le cuivre, ont un jet plus resserré autour de l'axe de projection. Le verre et l'aluminium ont eux un jet plus évasé et donc plus dilué. On peut supposer, alors, que ces caractéristiques joueront sur la vitesse d'envol et le ralentissement de ces particules. La granulométrie a également une influence sur la forme et la dilution du jet.

(a) t = 0, 33 ms

(b) t = 1, 08 ms

(c) t = 2, 67 ms

(d) t = 3, 25 ms

(e) t = 4, 75 ms

(f) t = 9, 08 ms

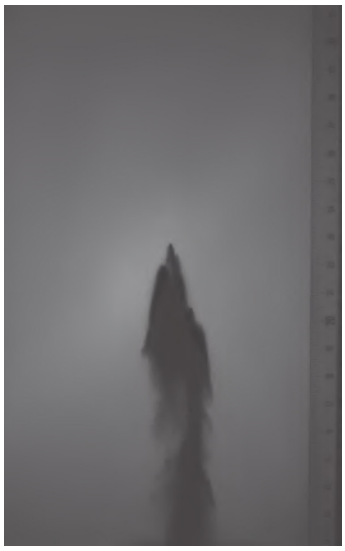
Figure 5.6 – Envol d'un chargement de 100 mg de WO_3 sur une hauteur de 50 cm

(a) particules de verre de $D_{pm} = 60\ \mu m$

(b) particules d'aluminium de $D_{pm} = 100\ \mu m$

(c) particules de tungstène de $D_{pm} = 100\ \mu m$

(d) particules de cuivre de $D_{pm} = 100\ \mu m$



(e) particules de WO_3 de $D_{pm} = 1\ \mu m$

(f) particules de WO_3 de $D_{pm} = 4\ \mu m$

Figure 5.7 – Profil, pour une hauteur de $\approx$ 22 cm, d'un jet de 100 mg de particules de différentes natures

En effet, à masse égale, une granulométrie plus fine implique un nombre de particules bien plus élevé et donc un jet plus dense. Les forces microscopiques mises en jeu et la surface de contact avec le milieu environnant ne sont donc pas similaires. Les *Figures 5.8, 5.9, 5.10 et 5.11* présentent les relevés de vitesses, effectués tous les 5 cm, pour l'envol des différentes particules testées, en fonction de la distance parcourue. Il est à noter que la barre d'erreur liée aux relevés de vitesses englobe les erreurs de mesure et de répétabilité de l'envol du chargement de particules. Elle est donc affichée pour les essais ayant été répétés plusieurs fois dans la même configuration et dont les vitesses relevées ont été moyennées. Ainsi, l'absence de barre d'erreur signifie qu'un seul essai a été réalisé pour la configuration considérée. L'incertitude due à la mesure propre (pointé, parallaxe) est chiffrée à une valeur de l'ordre de 5 $m.s^{-1}$. Des interpolations polynomiales d'ordre 2 ont été effectuées et affichées pour chaque configuration.

De manière générale, et comme le montre la *Figure 5.8*, la vitesse initiale des particules est comprise entre 120 et 140 $m{\cdot}s^{-1}$, en fonction de leur nature. De plus, le ralentissement de celles-ci est d'autant plus important que les particules ont une masse volumique faible, et donc moins d'inertie.

Dans les *Figures 5.9* et *5.10*, nous mettons en évidence l'influence de la masse du dépôt de particules de même granulométrie. On peut alors noter que la masse de particules mise en mouvement modifie à fois la vitesse initiale et la décélération des particules. Plus la masse est importante, plus la vitesse initiale et la décélération sont faibles. Si l'on extrapole, il semble que, quelle que soit la masse initiale, la distance d'arrêt des particules converge vers une même valeur, de l'ordre de 60 cm pour les particules de verre (*cf. Fig. 5.9*).

Concernant les particules d'aluminium, les relevés de vitesses ne permettent pas de confirmer la tendance évoquée précédemment. Sur la plage testée, la décélération est uniforme pour les deux masses de chargement mises en jeu. Des mesures à une hauteur plus élevée permettraient de confirmer ou d'infirmer cette tendance.

La *Figure 5.11* montre le rôle non négligeable de la granulométrie des particules, dans leur dynamique de groupe. Elle ne joue pas sur la vitesse initiale du chargement de particules mais a un impact sur la décélération de celui-ci. Plus la granulométrie est fine, plus le chargement ralentit rapidement sous l'effet d'une dispersion et d'une dilution plus fortes. Ces effets sont directement liés à la prise à l'air, qui est différente selon la granulométrie considérée.

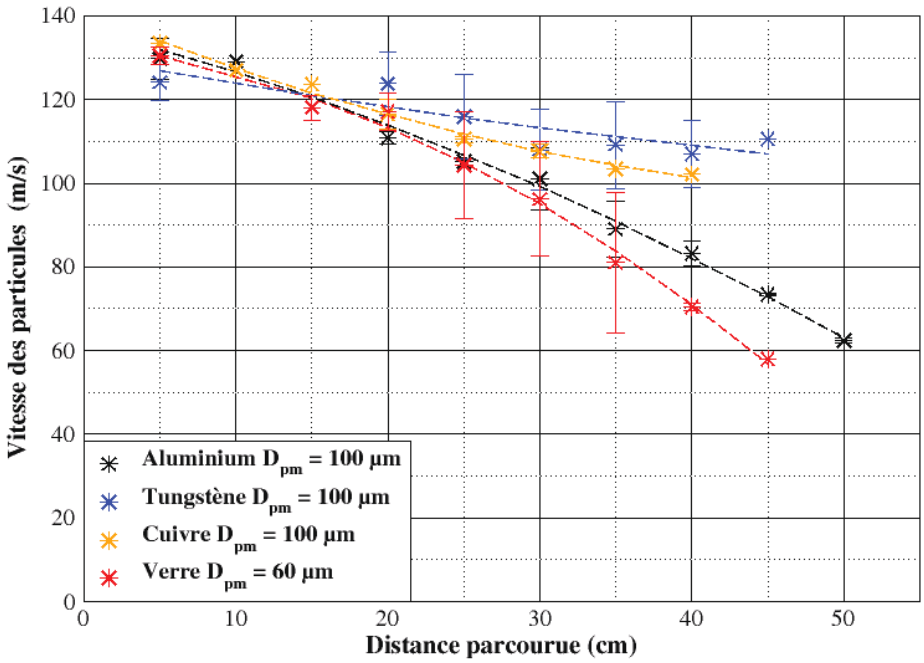


Figure 5.8 – Freinage dans l'air de chargements de 100 mg de particules

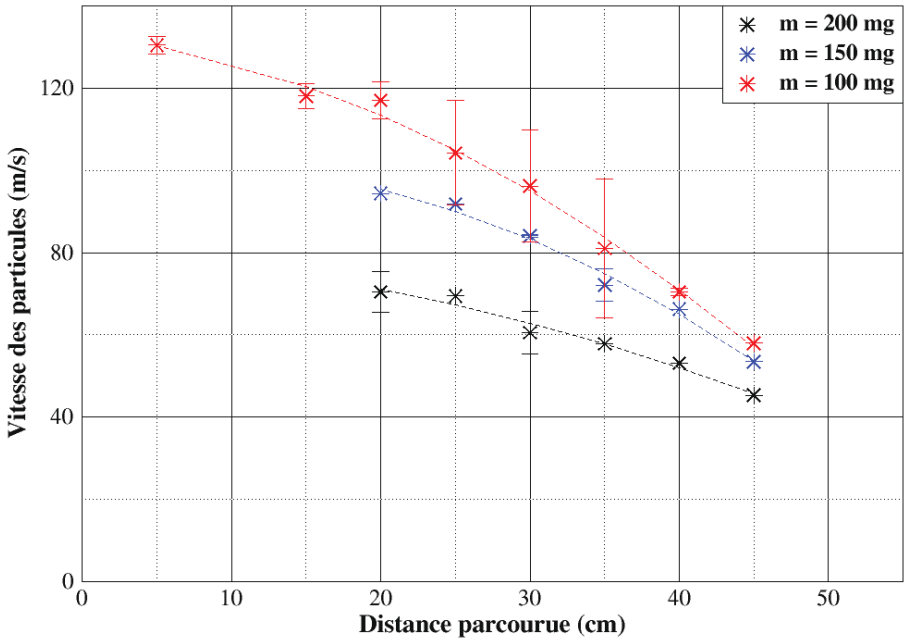


Figure 5.9 – Freinage dans l'air de particules de verre de $D_{pm} = 60\ \mu m$

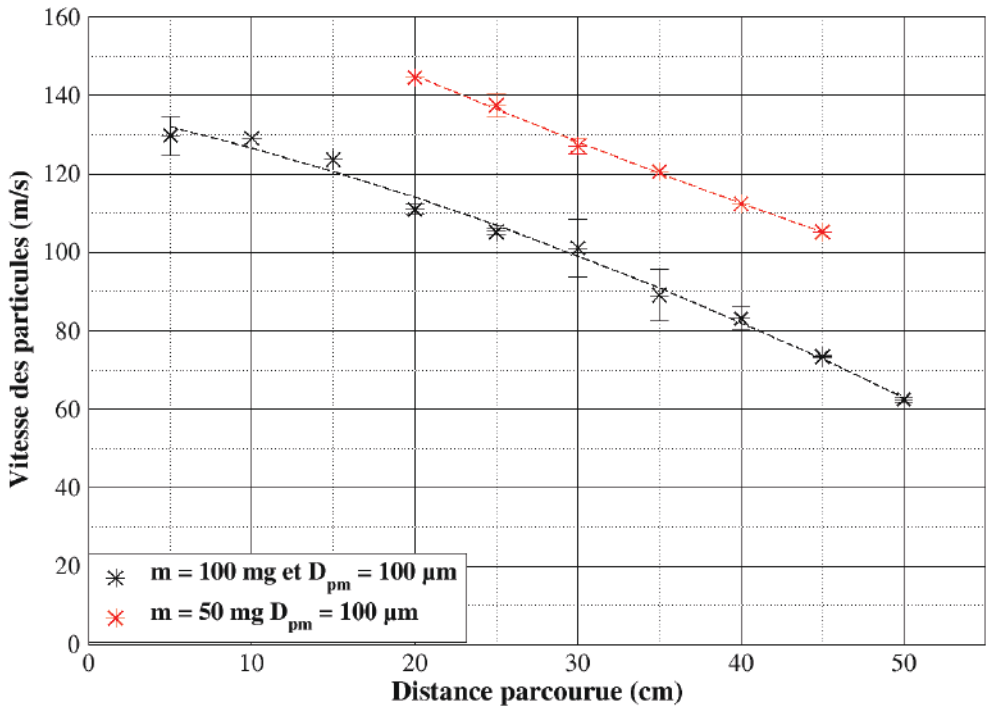


Figure 5.10 – Freinage dans l'air de particules d'aluminium de $D_{pm} = 100\ \mu m$

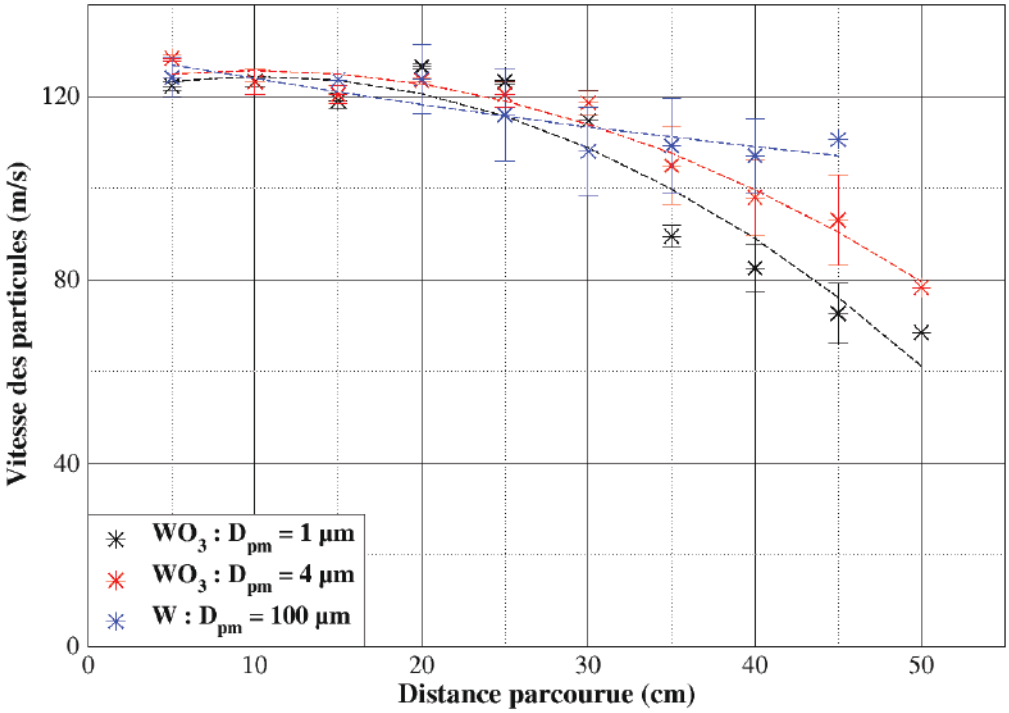


Figure 5.11 – Freinage dans l'air de chargements de 100 mg de particules de tungstène et de trioxyde de tungstène

Dans la mousse

Le choix d'effectuer les relevés de vitesse à la surface libre de la mousse est directement lié à son opacité, qui rend impossible toute mesure par caméra dans ce milieu. La *Figure 5.12* montre un exemple de remplissage de la chambre de visualisation avec 50 cm de mousse. Après remplissage, une opération de nivellement de la surface libre de la mousse est systématiquement effectuée, l'excédent de mousse étant poussé sur les bords de la chambre, hors de la zone de visualisation.

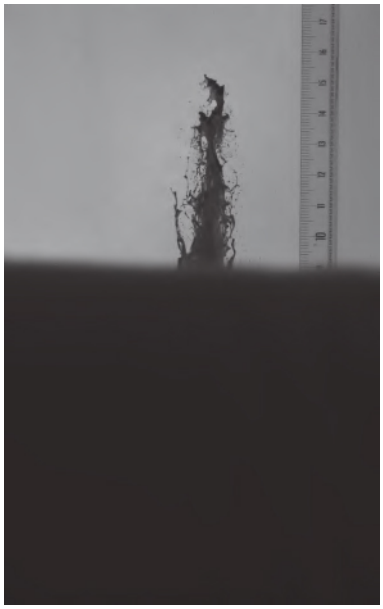
Figure 5.12 – Photographie de la configuration d'un essai confiné

Des tests ont été réalisés sans particule, afin d'analyser le comportement de la mousse soumise à l'onde de choc et à l'impulsion donnée par la membrane secondaire. L'un d'entre eux est présenté à la *Figure 5.13*. On y voit la partie centrale du volume de mousse mise en mouvement sous l'effet de l'impulsion de la membrane supérieure. Ce jet central reste généralement monobloc, et ne se détache pas du reste du volume de mousse. Il a, pendant sa formation, une vitesse comprise entre 0 et 10 m.s^{-1} selon le volume de mousse mis en jeu. Cette étude nous permettra, par la suite, de discriminer la dynamique de la mousse poussée par les particules de celle de la mousse seule.
Les relevés de vitesses des essais réalisés dans la mousse ont été effectués à une distance proche de la surface libre de celle-ci. L'étude de la sortie des particules hors de la mousse a révélé l'existence de deux régimes de dispersion de particules, observables pour des

conditions d'essais identiques.

Figure 5.13 – Déformation de la surface libre de mousse pour $h_m = 12,5$ cm à $t = 20,8$ s

Lorsque les particules sont propulsées avec un cône de dilution très resserré, elles sont ralenties par la mousse mais ont une inertie suffisante leur permettant de la traverser, et ce jusqu'à une certaine hauteur critique de mousse. Par contre, si le jet de particules a une forme plus arrondie, il offre une plus grande surface de contact et les particules qui le composent sont immédiatement freinées même pour de faibles hauteurs de mousse mises en jeu. La *Figure 5.14* illustre ces deux régimes, pour un des deux essais réalisés avec des particules de WO_3 de $D_{pm} = 4$ μm et une hauteur de mousse égale à 10 cm. Dans le premier cas, les particules traversent la mousse, arrachant des cellules de celle-ci. Elles ont une vitesse de l'ordre de 40 m·s^{-1}. On distingue des amas de particules continuant leur progression dans l'air. Dans le second cas, le jet de mousse est similaire à celui d'une configuration sans particule. Les particules sont drastiquement freinées et la vitesse de sortie de l'amas de mousse est de l'ordre de 10 m·s^{-1}. Les résultats issus du second régime décrit précédemment ont été écartés et ne seront pas analysés ici. En effet, ce régime ne correspond pas à la dynamique des particules que l'on cherche à modéliser. La *Figure 5.15* présente tous les relevés de vitesses obtenus en propulsant les particules de différentes natures dans différents volumes de mousse aqueuse. Ceux-ci évoluent, quel que soit le matériau considéré, de façon relativement similaire. La masse volumique et donc l'inertie des particules semble jouer un rôle majeur sur les vitesses de sortie de la mousse.



(a) régime rapide, t = 4,2 s

(b) régime lent, t = 10,6 s

Figure 5.14 – Mise en évidence des deux régimes dynamiques des particules dans la mousse : envol de particules de WO_3 de D_{pm} = 4 μm pour h_m = 10 cm

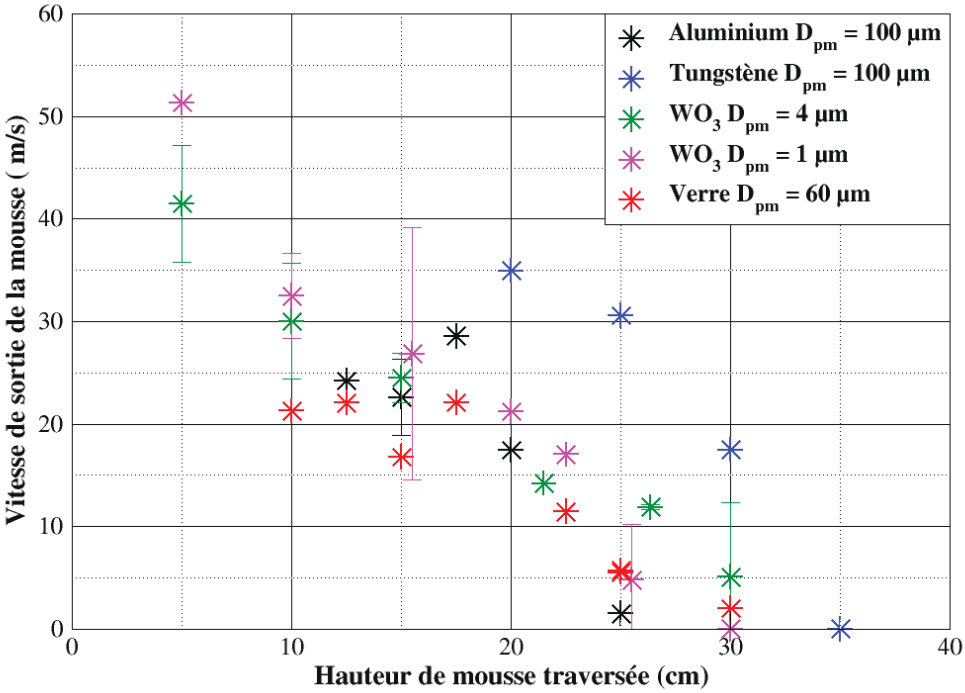


Figure 5.15 – Relevés des vitesses des particules à la surface libre de la mousse pour h_m compris entre 5 et 35 cm

On le remarque notamment pour le tungstène, qui a la masse volumique la plus élevée, dont les relevés de vitesses se détachent nettement des autres points. Il semble apparaître

également un phénomène de palier de vitesses. Celui-ci est visible sur les relevés de vitesses liés à l'aluminium et au verre, pour des hauteurs de mousse comprises entre 10 et $17,5$ cm. A granulométrie égale, les particules les moins denses seront stoppées les premières. Les résultats obtenus ne nous permettent pas, à ce stade, de conclure quant à l'influence de la granulométrie sur le freinage des particules.

5.3 Campagne expérimentale de freinage de particules micrométriques en tube à détonation

L'objectif de la campagne en tube à détonation est d'étendre le domaine d'étude couvert avec la campagne en tube à choc, à des vitesses initiales de particules plus élevées et/ou à des chargements de masses supérieurs. Il a été ainsi décidé d'utiliser le tube à détonation de l'Institut PPrime, qui libère plus d'énergie, en conservant le protocole d'envol des particules. Un tube à détonation a un fonctionnement assez similaire à celui d'un tube à choc. La détonation d'un mélange gazeux libère une énergie chimique importante qui peut être utilisée pour la mise en vitesse de la membrane et des particules. Le dispositif mis en œuvre sera exposé avant de montrer les résultats obtenus.

5.3.1 Description du montage

Le tube à détonation utilisé dans cette étude a un diamètre intérieur de 92 mm et un diamètre extérieur de 104 mm. Il est composé de 2 tronçons fixés verticalement et supporte une enceinte transparente pour recevoir la mousse (*cf. Fig. 5.16* et *5.17*).

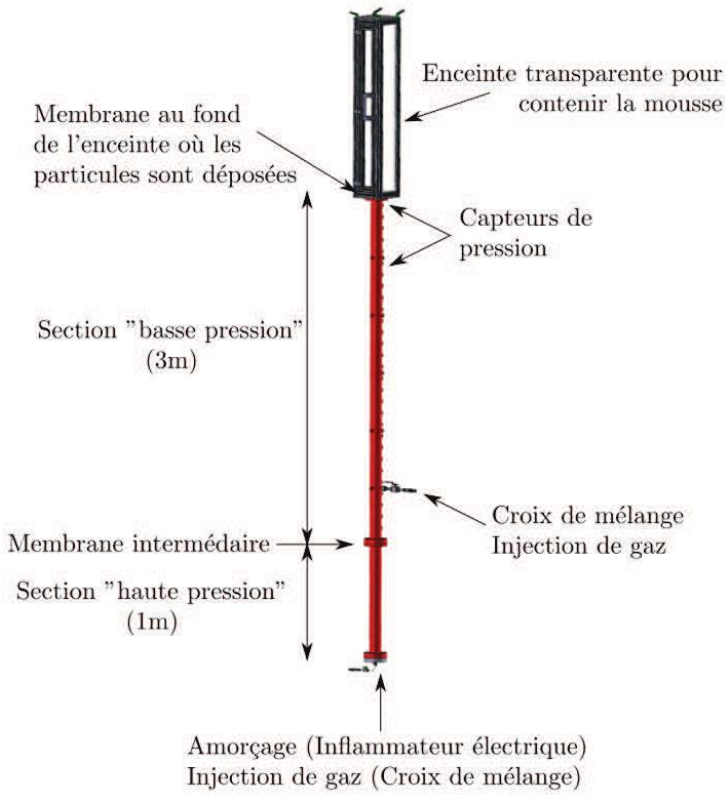


Figure 5.16 – Schéma du dispositif utilisant un tube à détonation vertical

La section HP, également appelée booster, mesure 1 m alors que la section BP mesure 3 m. Deux membranes ont été utilisées, une membrane primaire séparant les gaz entre les sections BP et HP et une membrane secondaire en sortie de tube servant à déposer les particules et à leur communiquer la quantité de mouvement nécessaire à leur mise en vitesse. L'amorçage s'effectue en bas du tube par un inflammateur électrique dans un mélange H_2/O_2 stœchiométrique générant une détonation. Selon le gaz ou le mélange de gaz utilisé dans la section BP, un choc ou une détonation y est transmis.

Figure 5.17 – Photographie du dispositif tube à détonation : système d'injection du gaz dans le booster et d'amorçage (à gauche) et enceinte transparente recevant la mousse (à droite) avec le projecteur halogène et la caméra pour l'enregistrement du phénomène.

5.3.2 Description du programme expérimental

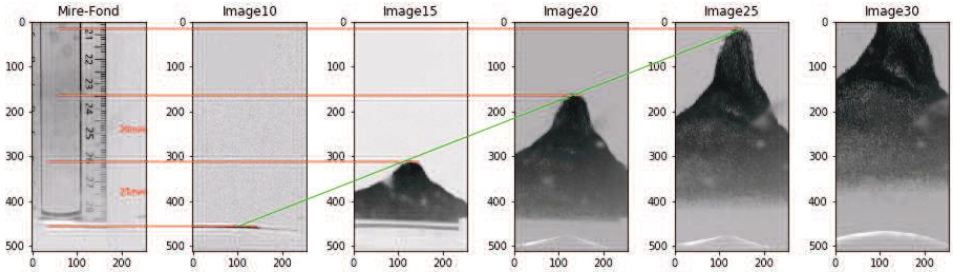
Une série de 66 essais a été effectuée et différentes configurations ont été testées. Une caméra rapide Photron RS3000 a été utilisée pour les 27 premiers essais alors qu'une caméra Photron SA5 a servi aux essais suivants. Des particules de cuivre ayant un $D_{pm} = 150$ μm ont été utilisées. Lors de cette campagne, plusieurs essais ont été compromis par la rupture de la membrane secondaire par les débris de la membrane primaire. Malgré la variété de matériaux (mylar, aluminium, caoutchouc, ...) et d'épaisseurs de membranes testées (50, 100, 150, 200, 300, 500 et 750 μm) aucune solution n'a été trouvée pour garantir l'intégrité de la membrane secondaire à chaque essai. Les résultats issus des essais pour lesquels la membrane en fond de la chambre de visualisation est restée intègre, sont reportés dans le tableau 5.2. Ils représentent 31 % des essais réalisés.

N° essai	Pression du booster (bar)	Gaz BP	Ep. membrane μm	Masse de Cu (g)
10	0.5	He@0.5bar	500	10
11	0.5	He@0.7bar	500	10
16	0.7	He@0.7bar	500	10
17	0.7	He@0.7bar	2500	10
18	1	He@0.7bar	2500	10
19	1	He@0.5bar	2500	10
21	0.7	Air@0.7bar	2500	10
23	1	Air@0.7bar	2500	10
24	1	Air@0.24bar	2500	10
27	0.7	Air@0.7bar	4500	10
28	1	Air@0.5bar	4100	10
30	1	Air@0.5bar	4500	10
40	0.7	Air@1bar	500	1
41	0.7	Air@1bar	200	1
45	0.75	Air@1bar	1000	1
46	0.75	Air@1bar	1000	10
48	0.7	Air@1bar	2000	1
49	0.7	Air@0bar	2000	1
52	0.7	Air@1bar	125	1
56	0.8	Air@0.5bar	2000	1
57	0.8	Air@0.5bar	2000	1

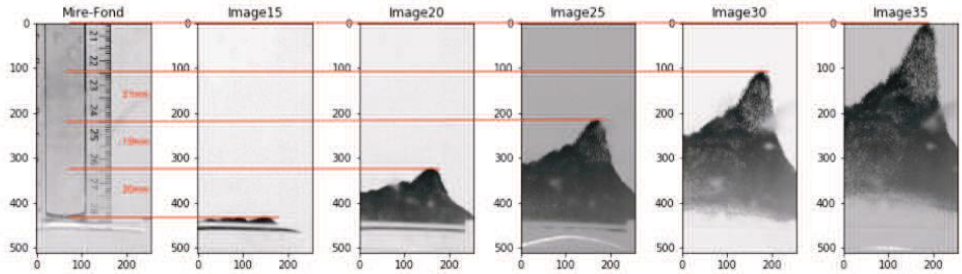
Tableau 5.2 – Tableau récapitulatif des essais avec le tube à détonation où la membrane en fond de tube ne s'est pas déchirée

5.3.3 Résultats expérimentaux

Les vitesses mesurées s'étendent de 30 à 100 m·s^{-1}, pour une masse de 10 g de particules de Cu, et de 80 à 190 m·s^{-1}, pour une masse 1 g de particules de Cu.
Les *Figures 5.18* et *5.19* présentent les visualisations directes de l'envol des particules pour 4 des essais réussis.
Sur les images de la *Figure 5.18*, l'enveloppe conique que forment les particules en mouvement est clairement visible. Tout comme pour les essais effectués en tube à choc, on constate un phénomène de dilution et de dispersion, qui est ici plus lent, en raison d'une masse plus importante de particules mises en jeu. L'angle de ce cône diminue avec la masse de particules mise en mouvement (*cf. Fig. 5.19*). On remarque également sur ces figures une relation de linéarité entre le temps et la distance parcourue par les particules. Ne pouvant pas établir un protocole de mise en mouvement de particules répétable, aucun essai n'a été effectué en présence de mousse.

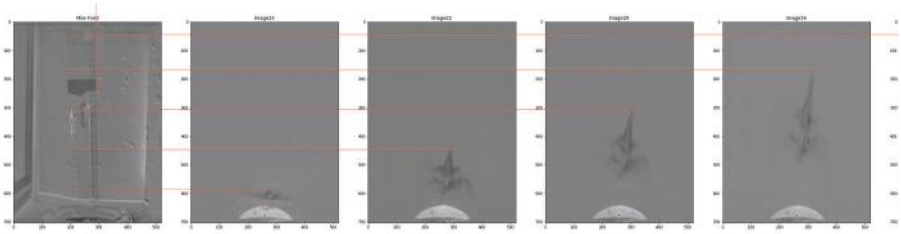


(a) Essai 18

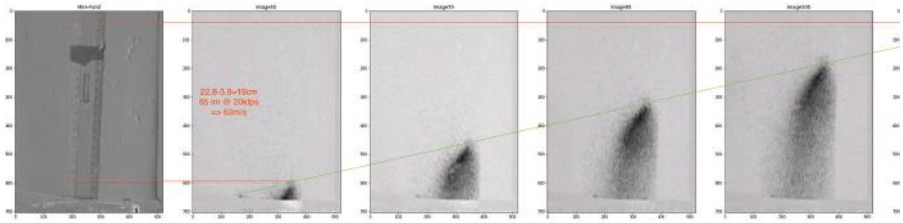


(b) Essai 19

Figure 5.18 – Visualisation de l'envol de 10 g de particules de Cu à la sortie du tube à détonation (f = 20000 im/s et t_{expo} = 1/70000 s)



(a) Essai 41



(b) Essai 46

Figure 5.19 – Visualisation de l'envol de 1 g de particules de Cu à la sortie du tube à détonation (f = 20000 im/s et t_{expo} = 1/20000 s)

5.4 Campagne expérimentale de freinage de particules micrométriques en canon électrique à plasma

Devant les résultats peu concluants obtenus avec le tube à détonation, tant au niveau des performances que de la répétabilité des essais, un autre dispositif expérimental, le canon électrique à plasma, a été utilisé afin de propulser les particules par expansion d'un plasma. L'objectif de cette campagne est d'étudier le ralentissement de particules propulsées à des vitesses plus élevées. Le dispositif mis en place a été conçu afin de permettre la mesure, pour chaque essai, de la vitesse d'entrée des particules dans la mousse. Cela permettra ensuite de quantifier l'erreur engendrée par l'hypothèse faite durant la campagne en tube à choc, à savoir que la reproductibilité des essais en tube à choc est suffisante pour supposer qu'à conditions expérimentales identiques, la vitesse d'entrée des particules dans la mousse (dont la mesure est inaccessible directement) est assimilable à la vitesse des particules mesurées dans l'air.

5.4.1 Description du montage

Un canon électrique est un dispositif comprenant un condensateur, deux électrodes espacées (éclateur) et un montage porte cible, comportant un fusible (feuille d'aluminium). Le canon électrique de l'institut Pprime possède 6 condensateurs de $4,2$ μF et 50 kV montés en parallèle. Le déclenchement de l'essai est réalisé par le rapprochement des électrodes et ce, jusqu'à l'obtention de la tension de claquage dans l'air.

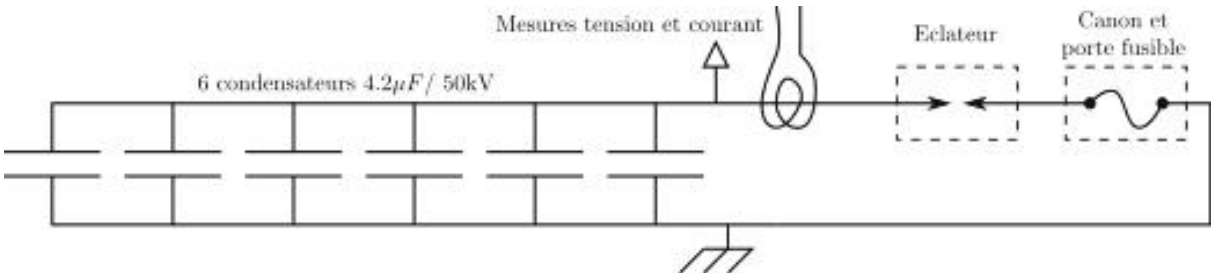


Figure 5.20 – Schéma électrique simplifié (sans le système de charge des condensateurs) du canon électrique.

Lorsque la distance des électrodes de l'éclateur est suffisamment faible, le circuit électrique représenté sur la *Fig. 5.20* se ferme et les condensateurs se déchargent. Un très fort courant traverse alors le circuit électrique. La densité de courant est d'autant plus forte que la section du conducteur est faible, ce qui amène le fusible à s'échauffer jusqu'à ce que l'aluminium devienne liquide. Un emballement thermique a lieu, dû à l'accroissement de

la température des différents composants par effet Joule. Il en résulte une augmentation de la résistance du fusible, engendrant à nouveau un pic de température par effet Joule. Cette phase est appelée pré-arc.

L'augmentation de la température du liquide conduit une partie de la colonne en fusion à s'évaporer. Un arc électrique est alors initié, le passage du courant se faisant au travers des vapeurs métalliques. Cette phase est appelée arc. L'arc, dont la résistivité est particulièrement importante, dégage beaucoup de chaleur. Ce plasma très chaud érode progressivement le fusible. Les pressions, du fait des changements de phase et de la variation de température, sont elles aussi très importantes. L'effet propulsif qui leur est associé est alors utilisé, dans notre cas, pour mettre en vitesse une membrane, sur laquelle sont positionnées des particules micrométriques.

Le refroidissement du plasma d'arc, découlant des transferts de chaleur vers le milieu extérieur, augmente la résistivité de l'arc et tend à créer une surtension. Lorsque la puissance de refroidissement est supérieure à la puissance fournie par le circuit électrique, le plasma d'arc se refroidit et finit par s'éteindre. Le circuit électrique est ainsi coupé, alors même que les condensateurs n'ont pas eu le temps de se décharger complètement. Une procédure annexe permet le déchargement complet de ceux-ci.

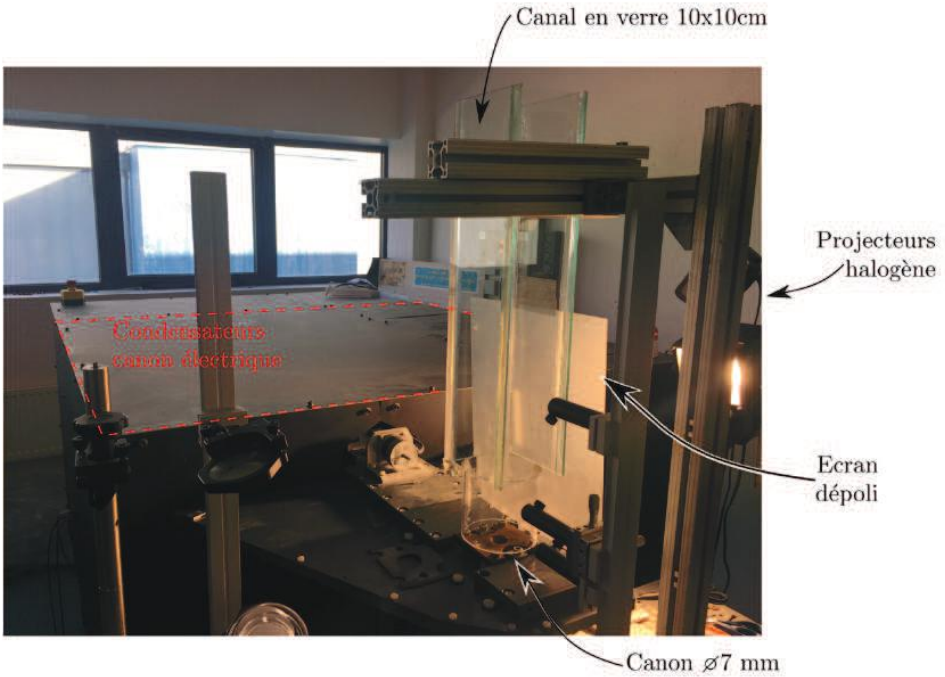


Figure 5.21 – Photographie du canon électrique à Prime

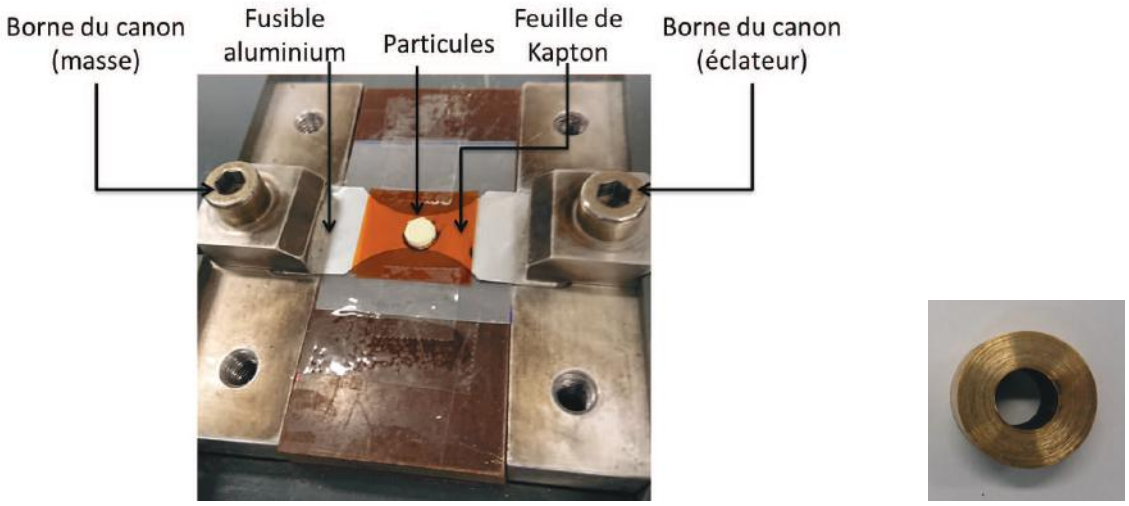


Figure 5.22 – Photographie du dispositif expérimental avant la pose de la pièce de maintien et du fût permettant le guidage des particules lors de la mise en vitesse

Le fusible est constitué de feuilles d'aluminium de 14 μm d'épaisseur. Selon la configuration, une seule feuille, deux feuilles ou, une feuille et une bande de 7 mm de large sont utilisées. Le fusible est installé entre deux bornes du canon, la masse et l'éclateur.
Le fût du canon, constitué d'une rondelle de laiton de diamètre intérieur égal à 7 mm (*cf. Fig. 5.22*), est déposé au-dessus du fusible, où la section est la plus faible. Une membrane de Kapton est intercalée entre le fût du canon et le fusible afin d'isoler électriquement les deux parties. Cela permet également de contenir le plasma et de générer une surface de poussée. Le fût du canon est maintenu en place par une pièce en bakélite vissée à ses quatre coins.
Deux types de particules ont été utilisés pour cette campagne. Des particules de Cu de $D_{pm} = 100$ μm et des particules de WO_3 de $D_{pm} = 4$ μm. Elles sont déposées sur la membrane de Kapton dans le fût, et tassées afin d'obtenir des conditions initiales répétitives (*cf. Fig. 5.22*). La quantité nécessaire est préalablement pesée avec une balance précise à $0,01$ g (Sartonius GD4202S-CW). Selon la sollicitation du canon, la membrane de Kapton peut être déformée, découpée selon le diamètre intérieur du fût du canon ou partiellement ouverte. Dans le cas d'ouvertures partielles, le nuage de particules mis en vitesse peut présenter une forme particulière ou être fortement ralenti.
Un canal de section carrée de 10 cm de côté est disposé au dessus du canon afin de contenir les projections de particules ainsi que la mousse. On désignera un volume de mousse déposé dans ce canal par sa hauteur. Ainsi, un volume de mousse de 10 x 10 x 15 cm^3 sera nommé mousse de 15 cm de hauteur. Pour les essais en présence de mousse, un tube transparent en polycarbonate de 10 cm de diamètre est intercalé entre le canon et la mousse afin de mesurer la vitesse des particules avant le passage dans la mousse (*cf Fig. 5.21*). Une feuille de plastique rigide est placée entre le canal supérieur et le tube

inférieur, afin que la mousse reste en place dans le canal supérieur. Cette feuille est retirée juste avant l'essai. Les mesures sont effectuées par visualisation directe, avec des caméras ultra-rapides. La première, une Photron SA5, est utilisée pour la visualisation de la zone en amont de la mousse, avec une cadence de 35000 ips. La deuxième, une PHANTOM, a une cadence moins élevée (19000 ips) et enregistre l'évolution de la dynamique des particules à la sortie de la surface libre de la mousse. Quatre projecteurs sont installés derrière le canal permettant, par le biais de dépolis, d'homogénéiser le fond lumineux.
Des solutions moussantes sont préparées en mélangeant de l'eau, un tensioactif moussant (glucopon) et éventuellement un gélifiant (xanthane) selon les proportions indiquées dans le *Tableau 5.3*. Cette quantité permet de réaliser plusieurs essais. La mousse produite est de même nature que celle utilisée pour la campagne en tube à choc.

composant	fraction massique
eau	0,988
xanthane	0,001
glucopon	0,011

composant	fraction massique
eau	0,988
glucopon	0,012

Tableau 5.3 – Composition des deux types de solutions avec et sans gélifiant

Le générateur de mousse est constitué d'une pompe péristaltique (Vederflex Vantage 3000 P EZ), d'un débitmètre massique (Brooks SLA 5800 - 100 L·min^{-1} max) et d'un mélangeur à billes (*cf Fig. 5.23*).

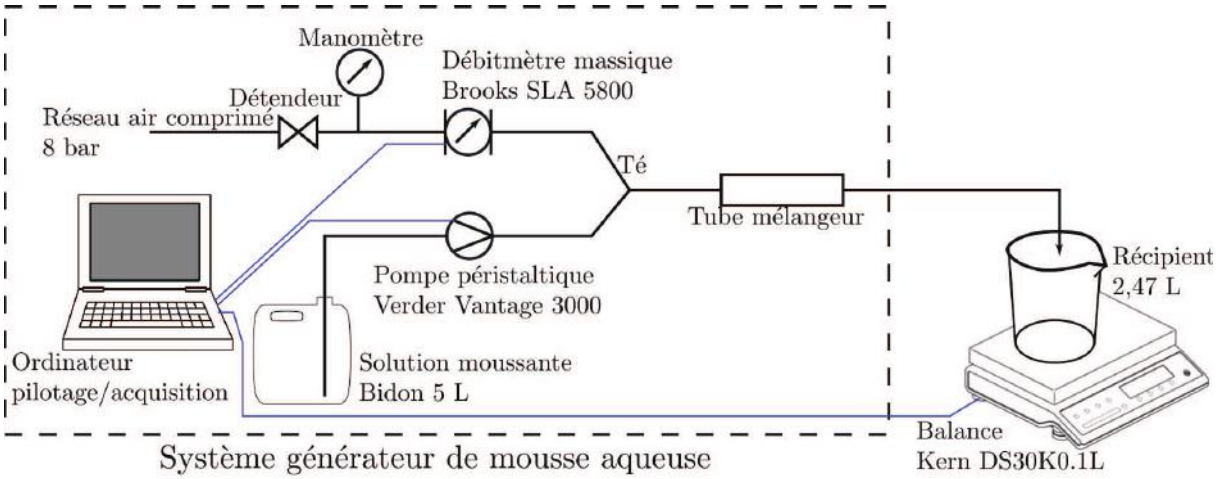


Figure 5.23 – Schéma du dispositif générateur de mousse avec le récipient et la balance pour la mesure du foisonnement.

La pompe et le débitmètre sont pilotés par un ordinateur qui réalise l'acquisition du débit d'air et mesure en même temps la masse de mousse avec une balance Kern DS-

30K0·1L, précise à 0, 1 g. Une traçabilité de l'essai de génération de mousse est ainsi assurée (cf. *Fig. 5.23*). Le foisonnement F de la mousse générée est systématiquement évalué en mesurant la masse de mousse contenue dans le récipient de volume $V_{\text{récipient}} = 2,47\,\text{L}$:

$$F = \frac{V_{\text{récipient}}}{m_{\text{mousse}}/\rho_{\text{solution moussante}}} \tag{5.1}$$

La masse volumique de solution moussante est prise égale à $\rho_{\text{solution moussante}} = 997\ \text{kg·m}^{-3}$. Les paramètres de fonctionnement qui permettent d'obtenir une mousse de foisonnement F $\approx$ 60 sont obtenus avec une consigne débitmètre de 10 % (environ 10 L·min^{-1}), une solution sans xanthane et une vitesse de rotation de pompe entre 80 et 120 RPM. Lorsque la génération de mousse est saccadée (i.e. en dessous de 80 RPM dans ces conditions), les foisonnements sont plutôt faibles. Il faut éviter ces modes de fonctionnement.

5.4.2 Description du programme expérimental

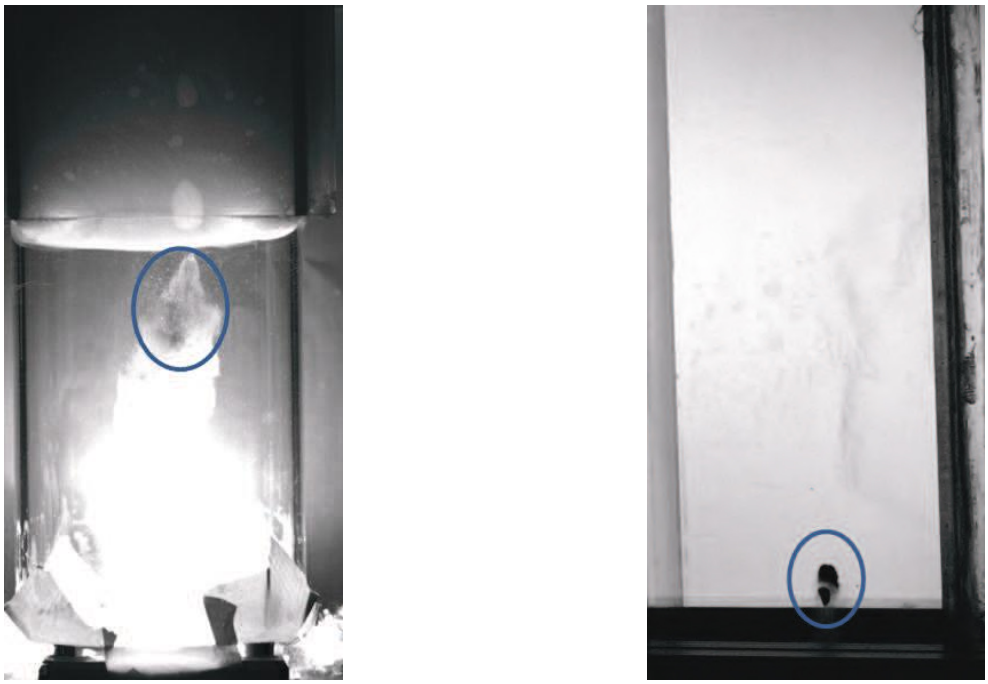
Une série de 70 essais a été effectuée, dont 50 essais de qualification du dispositif expérimental. Les essais de qualification ont mis en jeu 0, 5 g de particules de Cu de $D_{pm} = 100\ \mu$m, afin de se rapprocher des configurations expérimentales de la campagne en tube à détonation et d'obtenir une comparaison entre ce dispositif et le tube à détonation, et 0, 1 g de particules de WO_3 de $D_{pm} = 4\ \mu$m. La tension de charge, le fusible ainsi que la géométrie du chargement ont été testés afin d'optimiser la mise en vitesse des particules. Les 20 essais restants ont mis en jeu 0, 1 g de particules de WO_3 de $D_{pm} = 4\ \mu$m, en choisissant la configuration optimale, déduite de l'analyse des essais de qualification. Elle implique d'utiliser un fût de diamètre intérieur égal à 9 mm et d'une hauteur égale à 10 mm et de mettre en forme le chargement de particules en un cylindre de 7 mm de diamètre. Ainsi, les particules sont guidées par le fût lors de la génération du plasma, réduisant le risque d'une trajectoire désaxée. La tension de charge est prise égale à 3 kV, avec, pour l'ensemble de ces essais, une moyenne égale à 2, 98 kV et un écart-type de 0, 04 kV. Plusieurs hauteurs de mousse ont été testées, allant de 10 à 30 cm.

5.4.3 Résultats expérimentaux

Les *Figures 5.24* à *5.26* montrent les visualisations directes obtenues avec les caméras ultra-rapides, juste avant l'entrée des particules dans la mousse et juste après leur sortie de celle-ci, et ce pour plusieurs hauteurs de mousse traversée. Aux premiers instants, un flash lumineux provenant du plasma vient saturer les capteurs de la caméra inférieure. Il

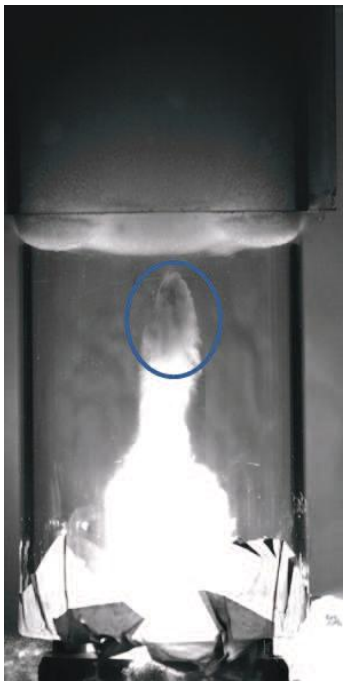
est d'autant plus intense et long que la tension initiale des condensateurs est élevée et que le fusible est épais (grande quantité d'aluminium en utilisant plusieurs couches).

Tout comme avec les dispositifs précédents, les particules sont mises en mouvement sous la forme d'une enveloppe conique creuse, parfois perturbée par la rondelle de Kapton se découpant lors du claquage (cf. *Fig. 5.26 (c)*). Les premières particules sortant de la mousse sont sèches, c'est à dire qu'elles ont traversé la mousse sans arracher et accrocher de cellules. Cela est possible grâce au phénomène de cicatrisation après le passage d'une particule dans une cellule de mousse [9]. En effet, la mousse générée contient des cellules de diamètre moyen compris entre $0,1$ et 1 mm. Les films qui constituent ces cellules ont donc une surface très grande devant celle d'une particule. Cela sous-entend que les particules sèches, qui sont en tête de jet, ont une vitesse plus élevée que les autres, leur permettant de se détacher du paquet et de traverser les cellules de mousse de façon quasi-unitaire. Cela est également étroitement lié à la probabilité pour ces particules, de traverser un nœud dans lequel se concentre la majorité du liquide contenu dans la mousse. Plus les particules sont petites ou isolées (ce qui est le cas des premières particules, les plus véloces), plus la probabilité qu'elles ont de sortir sèches du confinement aqueux est grande.



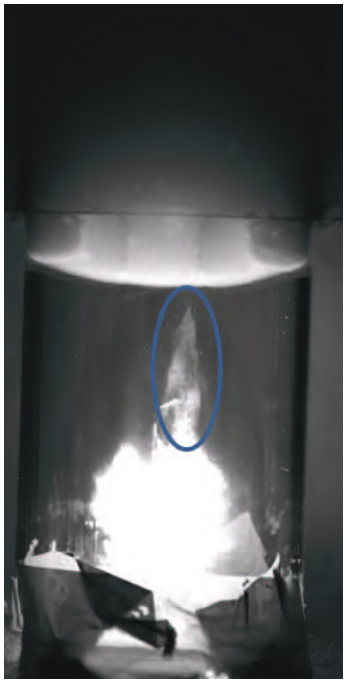
(a) entrée des particules (b) sortie des particules

Figure 5.24 – Images de particules de WO_3 à l'entrée et à la sortie de la mousse (h_m = 10 cm)

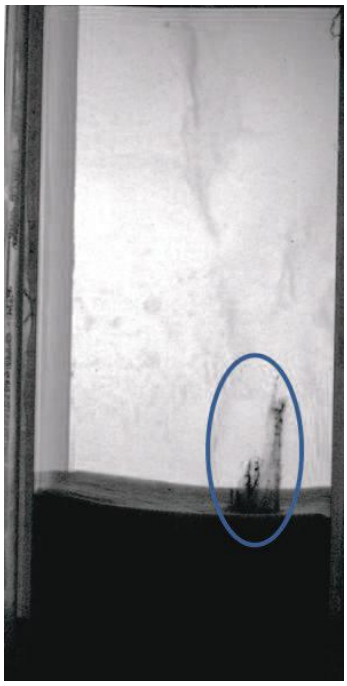


(a) entrée des particules pour $h_m = 13$ cm

(b) sortie des particules pour $h_m = 13$ cm



(c) entrée des particules pour $h_m = 20$ cm



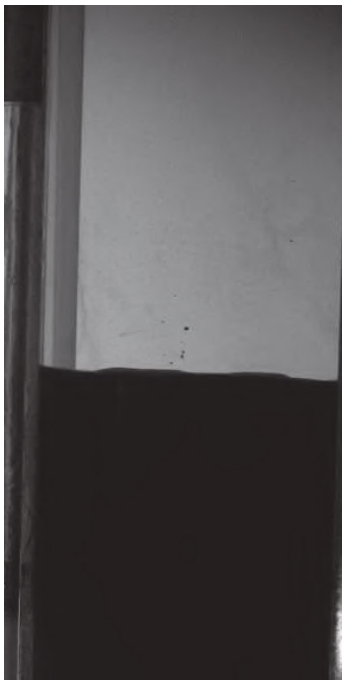
(d) sortie des particules pour $h_m = 20$ cm

Figure 5.25 – Images de particules de WO_3 à l'entrée et à la sortie de la mousse (h_m = 13 et 20 cm)

(a) entrée des particules pour $h_m = 25$ cm

(b) sortie des particules pour $h_m = 25$ cm

(c) entrée des particules pour $h_m = 30$ cm



(d) sortie des particules pour $h_m = 30$ cm

Figure 5.26 – Images de particules de WO_3 à l'entrée et à la sortie de la mousse (h_m = 25 et 30 cm)

Ces premières particules se dispersent ensuite dans l'air. Les suivantes sont recouvertes de mousse, et selon leur vitesse, soit elles retombent après quelques millisecondes, soit elles sont arrêtées par le couvercle posé au-dessus du canal de mousse. Quel que que soit le cas, ces particules sont considérées comme capturées. En effet, elles ne peuvent se disperser dans l'air dès lors qu'elles sont recouvertes de mousse. Quelle que soit la quantité de mousse utilisée, la majeure partie des particules mises en mouvement est capturée. Avec 30 cm de mousse, aucune particule ne sort du confinement aqueux.

La *Figure 5.27* présente le diagramme x-t issu de l'analyse des enregistrements des différents essais réalisés. Les tracés au coin en bas à gauche de la figure représentent la progression des particules dans l'air, avant l'entrée dans la mousse, tandis que les autres représentent leur progression dans l'air, à la sortie de la mousse. Le canon à plasma est un outil relativement répétitif. En effet, on remarque sur le diagramme de faibles écarts de pentes et donc de vitesses, concernant la progression des particules avant l'entrée dans la mousse.

Les vitesses initiales (c'est-à-dire celles d'entrée des particules dans la mousse) sont comprises entre 187 et 307 m·s^{-1} avec un écart-type maximal de 34 m·s^{-1}. Cette disparité est notamment due au tassage du chargement de particules ainsi qu'aux conditions de propulsion des particules.

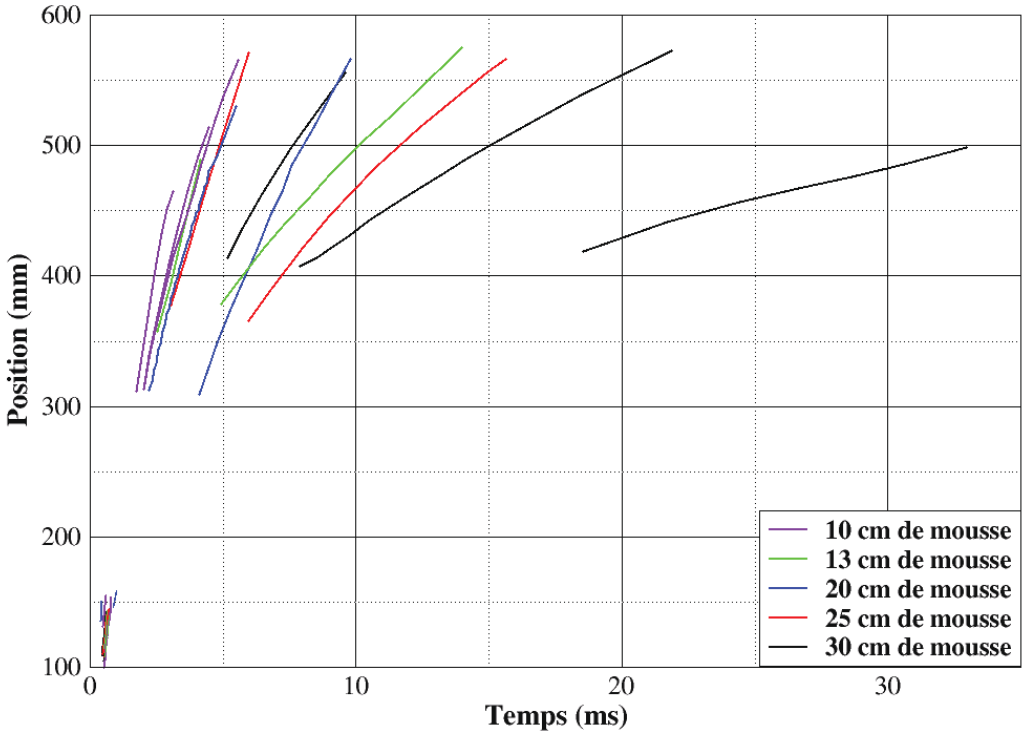


Figure 5.27 – Diagramme x-t de la progression des particules à l'entrée et la sortie de la mousse, pour différentes hauteurs de mousse

Celles-ci sont effectivement mises en mouvement différemment suivant le comportement de la membrane en Kapton qui, suivant les cas, peut se déformer sous l'effet du claquage ou se rompre, partiellement ou complètement. Dans les cas de rupture, la trajectoire des particules peut être modifiée suivant la trajectoire de la pellicule. On visualise d'ailleurs la pellicule de Kapton derrière le jet de particules, à la sortie de la mousse, à la *Figure 5.26 (c)*. La disparité des vitesses initiales est également due aux conditions atmosphériques. En effet, suivant celles-ci, la distance de claquage est plus ou moins importante, influant sur l'énergie cinétique transmise par le plasma. Quel que soit le cas considéré, une rupture de pente est visible entre les trajectoires des particules à l'entrée et à la sortie de la mousse, due au ralentissement des particules par le confinement aqueux. Cette rupture est d'autant plus importante que la hauteur de mousse traversée est grande. On remarque également, à configuration équivalente, une disparité dans les trajectoires suivies par les particules. Cette disparité augmente avec la hauteur de mousse. En effet, plus le volume de mousse mis en jeu est grand, plus le niveau de celui-ci est sujet à se déformer ou à se translater, sous l'effet de son propre poids, entre l'instant de retrait de la feuille plastique rigide et celui de l'essai. Selon la vitesse de sortie et la profondeur du ménisque formé au centre de la surface libre de la mousse, un écart spatio-temporel du jet de particules sera observé. La disposition et la quantité de mousse attachée à ces particules influeront également sur leur ralentissement, sur une longue durée (quelques ms), dans l'air. Pour cette raison, seuls les premiers instants suivant la sortie des particules de la surface libre de la mousse seront pris en considération, pour le calcul de leur vitesse, et pour une hauteur de mousse donnée.

Les *Figures 5.28* à *5.32* présentent l'évolution de la vitesse des particules juste avant et après leur passage dans différentes hauteurs de mousse. La zone colorée représente le volume de mousse mis en jeu. Les relevés de vitesses symbolisés par une étoile correspondent, après le passage dans la mousse, à celle des particules entourées par la mousse, et donc à celles qui sont capturées par celle-ci. Ceux représentés par des croix correspondent aux particules traversant la mousse sans emporter de cellules de mousse. Indépendamment de la hauteur de mousse traversée, ces dernières sont nettement plus rapides, et subissent en moyenne un ralentissement de 25 % de la valeur de leur vitesse avant traversée de la mousse. Pour une hauteur de mousse donnée, la vitesse de sortie des particules dites sèches est dépendante de leur vitesse d'entrée, contrairement aux particules entourées de mousse. En effet, comme le montre la *Figure 5.28*, quand bien même la vitesse initiale varie de 100 $m \cdot s^{-1}$, la valeur de la vitesse de sortie des particules chargées de mousse reste inchangée. L'analyse des différents relevés de vitesses confirme, à nouveau, le ralentissement par la mousse des particules humides par paliers. On ralentit autant le chargement de particules avec 10 ou 13 cm de mousse. Les particules chargées de mousse auront plus

de mal à continuer leur progression dans l'air et seront plus rapidement arrêtées, par la masse de mousse qu'elles entraînent. De la même façon, rajouter 10 ou 15 cm de hauteur de mousse divise la vitesse de sortie des particules humides par 2. Avec 30 cm de hauteur de mousse, les particules sont arrêtées. Pour ce cas, la mousse mise en mouvement se meut très lentement sans se rompre avant de retomber. Le taux de ralentissement, tous cas confondus, est compris entre 70 et 98 %.

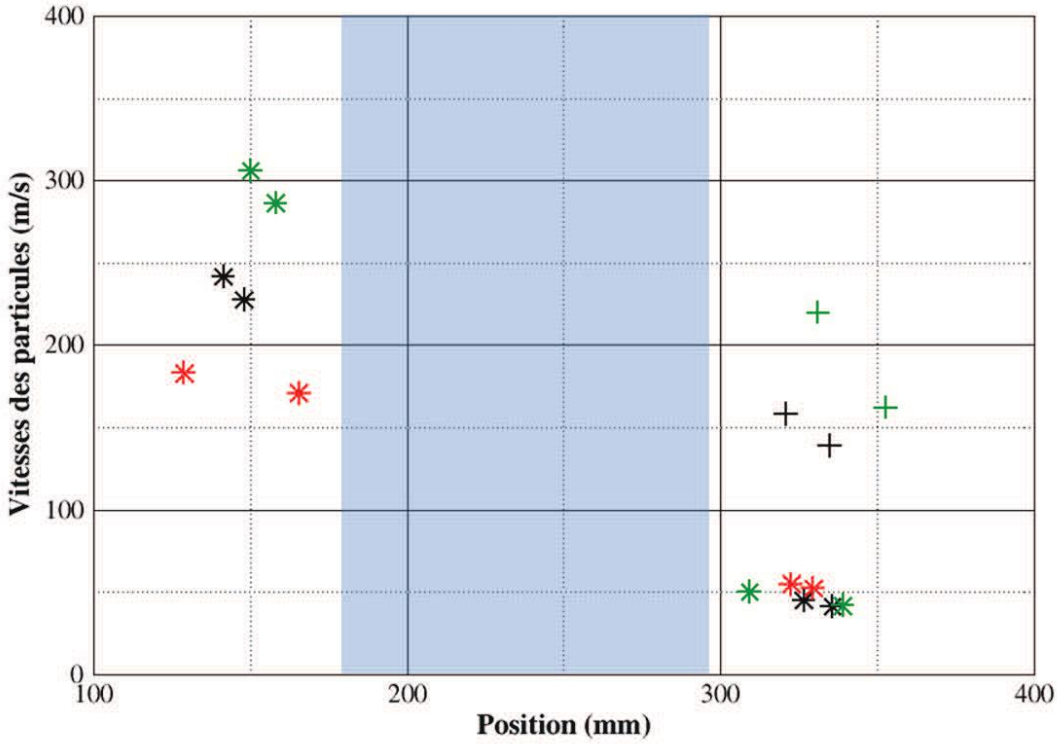


Figure 5.28 – Vitesse des particules de WO_3 pour $h_m = 10$ cm (3 essais réalisés représentés en noir, en rouge et en vert, la vitesse des particules sèches étant symbolisée par des croix)

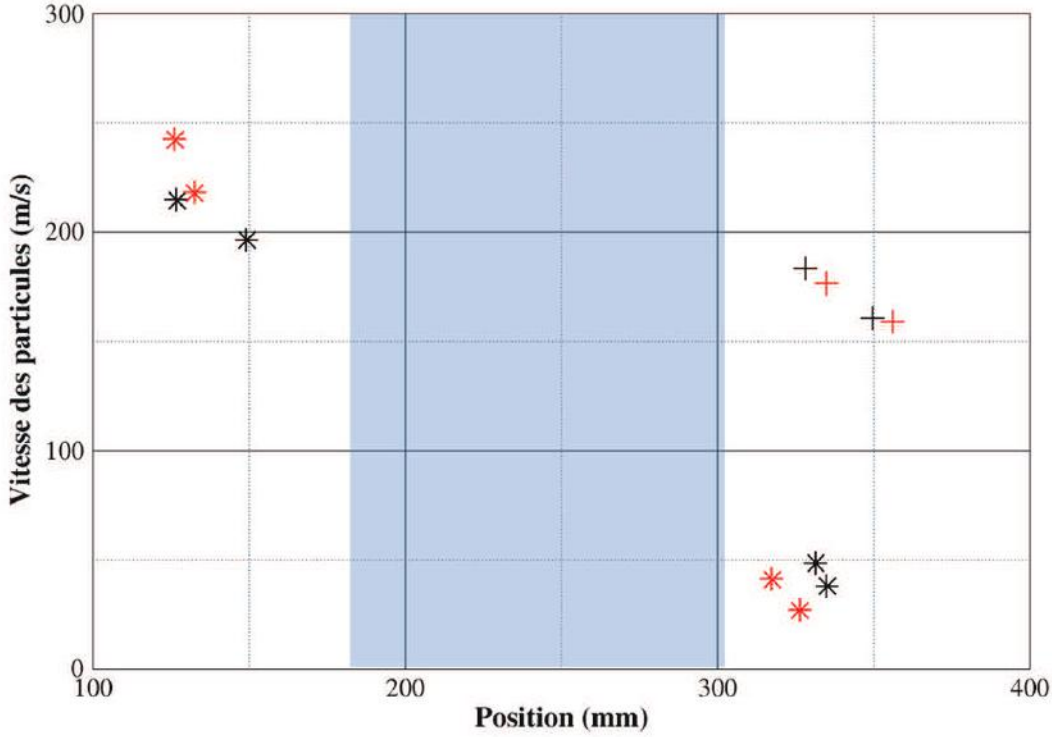


Figure 5.29 – Vitesse des particules de WO_3 pour $h_m = 13$ cm (2 essais réalisés représentés en noir et en rouge, la vitesse des particules sèches étant symbolisée par des croix)

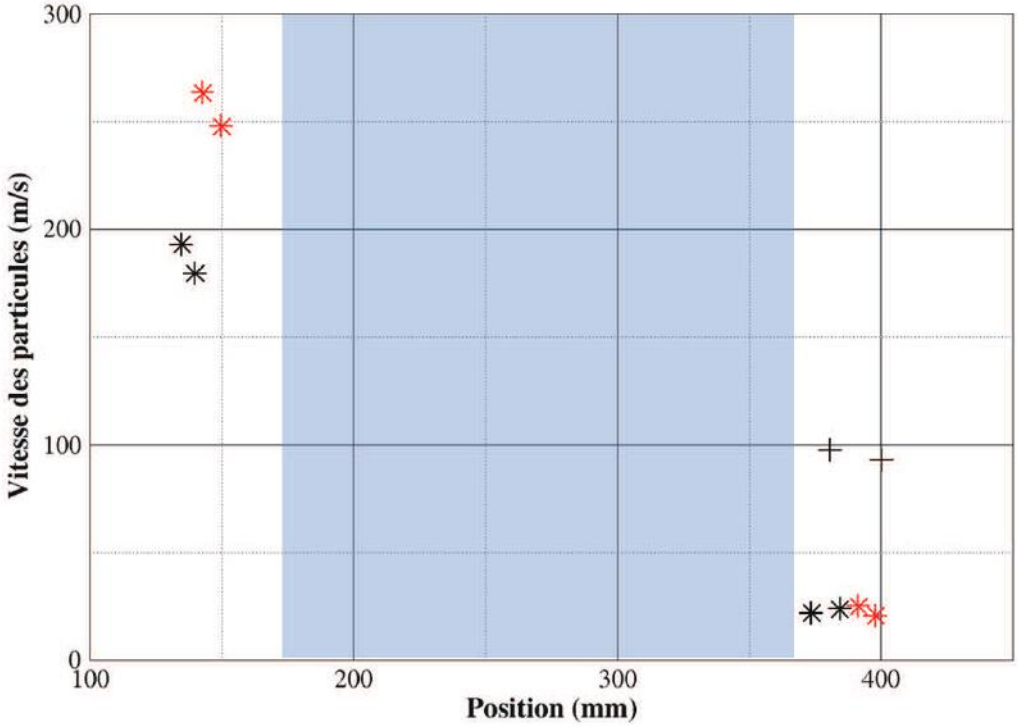


Figure 5.30 – Vitesse des particules de WO_3 pour $h_m = 20$ cm (2 essais réalisés représentés en noir et en rouge, la vitesse des particules sèches étant symbolisée par des croix)

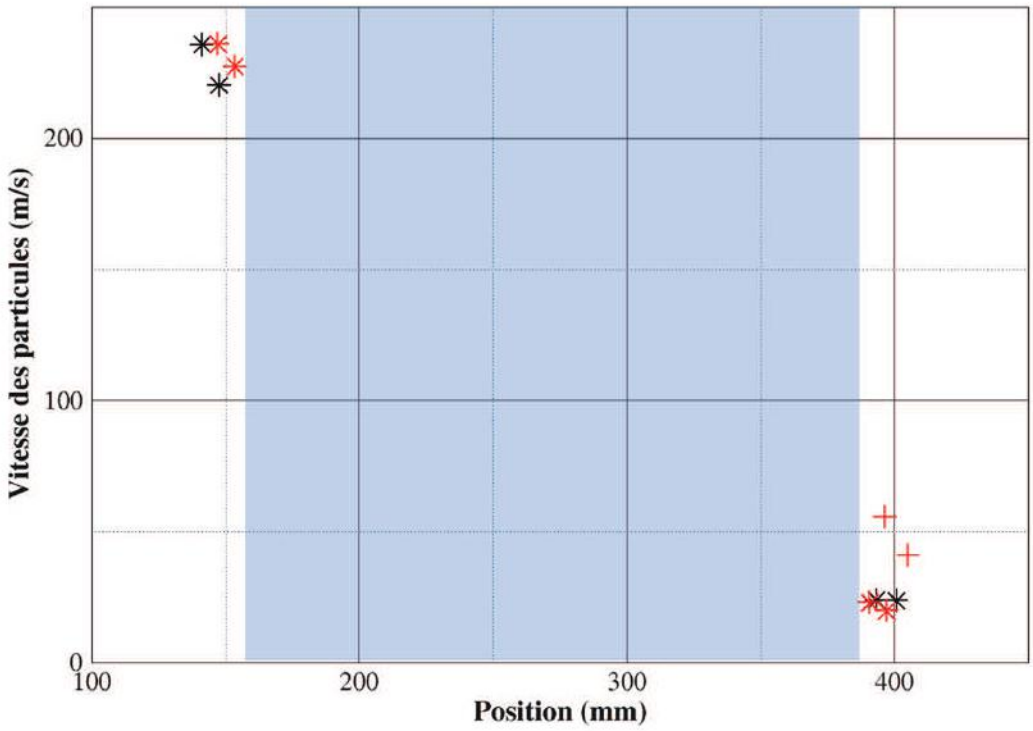


Figure 5.31 – Vitesse des particules de WO_3 pour $h_m = 25$ cm (2 essais réalisés représentés en noir et en rouge, la vitesse des particules sèches étant symbolisée par des croix)

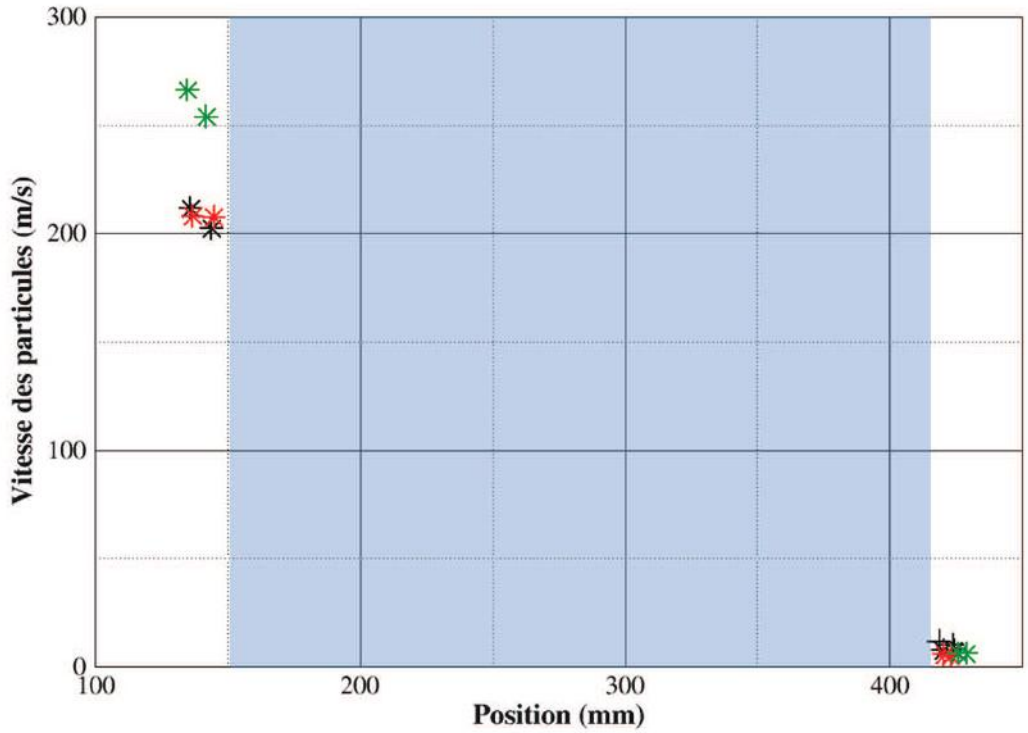


Figure 5.32 – Vitesse des particules de WO_3 pour $h_m = 30$ cm (3 essais réalisés représentés en noir, e, rouge et en vert, la vitesse des particules sèches étant symbolisée par des croix)

5.5 Étude numérique du ralentissement de particules micrométriques mises en mouvement par impulsion, dans l'air et la mousse

La littérature ouverte ne fournissant pas ou très peu de modèles des transferts de quantité de mouvement entre des particules micrométriques et l'air ou la mousse, la base de données expérimentales présentée dans ce chapitre a permis d'alimenter le code Lagfoam, dans le but de contraindre les différents paramètres physiques sur lequel il s'appuie. Cela garantira, dans M^{3}OUSSACA, une bonne restitution de ces interactions, nécessaire à une meilleure simulation de la dispersion des particules dans un volume donné. Une étude paramétrique a donc été réalisée à partir des résultats expérimentaux, afin de formuler des lois de ralentissement des particules étudiées, dans l'air et la mousse.

5.5.1 Dans l'air

La campagne en tube à choc étant la seule à avoir fourni des résultats de ralentissement de particules dans l'air, elle sera utilisée pour contraindre les différents paramètres dans LagFoam dans ce milieu.
En s'inspirant de la loi de Stokes définie précédemment au chapitre 3.1.2, nous avons cherché une loi de Stokes modifiée, de type :

$$C_d = A\frac{24}{R_{ep}}(1 + B\ R_{ep}^{\alpha}) \tag{5.2}$$

avec A et B des constantes indépendantes du matériau, de la masse et de la granulométrie mises en jeu, en considérant des particules de granulométrie micrométriques. Une étude par dichotomie nous a permis de déterminer ces constantes : $A = 10$, $B = \frac{3}{16}$ et $\alpha = 1$.
Les *Figures 5.33* à *5.35* présentent la comparaison entre les signaux expérimentaux, issus de la campagne tube à choc et ceux issus du code de simulation LagFoam. Les résultats expérimentaux sont symbolisés par des étoiles tandis que les numériques sont en traits pointillés. La première de ces figures concerne les particules de verre, sphériques, couramment étudiées dans la bibliographie. Les résultats numériques, pour ce cas, sont d'ailleurs également comparés à ceux présentés dans [44] et dont la formulation du C_d a été présentée précédemment dans la partie 3.1.2. Comme le montre la *Figure 5.33*, l'utilisation de la formulation du Reynolds issue de [44] est moins satisfaisante que celle utilisée ici. Elle sous-estime le freinage des particules et l'erreur introduite augmente avec la distance par-

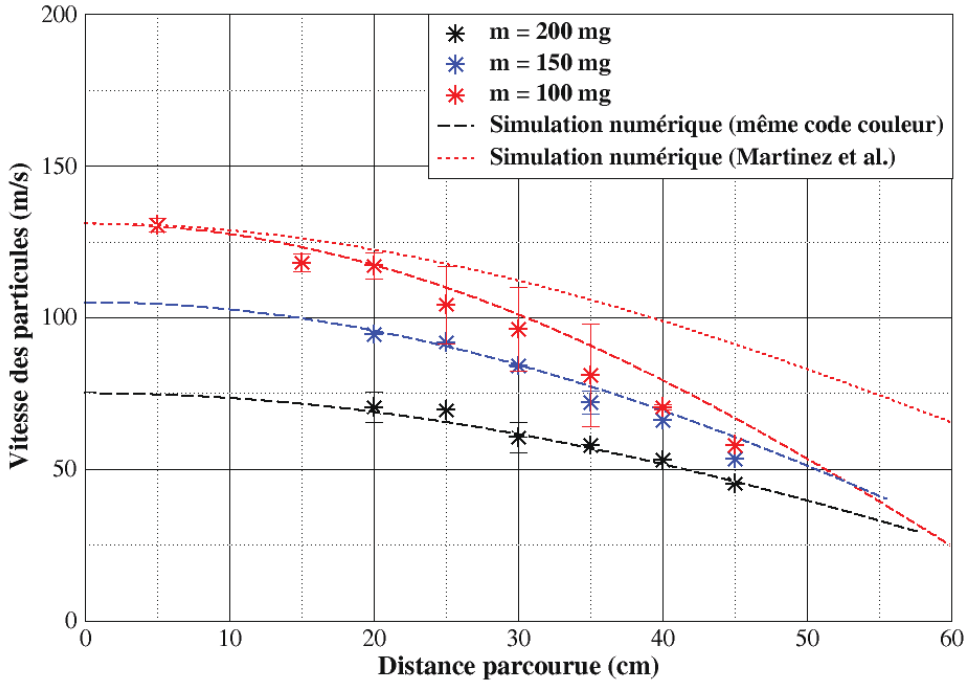


Figure 5.33 – Freinage dans l'air de chargements de différentes masses de particules de verre ($D_{pm} = 60\ \mu m$). Comparaison entre les résultats expérimentaux issus de la campagne TAC (étoiles) et ceux issus du code LagFoam (traits pointillés)

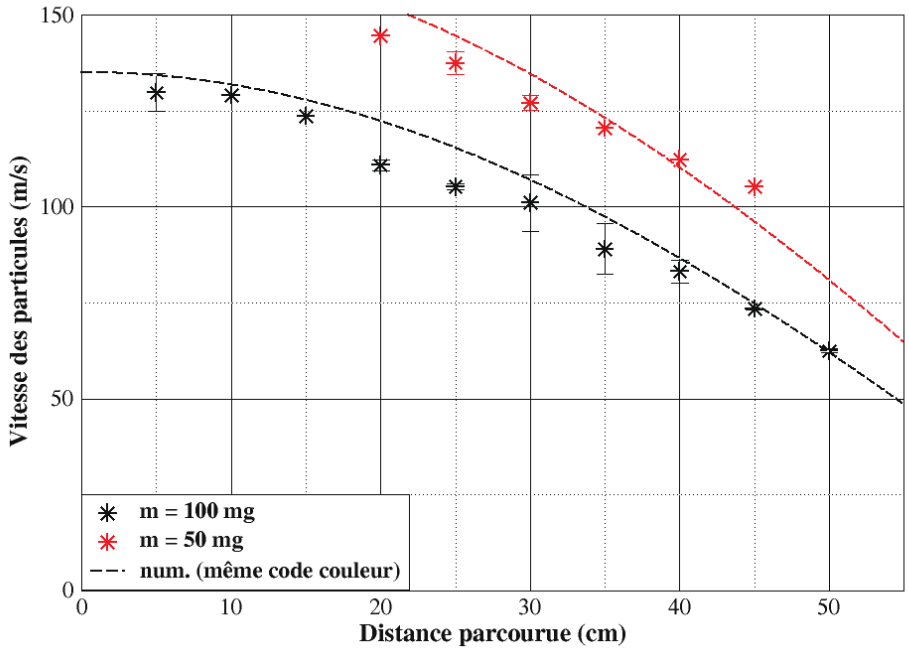


Figure 5.34 – Freinage dans l'air de chargements de différentes masses de particules d'aluminium ($D_{pm} = 100\ \mu m$). Comparaison entre les résultats expérimentaux issus de la campagne TAC (étoiles) et ceux issus du code LagFoam (traits pointillés)

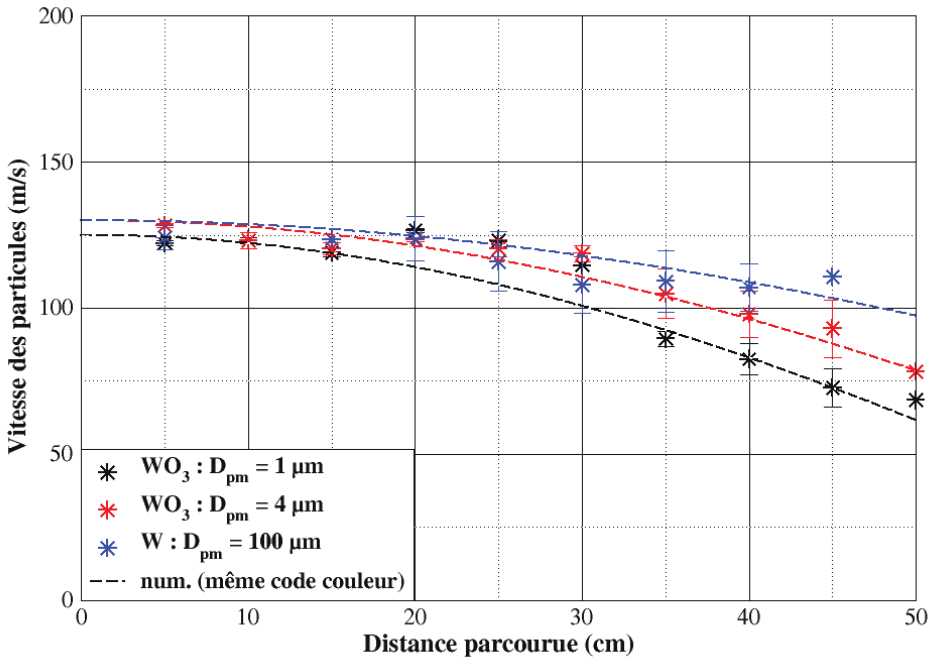


Figure 5.35 – Freinage dans l'air de 100 mg de particules de tungstène et de WO_3, de différentes granulométries. Comparaison entre les résultats expérimentaux issus de la campagne TAC (étoiles) et ceux issus du code LagFoam (traits pointillés)

courue. Concernant la formulation choisie (*cf. Eq. 5.2*), LagFoam restitue correctement la décélération des particules de verre dans l'air, et ce pour toutes les masses testées. La comparaison des résultats numériques et expérimentaux du ralentissement de particules d'aluminium est elle aussi satisfaisante (cf. *Fig. 5.34*). La simulation restitue donc, pour les deux chargements de masses différentes, les données expérimentales, indépendamment de la granulométrie des particules. En effet, les particules de verre ont un $D_{pm} = 60$ μm quand celles d'aluminium ont un $D_{pm} = 100$ μm. La *Figure 5.35* présente la comparaison entre les résultats expérimentaux et numériques pour des chargements de 100 mg de particules de tungstène et de trioxyde de tungstène. Ce jeu de données implique une variation de la granulométrie (facteur allant de 1 à 100), de la masse volumique des particules et de la composition chimique des particules. Il est à noter que les particules de WO_3 ayant été utilisées durant les campagnes de dispersion de particules par explosif (cf. chapitre 7), la modélisation de leurs échanges avec les deux autres phases que sont la phase gazeuse et la mousse est cruciale pour la suite de notre étude. En effet, cette modélisation sera implémentée dans le code M^3OUSSACA que l'on veut prédictif en termes de freinage et de capture de particules. Encore une fois, le code LagFoam restitue de manière très satisfaisante le ralentissement de ces particules dans l'air, indépendamment de la masse volumique et de la granulométrie mises en jeu.

5.5.2 Dans la mousse

La compréhension des phénomènes régissant l'interaction entre des particules micrométriques et la mousse est à ce jour incomplète. La modélisation des transferts de quantité de mouvement entre une ou plusieurs particules et la mousse est d'ailleurs quasi-inexistante dans la littérature ouverte. Il a donc fallu se baser sur l'analyse résultant des campagnes en tube à choc et canon à plasma afin de déterminer les paramètres prépondérants dans cette interaction. Pour rappel, il a été constaté, à la suite de ces campagnes, que le ralentissement des particules était étroitement lié, pour une mousse donnée, à la hauteur de mousse traversée, à la masse volumique et à la granulométrie des particules. La première approche a été de partir de la formulation donnée à l'équation *(5.2)* et de déterminer A et B permettant une modélisation correcte du ralentissement des particules par la mousse. Nous n'avons pas pu converger vers une valeur unique de ces coefficients, valable pour tous types de particules et indépendante de la hauteur de mousse. La seconde approche a donc été de définir une loi dépendant des paramètres prépondérants cités précédemment. La masse volumique étant déjà prise en compte dans les équations bilan, il a été décidé de restreindre l'étude paramétrique aux deux autres paramètres (hauteur de mousse et granulométrie des particules). La loi formulée est décrite par l'équation *(5.3)*, avec C et E deux variables dépendant de la hauteur de mousse traversée h_m. Le coefficient E traduit l'influence du rapport entre la hauteur de mousse h_m et le rayon des particules r_p. On détermine alors un coefficient de frottement global, englobant toutes les interactions entre particules ainsi que celles entre les particules et la mousse.

$$C_f = C(h_m)\frac{h_m}{r_p}^{(E(h_m))} \tag{5.3}$$

Un modèle de minimisation a été mis en place afin de déterminer C et E. La fonctionnelle f à minimiser est la suivante :

$$f = (u_p - u_{pobj})^2 + (x_p - x_{pobj})^2 \tag{5.4}$$

u_p étant la vitesse obtenue par le code LagFoam, juste après la traversée de la mousse, de la particule, x_p la position de la particule liée à cette vitesse. u_{pobj} est la vitesse moyenne expérimentale mesurée à la sortie de la mousse et x_{pobj} la position expérimentale correspondant à la vitesse expérimentale, c'est-à-dire la hauteur de mousse h_m. L'étude paramétrique par minimisation est effectuée en fonction des trois grandeurs que sont C, E et n_t (le nombre d'itérations du problème direct) en évaluant les gradients discrets de la fonctionnelle vis-à-vis de ces 3 variables. La minimisation de la fonctionnelle est réalisée

en lançant le problème direct résolu par LagFoam, autant de fois que nécessaire afin d'atteindre la condition de sortie, définie par $f < 1 \cdot 10^{-1}$.

Les résultats obtenus par le modèle de minimisation, pour le cas du ralentissement des particules de WO_3 de $D_{pm} = 1$ μm, sont présentés, pour $h_m = 20$ cm, sur les *Figures 5.36 et 5.37*. Le nombre d'itérations spécifiés en abscisse, pour la *Figure 5.36*, correspond au nombre d'itérations nécessaires à la minimisation de la fonctionnelle. On constate que la fonctionnelle est stable et tend vers zéro au bout de 30 itérations. L'évolution du nombre d'itérations n_t effectués pour chaque calcul du problème direct est également présentée sur cette figure. La valeur de celui-ci se stabilise autour de 70000 itérations, preuve que le calcul direct a convergé. La *Figure 5.37* montre l'évolution de coefficient E en fonction du coefficient C, au cours des itérations de minimisation. Pour le cas traité, le coefficient E optimisé a une valeur de $0,5255$. Il a oscillé entre $0,33$ et $0,64$. La valeur du coefficient C optimisé est, elle, de $13,96$ (il a oscillé entre 9,8 et 16). Cette démarche a été appliquée pour les différentes hauteurs de mousse testées expérimentalement. La *Figure 5.37* présente, d'autre part, l'évolution de la vitesse des particules en fin de calcul, d'un cas ayant $x_{pobj} = 20$ cm, en fonction de x_p, et ce pour chaque itération de la minimisation. On remarque qu'en partant de 133 m·s^{-1}, la vitesse finale se stabilise à $21,2$ m·s^{-1} pour une position des particules égale à $17,5$ cm. La valeur objectif n'est ici pas strictement atteinte par l'algorithme, tout en respectant la condition de sortie $f < 1 \cdot 10^{-1}$.

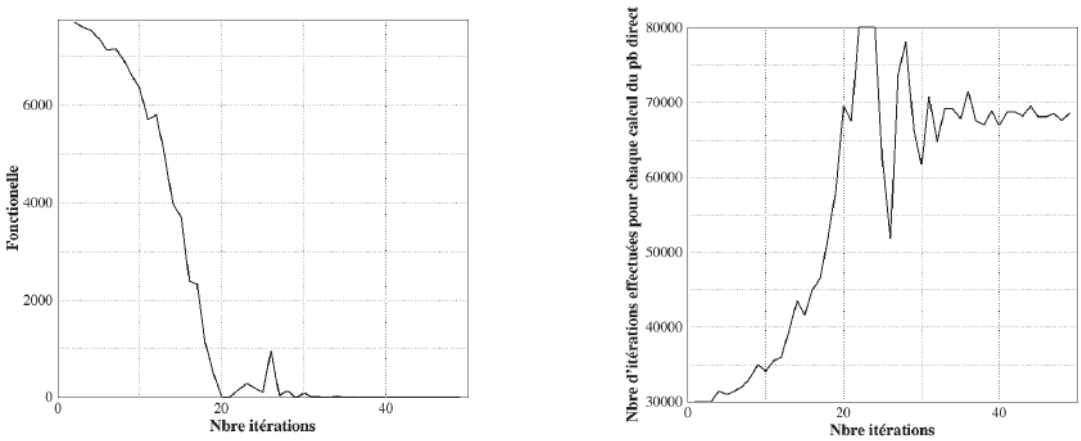


Figure 5.36 – Évolution de la valeur de la fonctionnelle f et du nombre d'itérations n_t du problème direct, en fonction des itérations du calcul de minimisation, pour $h_m = 20$ cm

De ces valeurs sont déduites, par régression linéaire, les expressions des coefficients $E(h_m)$ et $C(h_m)$, dépendant de la hauteur de mousse traversée h_m. Pour exemple, dans le cas de particules de WO_3 de $D_{pm} = 1$ μm, $E(h_m)$ et $C(h_m)$ sont définis par les relations suivantes :

$$\begin{aligned} C(h_m) &= 5,575 \cdot h_m^{-0,504} \\ E(h_m) &= 0,202 \cdot h_m^{-0,589} \end{aligned} \tag{5.5}$$

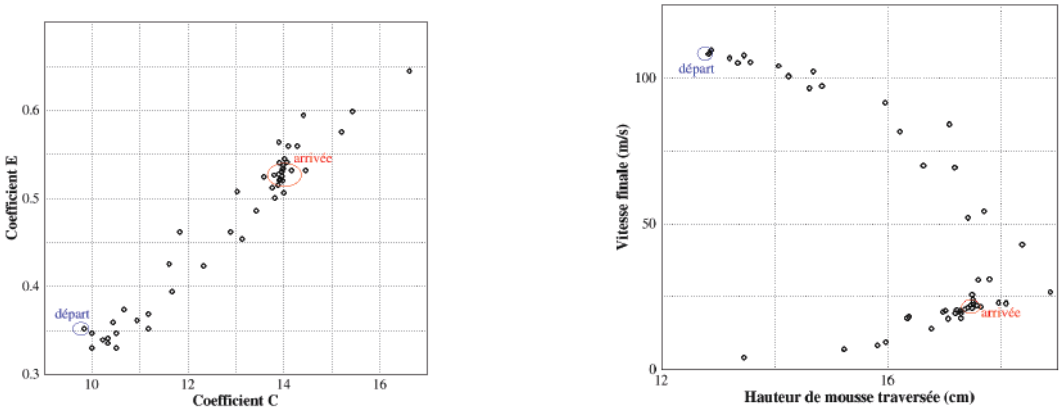


Figure 5.37 – Évolution des coefficients C et E ainsi que de la vitesse finale des particules et de la hauteur de mousse traversée, pour les différentes itérations du calcul de minimisation, pour $x_{pobj} = 20$ cm

En utilisant ces coefficients dans LagFoam, on obtient, pour les différentes hauteurs de mousse traversée, l'évolution de la vitesse des particules, en sortie de mousse (cf. *Fig. 5.38*).Les valeurs de E et de C en fonction du matériau utilisé est donné en Annexe .
On constate une bonne restitution par LagFoam, du ralentissement des particules de WO_3, quelle que soit la valeur de h_m. C et E ne dépendant que de h_m, cela confirme donc la prépondérance, sur le ralentissement des particules, de ce paramètre. En actualisant la valeur du rayon de particules r_p dans l'expression du coefficient de frottement C_f (cf. Eq. 5.3), on obtient les vitesses finales, pour des particules de WO_3 de $D_{pm} = 4$ μm, présentées en *Figure 5.39*. Encore une fois, les résultats numériques sont satisfaisants, au vu des résultats expérimentaux. L'écart le plus grand est observé pour de faibles valeurs de h_m, où l'erreur expérimentale est la plus élevée(pour $h_m = 10$ cm, l'erreur expérimentale est égale à 15 m·s^{-1}). Les résultats de la campagne en canon à plasma sont importants pour vérifier la capacité de LagFoam à restituer le ralentissement, par la mousse, de particules dispersées à différentes vitesses initiales. La modélisation déterminée précédemment a donc été utilisée, en implémentant les conditions initiales des différents essais réalisés lors de la campagne en canon à plasma, c'est à dire, avec des particules de WO_3 de $D_{pm} = 4$ μm. Comme le montre la *Figure 5.40*, avec un protocole expérimental très différent et des vitesses initiales de particules ayant une valeur jusqu'à deux fois plus grande que celles obtenues dans les expériences tube à choc, nous pouvons constater que le code LagFoam reproduit de façon satisfaisante le freinage des particules. La *Figure 5.41* démontre qu'en augmentant la masse volumique des particules mises en vitesse, la restitution numérique de leur ralentissement dans la mousse reste correct.

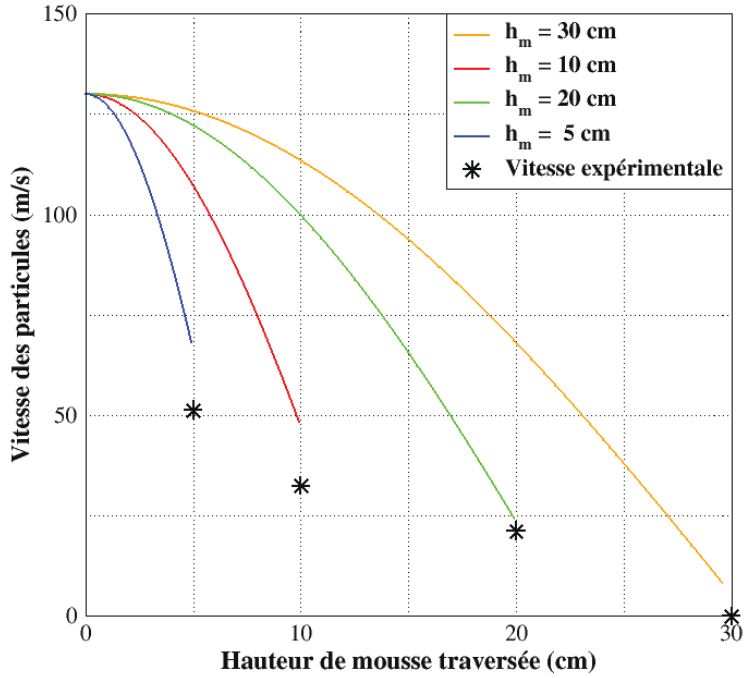


Figure 5.38 – Ralentissement de particules de WO_3 de $D_{pm} = 1$ μm dans différentes hauteurs de mousse. Résultats de calculs (traits continus) comparés aux valeurs expérimentales en tube à choc

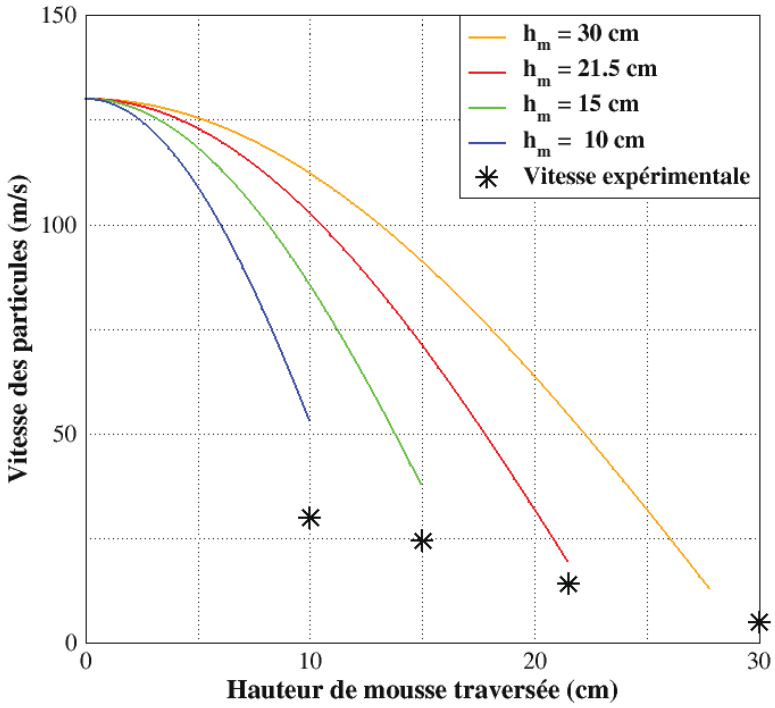


Figure 5.39 – Ralentissement de particules de WO_3 de $D_{pm} = 4$ μm dans différentes hauteurs de mousse. Résultats de calculs (traits continus) comparés aux valeurs expérimentales en tube à choc(étoiles)

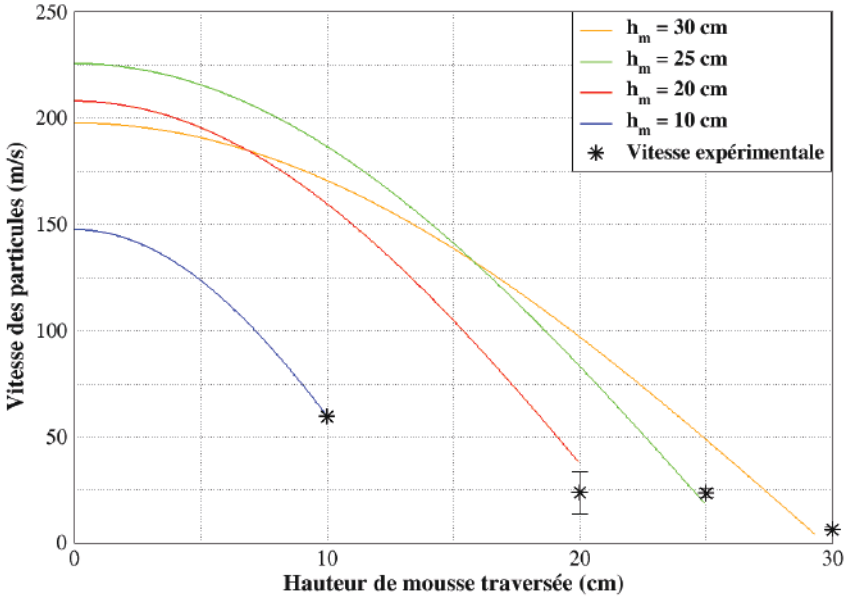


Figure 5.40 – Ralentissement de particules de WO_3 de $D_{pm} = 4$ μm dans différentes hauteurs de mousse. Résultats de calculs (traits continus) comparés aux valeurs expérimentales en canon à plasma (étoiles), en utilisant les mêmes coefficients que ceux trouvés en tube à choc

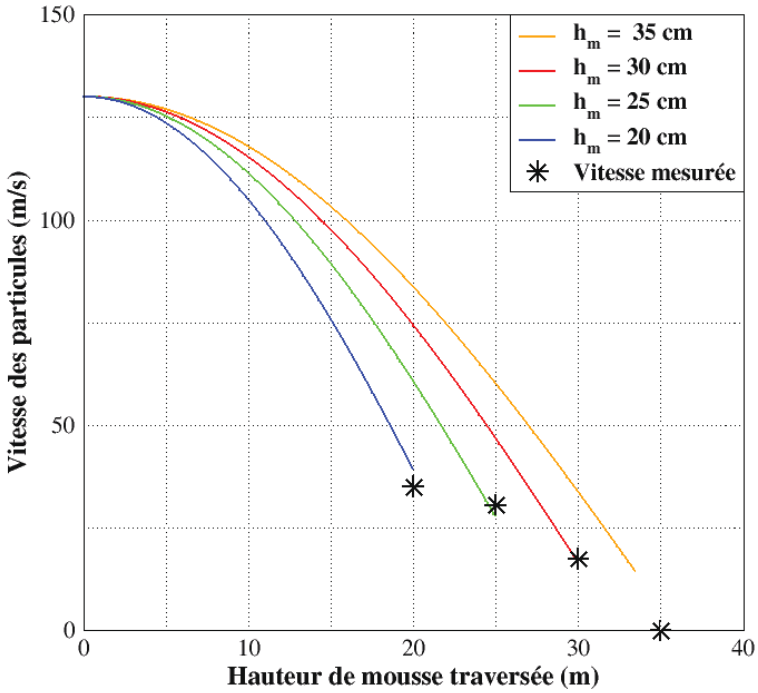


Figure 5.41 – Ralentissement de particules de W de $D_{pm} = 100$ μm dans différentes hauteurs de mousse. Résultats de calculs (traits continus) comparés aux valeurs expérimentales en tube à choc (étoiles)

5.6 Conclusions partielles

Trois montages expérimentaux ont été développés afin d'étudier la capacité de ralentissement de particules, mises en mouvement à différentes gammes de vitesse, par une mousse aqueuse. Ils ont permis d'élargir notre compréhension des phénomènes régissant l'interaction entre des particules micrométriques et la mousse aqueuse sèche.
Le tube à choc a permis, avec une bonne reproductibilité, de mettre en mouvement différents matériaux et granulométries de particules à une vitesse initiale de l'ordre de 130 $m{\cdot}s^{-1}$, par le retournement d'une membrane située en sortie du tube. C'est un dispositif permettant grâce à une chambre de visualisation positionnée au-dessus de celui-ci, de mesurer le ralentissement des particules dans l'air et à la surface libre de la mousse. Le tube à détonation vertical était pressenti pour étendre le domaine d'étude (quantités et/ou vitesses initiales de particules) vis-à-vis du tube à choc. Toutefois, il n'a pas été envisagé que des morceaux de membrane primaire puissent transpercer la membrane secondaire en sortie de tube. En effet, la détonation détruit la majeure partie de la membrane primaire en mylar, mais des morceaux fondus subsistent et sont accélérés à la vitesse de l'écoulement. Les résidus de la membrane primaire transpercent très fréquemment la membrane secondaire et dépassent les particules mises en vitesse, du fait de leur grande énergie cinétique. Différentes épaisseurs et matériaux de membranes ont été expérimentés (mylar de 50 μm à 500 μm, nitril de 1 mm à 2 mm et feuillard inox), ainsi que la fragilisation de la membrane primaire, mais les tentatives n'ont pas été concluantes. La mise en œuvre d'un autre dispositif, utilisant un canon électrique, a permis d'obtenir de meilleurs résultats. Le fonctionnement du canon électrique de PPrime n'est pas optimal. La répétabilité du dispositif est acceptable, toutefois, il existe une variabilité des essais, due aux changements de conditions atmosphériques d'un jour à l'autre qui influent sur la distance de claquage. Il est donc nécessaire de mesurer systématiquement la vitesse initiale des particules, en sortie de canon.
Les particules, quelles que soient leur quantité et leur granulométrie, sont dispersées dans l'air sous la forme d'une enveloppe conique. La masse volumique des particules pilote leur dilution dans ce milieu et donc l'angle aigu de ce cône. De même, les particules de granulométrie plus fine se dilueront plus rapidement que celles de granulométrie plus élevée.
Dans la mousse, les mêmes grandeurs physiques pilotent le ralentissement des particules. Ainsi, plus la masse volumique des particules sera élevée, moins elles seront ralenties. De même, la granulométrie des particules joue un rôle majeur. En effet, selon celle-ci et le diamètre moyen des bulles constituant la mousse, les particules seront plus ou moins rapidement ralenties. Cela est lié au rapport de surfaces entres les films composant une cellule de mousse et la particule. Plus ce rapport sera petit, plus la particule aura de

chance de traverser un nœud et d'être ralentie par celui-ci. Au contraire, plus le rapport est grand, plus cette probabilité est faible. De plus, dans ce dernier cas, le phénomène de cicatrisation du film après le passage de la particule est possible, et les phénomènes de transferts de quantité de mouvement sont donc moindres. On obtient alors dans ces conditions, des vitesses à la sortie de la mousse jusqu'à près de 4 fois plus élevées. Il a été démontré que la mousse ralentit les particules par paliers et qu'elle ne peut donc pas être considérée comme un milieu continu non newtonien. Ce ralentissement est étroitement lié, au-delà des caractéristiques des particules utilisées, à la hauteur h_m de mousse traversée par celles-ci. Le ralentissement est d'autant plus important que h_m est élevée. Pour des vitesses initiales de particules comprises entre 120 et 310 $m{\cdot}s^{-1}$ et un confinement parallélépipédique aqueux ayant une base de $0,25$ ou $0,01$ m^2, avec $h_m = 30$ cm, les particules sont complètement arrêtées. L'analyse des résultats issus de la campagne en canon à plasma a permis de s'affranchir de l'incertitude sur la vitesse initiale d'entrée des particules dans la mousse, présente lors de la campagne en tube à choc. En effet, en tube à choc, il n'a pas été possible de mesurer sur un même essai les vitesses de particules, à l'entrée et à la sortie de la mousse. Des essais ont donc été effectués séparément dans l'air puis avec un confinement aqueux, en assimilant la vitesse d'entrée des particules dans la mousse comme étant la moyenne de celles mesurées dans l'air. Pour cette gamme de paramètres, le taux de ralentissement de particules par la mousse est compris entre 70 et 98 %.

L'étude paramétrique réalisée à l'aide du code de simulation LagFoam, dans les deux milieux que sont l'air et la mousse, a permis d'établir une loi régissant le ralentissement des particules dans ces milieux. Celle formulée dans l'air est une loi de Stokes modifiée, déterminée par dichotomie. Elle est valable pour un nombre de Reynolds particulaire $R_{ep}<1000$. La formulation de lois de traînée dans la mousse étant très peu documentée dans la littérature ouverte, une étude paramétrique a été effectuée par minimisation, permettant de définir une loi de frottement dépendant de la hauteur de mousse traversée h_m et du rayon des particules utilisées r_p. Elle permet une bonne restitution des résultats expérimentaux, indépendamment de la masse et de la granulométrie des particules. Les coefficients dont dépendent cette loi sont ainsi dépandants du matériau en question. Néanmoins, cela permet de restituer correctement le freinage de particules de WO_3 (1 μm ou 4 μm) qui nous intéressent particulièrement pour les expériences de projection de particules par une charge explosive. Nous utiliserons donc ces coefficients pour la simulation d'expériences de détonation. Il est à noter que les résultats présentés sont valables pour une mousse de foisonnement $F = 60$ et ayant des cellules de diamètre moyen compris entre $0,1$ et 1 mm, et des particules ayant une granulométrie comprise entre 1 et 100 μm.

Chapitre 6

Modèle multiphasique numérique M^{3}OUSSACA

Sommaire

6.1 Introduction **126**

6.2 Principe et structure du code **126**

6.3 Modèle bidimensionnel **127**

6.4 Forces de traînée **128**

6.4.1 Transferts de quantité de mouvement entre les phases gazeuses (2) et (3) 129

6.4.2 Transferts de quantité de mouvement entre la phase liquide de la mousse (1) et la phase gazeuse (2) 129

6.4.3 Transferts de quantité de mouvement entre la phase liquide de la mousse (1) et la phase gazeuse (3) 130

6.4.4 Transferts de quantité de mouvement entre les phases gazeuses (2) et (3) et la phase solide (4) 131

6.4.5 Transferts de quantité de mouvement entre la phase liquide de la mousse (1) et la phase solide (4) 131

6.5 Transferts thermiques **132**

6.6 Fragmentation secondaire **133**

6.7 Détonation : modèle de Chapman-Jouguet **134**

6.8 Équations d'état **136**

6.8.1 Stiffened Gas 136

6.8.2 Gaz Parfaits 137

6.8.3 Jones-Wilkins-Lee 138

6.9 Développements informatiques **138**

6.10 Résumé de la structure du code **139**

6.1 Introduction

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 modéliser non seulement la propagation des ondes de choc et de souffle dans les mousses aqueuses, mais également la capture de particules par ces 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'elle possède sa propre équation d'état. Les différentes phases vont ensuite interagir entre elles par des transferts de quantité de mouvement, de masse et de chaleur. Ces transferts sont modélisés par des termes sources qui seront explicités par la suite. La partie hyperbolique du système d'équations utilisé s'appuie sur la "méthode des équations discrètes" (DEM). Le modèle, initialement utilisable en géométrie unidimensionnelle plane ou sphérique [2, 3], a été développé afin de prendre en compte des problèmes 2D-axisymétriques et parallélisé avec une méthode de décomposition de domaine et une bibliothèque MPI. Une quatrième phase, représentant les particules solides, a également été implémentée. Il a également été nécessaire d'implémenter les termes relatifs aux interactions avec les trois autres phases. Les évolutions apportées à ce code sont présentées dans ce chapitre.

6.2 Principe et structure du code

Le code M^{3}OUSSACA utilise quatre phases que sont les phases liquide et gazeuse de la mousse, les produits de détonation et la phase solide (particules). La phase liquide de la mousse est considérée comme étant de l'eau. En effet, lorsqu'elle est soumise à des ondes de compression, la mousse va se fragmenter, créant un nuage de gouttelettes d'eau, brouillard qui va participer aux effets atténuateurs des mousses aqueuses. Au niveau de la modélisation numérique, étant donnée l'amplitude des ondes de choc, on considère qu'au-delà d'un certain seuil de pression, la mousse s'effondre instantanément [2, 27]. On néglige l'énergie de surface des éléments liquides de la mousse devant les autres énergies mises en jeu dans les phénomènes considérés [90]. En-deçà du seuil de rupture, la mousse est assimilée à un milieu homogène fluide en équilibre mécanique (égalité des vitesses et des pressions). La phase gazeuse, de la mousse ou l'air, est constituée de deux espèces chimiques, l'air sec et la vapeur d'eau. La troisième phase utilisée dans M^{3}OUSSACA est une phase gazeuse qui peut avoir une équation d'état différente de celle de l'air afin de modéliser, soit le gaz moteur dans le cas d'un tube à choc, soit les produits de détonation

dans le cas d'un tube à détonation ou des expériences avec explosif solide. Enfin, la dernière phase prise en compte dans M^{3}OUSSACA est constituée de particules solides dispersées dans les phases gazeuses ou liquide.
Le modèle ainsi que les différentes lois constitutives qui traduisent les mécanismes de transfert entre phases sont décrits ci-après.

6.3 Modèle bidimensionnel

On rappelle ici la formulation du modèle multiphasique en deux dimensions dans une configuration axisymétrique. L'indice k désigne la phase k. Par la suite, l'indice 1 sera relatif à la phase liquide de la mousse aqueuse, l'indice 2 à celle de la phase gazeuse de la mousse, l'indice 3 à celle des produits de détonation et l'indice 4 à celles des particules.

$$\frac{\partial \alpha_k}{\partial t} + u_{ik}\frac{\partial \alpha_k}{\partial x} + v_{ik}\frac{\partial \alpha_k}{\partial y} = (\mu \Delta P)_k + \frac{\dot{m}_k}{\rho_{ik}} \tag{6.1}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha\rho)_k + \frac{\partial}{\partial x}(\alpha\rho u)_k + \frac{\partial}{\partial y}(\alpha\rho v)_k = \dot{m}_k - \frac{(\alpha\rho u)_k}{x} \tag{6.2}$$

$$\begin{aligned}\frac{\partial}{\partial t}(\alpha\rho u)_k + \frac{\partial}{\partial x}(\alpha\rho u^2 + \alpha p)_k + \frac{\partial}{\partial y}(\alpha\rho uv)_k &= p_{ik,x}\frac{\partial \alpha_k}{\partial x} + \dot{F}_{k,x} + \dot{m}_k u_{Ik} \\ &\quad - \frac{(\alpha\rho u^2)_k}{x}\end{aligned} \tag{6.3}$$

$$\begin{aligned}\frac{\partial}{\partial t}(\alpha\rho v)_k + \frac{\partial}{\partial x}(\alpha\rho uv)_k + \frac{\partial}{\partial y}(\alpha\rho v^2 + \alpha p)_k &= p_{ik,y}\frac{\partial \alpha_k}{\partial y} + \dot{F}_{k,y} + \dot{m}_k v_{Ik} \\ &\quad - \frac{(\alpha\rho uv)_k}{x}\end{aligned} \tag{6.4}$$

$$\begin{aligned}\frac{\partial}{\partial t}(\alpha\rho E)_k + \frac{\partial}{\partial x}(\alpha\rho Hu)_k + \frac{\partial}{\partial y}(\alpha\rho Hv)_k &= p_{ik,x}u_{ik}\frac{\partial \alpha_k}{\partial x} + p_{ik,y}v_{ik}\frac{\partial \alpha_k}{\partial y} \\ &\quad - P_I(\mu\Delta P)_k - \frac{(\alpha\rho Hu)_k}{x} \\ &\quad + \dot{F}_{k,x}u_{Ik} + \dot{F}_{k,y}v_{Ik} + \dot{Q}_k \\ &\quad + \dot{m}_k H_{Ik}\end{aligned} \tag{6.5}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}((\alpha\rho)_k Y_{k,m}) + \frac{\partial}{\partial x}((\alpha\rho)_k Y_{k,m} u_k) + \frac{\partial}{\partial y}((\alpha\rho)_k Y_{k,m} v_k) \quad = \dot{m}_{k,m} - \frac{(\alpha\rho)_k Y_{k,m} u_k}{x} \tag{6.6}$$

α_k, ρ_k, u_k, P_k sont respectivement la fraction volumique, la masse volumique, la vitesse et la pression de chaque phase. $j = 0$ est utilisé dans le cas plan et $j = 1$ dans le cas 2D-axisymétrique. t, x et y représentent respectivement le temps, la coordonnée radiale et l'ordonnée du domaine. u_k et v_k sont respectivement les vitesses dans les directions x et y des différentes phases. Les grandeurs interfaciales indicées i et I ont été définies par Abgrall & Saurel [91] dans le contexte de la méthode des équations discrètes (DEM) et ne seront pas explicitées ici. $\dot{F}_{k,x}$ et $\dot{F}_{k,y}$ sont les forces de traînée entre phases suivant les directions x et y, $\dot{Q}_k$ sont les échanges de chaleur et $\dot{m}_k$ les débits massiques de la phase k, pour une phase donnée. L'énergie totale pour chaque phase devient dans ce cas $E_k = e_k + \frac{u_k^2+v_k^2}{2}$ et l'enthalpie totale $H_k = E_k + p_k/\rho_k$.
Pour la phase liquide, on y adjoint également l'équation du nombre, avec n le nombre de gouttes de liquide.

$$\frac{\partial n_1}{\partial t} + \frac{\partial (nu)_1}{\partial x} + \frac{\partial (nv)_1}{\partial y} = \dot{n}_1 \tag{6.7}$$

La contrainte de saturation est donnée par $\sum \alpha_k \ = \ 1$.
Dans le système ci-dessus, les termes de gauche sont ceux définissant les équations de conservation de chacune des grandeurs concernées. Les termes de droite traduisent les interactions entre phases. Les termes sources régissant les transferts de quantité de mouvement, de masse et d'énergie ainsi que les différentes équations d'état sont explicités par la suite.

6.4 Forces de traînée

Pour chaque phase k, les transferts de quantité de mouvement sont décrits par les termes $\dot{F}_k$,

$$\dot{F}_k = \sum_{k \neq k'} \dot{F}_{k \to k'} \tag{6.8}$$

avec $\dot{F}_{k \to k'} = -\dot{F}_{k' \to k}$.

6.4.1 Transferts de quantité de mouvement entre les phases gazeuses (2) et (3)

Entre les phases gazeuses de la mousse et des produits de détonation, les forces de traînée sont telles que les vitesses entre phases sont égales. Nous avons donc :

$$\dot{F}_{2\to 3} \;=\; \lambda_{23}\,(\mathbf{u}_3 \;-\; \mathbf{u}_2) \tag{6.9}$$

avec λ_{23} une constante tendant vers l'∞.

6.4.2 Transferts de quantité de mouvement entre la phase liquide de la mousse (1) et la phase gazeuse (2)

Lorsque la mousse est intègre, on a de même entre les phases liquide (1) et gazeuse (2) de la mousse :

$$\dot{F}_{1\to 2} \;=\; \lambda_{12}\,(\mathbf{u}_2 \;-\; \mathbf{u}_1) \tag{6.10}$$

$$\dot{F}_{1\to 3} \;=\; \lambda_{13}\,(\mathbf{u}_3 \;-\; \mathbf{u}_1) \tag{6.11}$$

avec λ_{12} et λ_{13} des constantes tendant vers l'∞. Le cas de cette relaxation infinie a déjà été traité précédemment [92].
À la suite de la fragmentation de la mousse en un nuage de gouttelettes liquides, cette phase dispersée va subir des transferts de quantité de mouvement de la forme suivante :

$$\dot{\mathbf{F}}_{1\to 2} \;=\; \frac{3\;\alpha_1}{4\;C_d}\;\rho_2\;(\mathbf{u}_2 \;-\; \mathbf{u}_1)\;\;|\mathbf{u}_2 \;-\; \mathbf{u}_1| \tag{6.12}$$

En pratique, à des fins de robustesse sans conséquence dans la mousse ($\alpha_2 \approx 1$), cette formule est légèrement modifiée comme suit :

$$\dot{\mathbf{F}}_{1\to 2} = \frac{3\;\alpha_1}{4\;d}\;C_d\;(\alpha_2\rho_2)\;(\mathbf{u}_2 - \mathbf{u}_1)\;\;|\mathbf{u}_2 - \mathbf{u}_1| \tag{6.13}$$

Le coefficient de traînée C_d s'écrit :

$$\begin{aligned} C_d &= \frac{24}{Re_{p,2}}(1 + 0,1Re_{p,2}^{0,75}) && \text{si } Re_{p,2} < 1000 \\ C_d &= 0,45\left(\frac{1 + 17,67(1-\alpha_1)^{18/7}}{18,67(1-\alpha_1)^3}\right)^2 && \text{si } Re_{p,2} > 1000 \end{aligned} \tag{6.14}$$

avec

$$Re_{p,2} = \frac{|\mathbf{u}_2 - \mathbf{u}_1|\, d}{\mu(T_2)} \tag{6.15}$$

$\mu(T_2)$, la viscosité du mélange de la phase gazeuse avec les gouttes de liquide [93] et d, le diamètre des gouttelettes.

$$\mu(T_2) \;=\; \mu_2\left(1 - \frac{\alpha_1}{\alpha_{1,max}}\right)^{-2{,}5\alpha_{1,max}} \text{avec } \mu_2 \;=\; \mu_0 \left(\frac{T}{T_0}\right)^{\frac{2}{3}} \tag{6.16}$$

avec $\alpha_{1,max}$ la fraction volumique maximale théorique de gouttes de liquide dans le gaz (soit 1 dans le cas d'un liquide), $\mu_0 \;=\; 1,716 \cdot 10^5$ Pa·s et $T_0 \;=\; 273$ K.

6.4.3 Transferts de quantité de mouvement entre la phase liquide de la mousse (1) et la phase gazeuse (3)

De même, afin de traiter l'interaction entre les produits de détonation (3) et la phase liquide de la mousse(1) à la suite des interpénétrations au sein de la mousse, on utilise :

$$\dot{\mathbf{F}}_{1\to 3} \;=\; \frac{3\;\alpha_1}{4\;d}\; C_{d,3}\;(\alpha_3\rho_3)\;(\mathbf{u}_3 \;-\; \mathbf{u}_1)\;|\mathbf{u}_3 \;-\mathbf{u}_1| \tag{6.17}$$

La formulation du coefficient de traînée associée est identique à la précédente (cf. Eq. 6.14), avec

$$Re_{p,3} = \frac{|\mathbf{u}_3 - \mathbf{u}_1|\, d}{\mu_m(T_3)} \tag{6.18}$$

$$\mu_m = \mu(T_3)\left(1 - \frac{\alpha_1}{\alpha_{1,max}}\right)^{-2{,}5\alpha_{1,max}} \tag{6.19}$$

où $\mu_m(T3)$ est la viscosité du mélange des produits de détonation avec les gouttes de liquide.

6.4.4 Transferts de quantité de mouvement entre les phases gazeuses (2) et (3) et la phase solide (4)

En ce qui concerne les particules (4), elles interagissent de manière identique avec l'air contenu dans la mousse (2) et les produits de détonation (3), de sorte que :

$$\begin{aligned} \dot{\mathbf{F}}_{k\to 4} &= \frac{S_4}{2}\, C_{d,k}\, \rho_k\, (\mathbf{u}_k - \mathbf{u}_4)\, |\mathbf{u}_k - \mathbf{u}_4| \\ \text{avec } C_{d,k} &= \frac{240}{Re_{p,k}}(1 + \frac{3}{16}\, Re_{p,k}) \end{aligned} \tag{6.20}$$

où k = 2 pour la phase gazeuse de la mousse et k = 3 pour les produits de détonation. Au vu de la durée du phénomène observé (quelques millisecondes) et du rapport de densité inférieur à 10^{-2}, entre le gaz et les particules, les forces de Basset et de pesanteur ont été négligées.

6.4.5 Transferts de quantité de mouvement entre la phase liquide de la mousse (1) et la phase solide (4)

L'interaction entre la phase solide (4) et la phase liquide de la mousse (1) déterminée à la section 5.5.2, s'écrit :

$$\begin{aligned} \dot{\mathbf{F}}_{1\to 4} &= \frac{S_4}{2} C_f \rho_1\, |\mathbf{u}_1 - \mathbf{u}_4| \text{ avec} \\ C_f &= C(h_m) \frac{h_m}{r_p}^{(E(h_m))} \end{aligned} \tag{6.21}$$

où C(h_m) et E(h_m) sont des constantes dépendant du matériau de la phase solide et h_m est la hauteur de mousse et C_f le coefficient de frottement entre la phase liquide de la mousse et la phase solide.

6.5 Transferts thermiques

Les échanges de chaleur, $\dot{Q}_{I,k}$, sont implémentés dans le code pour les phases liquide (1) et gazeuse (2). Ils s'expriment de la manière suivante :

$$\begin{aligned} \dot{Q}_{I,1} &= h_1 S_I (T_I - T_1) \; - \dot{m}(H_{\Gamma 2,vap} - H_{\Gamma 1}) - \dot{Q}_{I2}, \\ \dot{Q}_{I,2} &= h_2 S_I (T_I - T_2), \end{aligned} \tag{6.22}$$

où h_k et T_k sont respectivement le coefficient de transfert convectif et la température de la phase k. 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. On rappelle que n est le nombre de gouttes dans une maille. $H_{\Gamma 2,vap}$ est l'enthalpie liée à l'évaporation de la phase (2) et $H_{\Gamma 1}$ l'enthalpie de la phase (1).
Le coefficient d'échange h_1 de la phase liquide s'écrit :

$$h_1 = \frac{4\lambda_1}{d}. \tag{6.23}$$

avec d le diamètre de la goutte de liquide et λ_1 la conductivité thermique de l'eau qui vaut $\lambda_1 \approx 0,6\ W/(m \cdot K)$.
Dans le cas de la phase gazeuse, le coefficient d'échange convectif est déterminé par la relation :

$$h_2 = \frac{\lambda_2}{d}\left(2 + 0,6 Re_{p,2}^{1/2} Pr^{1/3}\right). \tag{6.24}$$

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

$$Pr = \frac{\mu_2 c_{p,2}}{\lambda_2}, \tag{6.25}$$

et λ_2 la conductivité thermique de la phase gazeuse.
Le terme $-\dot{m}(H_{\Gamma 2,vap} - H_{\Gamma 1}) - \dot{Q}_{I2}$ est lié aux transferts thermiques issus de l'évaporation d'une partie de l'eau. Ce transfert est obtenu par conservation de l'énergie totale du mélange avec :

$$\begin{aligned} H_{\Gamma 1} &= e_{sat,1} + \frac{P_{sat}}{\rho_{sat,1}} + \frac{u_I^2}{2}, \\ H_{\Gamma 2} &= e_{sat,2} + \frac{P_{sat}}{\rho_{sat,2}} + \frac{u_I^2}{2}. \end{aligned} \tag{6.26}$$

P_{sat} est la pression de saturation au-dessus de laquelle l'évaporation a lieu, 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 :

$$P_{sat} = P_0 \exp\left[-\frac{L_v(T_0)M_{vap}}{R}\left(\frac{1}{T}-\frac{1}{T_0}\right)\right] \tag{6.27}$$

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 $2,5\ 10^6\ J \cdot kg^{-1}$ 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 :

$$Y_{vap,sat} = \frac{M_{vap}}{M_{vap} + W_{air}\left(\frac{P}{P_{sat}} - 1\right)} \tag{6.28}$$

Le nombre de transfert est :

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

Les transferts thermiques entre la phase solide et les autres phases ne sont pas, à ce jour, implémentés. Il est possible que le refroidissement des phases gazeuses, qui sont en régime supersonique en aval de l'onde de souffle entraîne une accélération des phases gazeuses. De plus, F. Ballanger a montré, lors d'expériences de dispersion de particules de tungstène, que celles-ci s'oxydaient, sous l'effet de la chaleur générée par la boule de feu [3]. Il est donc plus que probable que les transferts thermiques soient non négligeables.

6.6 Fragmentation secondaire

Une goutte liquide se trouvant dans un écoulement fluide subit des forces aérodynamiques, qui la déforment. 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 [94]. Ce phénomène est appelé atomisation secondaire. Elle va créer, à partir d'une goutte, une multitude de gouttes de plus petite taille.
La modélisation de la fragmentation secondaire s'effectue simplement par une augmentation du nombre d'éléments liquides (gouttes) en fonction des caractéristiques de l'écoulement et, par conservation de la fraction volumique, par une réduction du diamètre des gouttes. Le nombre de Weber We est défini comme le rapport des forces d'inertie sur la tension de surface σ, exprimée en N·m^{-1}. Un grand nombre de Weber traduit une plus importante propension à la fragmentation.

$$We = \frac{\rho_2\ (u_2 - u_1)^2\ d}{\sigma} \tag{6.29}$$

Si We est supérieur au nombre de Weber critique $We_c \approx 12$, l'atomisation a lieu. Cette valeur rend compte de la limite de stabilité entre les forces d'inertie et la tension superficielle.
Une fois le processus de fragmentation terminé, la goutte mère se sera naturellement divisée en gouttes filles dont la taille permettra la stabilité dans l'écoulement fluide. Ainsi, on peut calculer le diamètre d_∞ des gouttes filles comme suit [95]:

$$d_\infty = \frac{\sigma We_c}{\rho_G \left(u_2 - u_1\right)^2} \tag{6.30}$$

La déformation et l'atomisation sont régies par le temps caractéristique de déformation τ_d, donné par Ranger & Nicholls [96]:

$$\tau_d = \frac{d}{|u_2 - u_1|}\sqrt{\frac{\rho_1}{\rho_2}} \tag{6.31}$$

On considère que la déformation puis la fragmentation d'une goutte ont lieu après un temps de *break-up* τ_b de l'ordre de $5\tau_d$ [97] pour des fluides peu visqueux.
On négligera les phénomènes de coalescence et de collision. D'après Chauvin *et al.* [28, 98], le terme $\dot{d} = \dfrac{d - d_\infty}{\tau_b}$ traduit la relaxation du diamètre initiale des gouttes mères vers le diamètre d'équilibre des gouttes filles, défini à partir du nombre de Weber critique (cf. Eq. 6.30). Lors de la simulation du phénomène, on compare τ_b au pas de temps de calcul hydrodynamique Δt. L'intégration numérique par un schéma d'Euler se fait alors comme suit :

$$\begin{aligned} d^{n+1} &= d^n + \Delta t \frac{d_\infty - d}{\tau_b} && si\ \tau_b < \Delta t \\ d^{n+1} &= d_\infty && si\ \tau_b > \Delta t \end{aligned} \tag{6.32}$$

On recalcule à chaque pas de temps le nombre d'éléments liquides (gouttes) par conservation de la fraction volumique de liquide : $n = \dfrac{\alpha_1}{\frac{4}{3}\pi(\frac{d}{2})^3}$

6.7 Détonation : modèle de Chapman-Jouguet

Dans nos études sur champ de tir, les effets de souffle sont induits par la détonation d'un matériau énergétique solide.
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 couplage entre 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 6 à 8 km·s^{-1}, dans un explosif condensé.

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) [99]. On supposera également, dans le contexte de la modélisation numérique, que l'épaisseur de la zone de réaction peut 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, en 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, $e = e(P, S)$ l'énergie interne et $E = e + u^2/2$ l'énergie totale. La variable géométrique vaut $j = 0$ dans le cas plan et $j = 2$ dans le cas sphérique ou 2D-axisymétrique. 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 (r $\leq$ R$_{CJ}$).

Lors des campagnes expérimentales impliquant des explosifs, les charges utilisées avaient une géométrie cylindrique, avec un amorçage central à l'aide d'un détonateur d'épaisseur finie, bien que petite. Il en résultera un front de détonation bidimensionnel, que l'on va restituer à l'aide d'une superposition de solutions unidimensionnelles précédemment décrites. Ainsi, la charge cylindrique a été découpée en trois parties. La condition initiale consiste alors à superposer les différent profils unidimensionnels obtenus. Le découpage de la charge explosive, ainsi réalisé, est présenté sur la *Figure 6.1*.

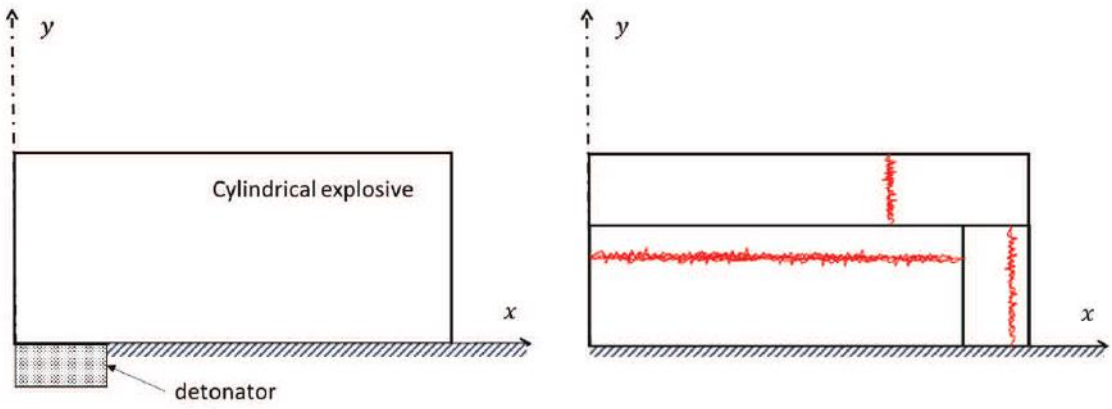


Figure 6.1 – Gauche : Schéma de la charge cylindrique. Droite : Schéma de la configuration de la condition initiale utilisée.

La zone représentée dans la partie inférieure gauche du second schéma de la *Figure 6.1* représente 90 % de la longueur de l'exploif et 60 % de sa hauteur. Ces ratios ont été utilisés pour toutes les masses de charges testées. Cette condition initiale a permis de restituer la phénoménologie ainsi que les effets de surpression de l'onde de souffle aérienne dans le cas de la charge cylindrique, avec amorçage au centre.

6.8 Équations d'état

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

6.8.1 Stiffened Gas

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

$$P_1 + P_{\infty,1} = \frac{\gamma_1 - 1}{\gamma_1} C_{p,1} \rho_1 T_1,$$

$$e_1 = e_{0,1} + \frac{P_1 + \gamma_1 P_{\infty,1}}{(\gamma_1 - 1)\rho_1}.$$

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 [100].

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

Tableau 6.1 – Paramètres de l'équation d'état Stiffened Gas pour l'eau liquide

6.8.2 Gaz Parfaits

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

$$P_2 = \rho_2 r T_2, \;\; r = \frac{\mathcal{R}}{M}, \;\; \frac{1}{M} = \sum_j \frac{Y_j}{M_j}$$

$$e_2 = \sum_j e_{02,j} + C_{v2,j} T_2,$$

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

6.8.3 Jones-Wilkins-Lee

L'équation d'état *Jones-Wilkins-Lee* (JWL) [101] est une équation d'état de type *Mie-Grüneisen* qui se présente sous la forme :

$$P(v,e) = P_S(v) + \frac{\Gamma}{v}(e - e_S(v)),$$

$$\begin{aligned}
&\text{avec } P_S(v) = -\frac{de_S(v)}{dv} \ et\ \Gamma = \text{cste} \\
&P_s(v) = Aexp\left(-R_1\tfrac{v}{v_0}\right) + Bexp\left(-R_2\tfrac{v}{v_0}\right) + k\left(\tfrac{v}{v_0}\right)^{-(1+\Gamma_0)} \\
&e_S(v) = \frac{Av_0}{R_1}exp\left(-R_1\frac{v}{v_0}\right) + \frac{Bv_0}{R_2}exp\left(-R_2\frac{v}{v_0}\right) + \frac{kv_0}{\Gamma_0}\left(\frac{v}{v_0}\right)^{-\Gamma_0} + c_{ek},
\end{aligned}$$

avec $v = \dfrac{1}{\rho}$ le volume spécifique, P_S et e_S la pression et l'énergie interne de la courbe isentropique issue de l'état Chapman-Jouguet, Γ = -$(\frac{\partial logT}{\partial logv})_S$ est le coefficient de Mie-Grüneisen. 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 $e_S = e_{CJ}$ et $P_S = P_{CJ}$ 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 du V401 et résumés dans le Tab. 6.3.

6.9 Développements informatiques

D'une version 1D, le code M^{3}OUSSACA, au cours de cette thèse, est passé à une version 2D-axisymétrique afin de répondre aux besoins des configurations expérimentales testées. L'augmentation du domaine de calcul par rapport à la version 1D a nécessité d'implémenter le code en utilisant les bibliothèques MPI.
Ce travail a été réalisé à l'ISAE-ENSMA avec la collaboration de Saïd Taileb sur les développements informatiques MPI. Afin d'optimiser le post-traitement des données de calculs, l'utilisation des bibliothèques VTR, via Paraview®, s'est imposé.
Afin de rendre possible une comparaison entre résultats numériques et expérimentaux,

Paramètres de la JWL	Valeur	Unité
P_{CJ}	$37{\cdot}10^9$	Pa
D_{CJ}	8854	$\mathrm{m}\cdot\ \mathrm{s}^{-1}$
T_{CJ}	3823	K
ρ_0	1861	$\mathrm{kg}\cdot\ \mathrm{m}^{-3}$
C_p	2345	$\mathrm{J{\cdot}kg^{-1}}\cdot\ \mathrm{K}^{-1}$
A	9,8968	Mbar
B	0,15868	Mbar
R_1	4,72	
R_2	1	
Γ	0,28	

Tableau 6.3 – Paramètres de l'équation d'état JWL pour le V401

réalisée au chapitre 8, nous avons utilisé un domaine de calcul axisymétrique de 1 m de diamètre sur $1,5$ m de haut, maillé en cellules carrées de 1 mm de côté, soit un total d'environ $1,5$ millions de mailles. Pour mener à bien ces calculs dans un délai raisonnable, nous avons optimisé le dimensionnement de processeurs à 8 cœurs de 32 processeurs soient 192 processeurs par calcul (16 selon l'axe x et 12 selon l'axe y). Pour mémoire, un calcul dure 16 h pour un temps physique de 1 ms pour un cas avec présence de mousse, et 2 fois moins de temps pour un cas sans.

6.10 Résumé de la structure du code

ORGANIGRAMME Simplifié

Sur un pas de temps Δt

Operateur Lx

ONED

- Schéma d'intégration temporelle (ordre 2)

  2 appels à **RHS** : discrétisation des flux conservatifs et non-conservatifs

  Appel à **interp** & **interpn** (interpolation spatiale MUSCL d'ordre 2)

  Appel à **riemann**

  Calcul des flux conservatifs et non-conservatifs

- Appel à **RelaxP :** relaxation des pression à taux ∞

- Si *irelax = 1* alors

  Relaxuinf : relaxation des vitesses à taux ∞

  Sinon si *irelax = 2* alors

  Relaxuu : intégration des termes sources, pas de temps local $\Delta t_{loc} = \Delta t / N$

  Intégration des termes de transferts

  Sources
  - de quantité de mouvement
  - de chaleur
  - de masse

  RelaxP à la fin de chaque pas de temps local

  FinSi

- Si *isphere = 1* alors

  Sphere : intégration des termes sources axisymétriques

  FinSi

Operateur Ly

ONED en inversant les vitesses u et v

Chapitre 7

Étude expérimentale de la capture de particules dispersées par explosif par une mousse aqueuse

Sommaire

7.1 Introduction **142**

7.2 Configuration expérimentale **142**

7.2.1 Description du montage 142

7.2.2 Description du programme expérimental 151

7.3 Analyse des résultats **154**

7.3.1 Analyse des images issues de la caméra VNUR 154

7.3.2 Analyse des projections au plafond 165

7.3.3 Estimation de la vitesse d'envol des particules 166

7.3.4 Analyse de l'onde de souffle 170

7.3.5 Analyse visuelle des filtres 180

7.3.6 Quantification de la masse de WO_3 collectée 184

7.3.7 Détermination du taux de renouvellement dans l'enceinte 189

7.3.8 Détermination de la granulométrie de l'aérosol 190

7.3.9 Analyse de l'évolution de la concentration 198

7.3.10 Détermination de l'efficacité du confinement aqueux 202

7.4 Conclusions partielles **204**

La dynamique de particules dispersées par une charge explosive diffère de celle de particules dispersées par une onde de choc. En effet, les niveaux de surpression au sein d'une charge explosive sont nettement supérieurs à ceux présents dans un tube à choc. Les mises en vitesse des particules y seront ainsi supérieures. De plus, lors de la détonation d'une charge, l'expansion des produits de détonation (gaz chauds et denses) influera sur cette dynamique. Enfin, l'onde de souffle agit également sur la structure de la mousse (cf.

section 2.3.2), modifiant ainsi l'interaction des particules parcourant la mousse.
Afin d'approfondir notre compréhension des mécanismes mis en jeu dans la capture de particules par mousse aqueuse, des études expérimentales sur la capacité d'une mousse aqueuse à confiner des particules micrométriques dispersées par la détonation d'un engin explosif ont été réalisées. L'influence des caractéristiques de la charge explosive ainsi que celles des particules utilisées ont été étudiées, afin de constituer une riche base de données expérimentales.
Dans ce chapitre, les campagnes expérimentales ADAM 2 et ADAM 3 (Atténuation de la Dispersion d'Aérosols par Mousse Aqueuse) effectuées au CEA Gramat, en septembre 2017 et juin 2018, ainsi que les résultats auxquels elles ont conduit, seront présentées.

7.1 Introduction

Les campagnes d'Atténuation de la Dispersion d'Aérosols par Mousse aqueuse (ADAM) consistent à disperser des particules à l'aide d'une charge explosive, en présence ou non, d'un confinement aqueux. Le taux de capture des particules par le confinement aqueux est déterminé, en fonction de la taille du confinement, en prélevant les particules solides alors mises en suspension dans l'air.

Un partenariat avec l'Institut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire (IRSN) a été initié afin d'acquérir les connaissances liées à la collecte d'aérosols nécessaires au dimensionnement et à la réalisation de ces expérimentations.

7.2 Configuration expérimentale

La configuration expérimentale propre aux deux campagnes ADAM 2 et ADAM 3 est présentée dans cette section.

7.2.1 Description du montage

Les montages expérimentaux mis en place lors des campagnes ADAM 2 et 3 sont respectivement présentés sur les *Figures 7.1* et *7.2*.

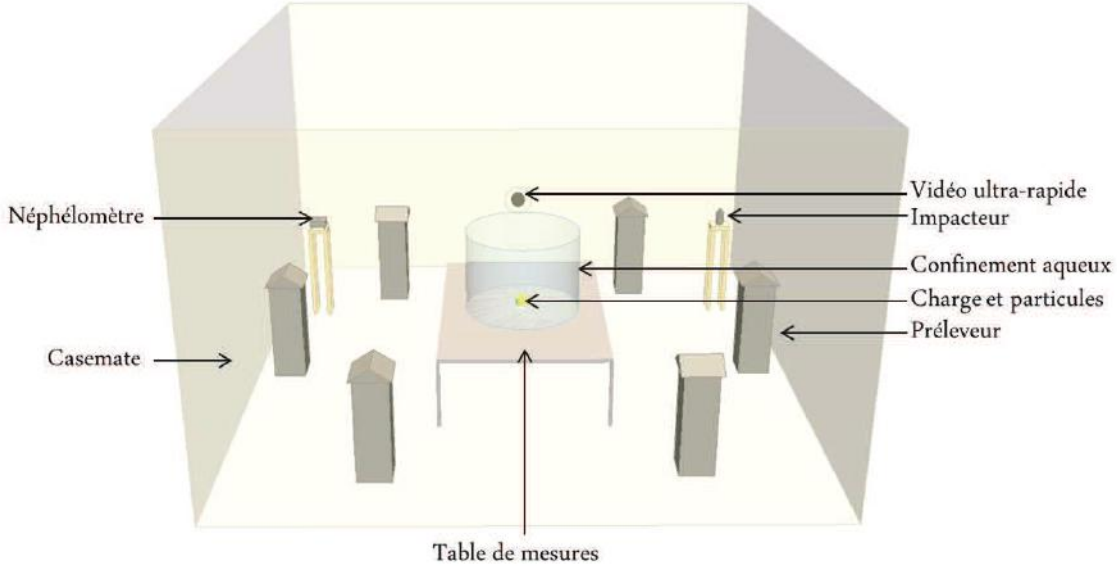


Figure 7.1 – Schéma de l'implantation de la campagne ADAM 2 sur la dalle d'expérimentation

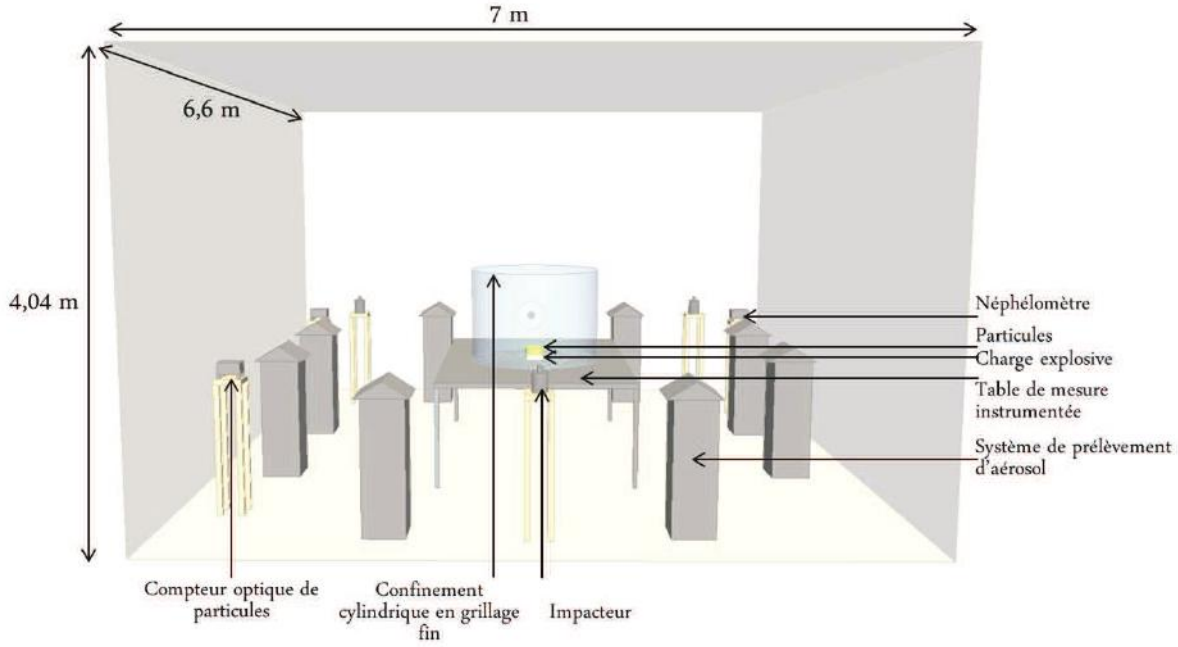
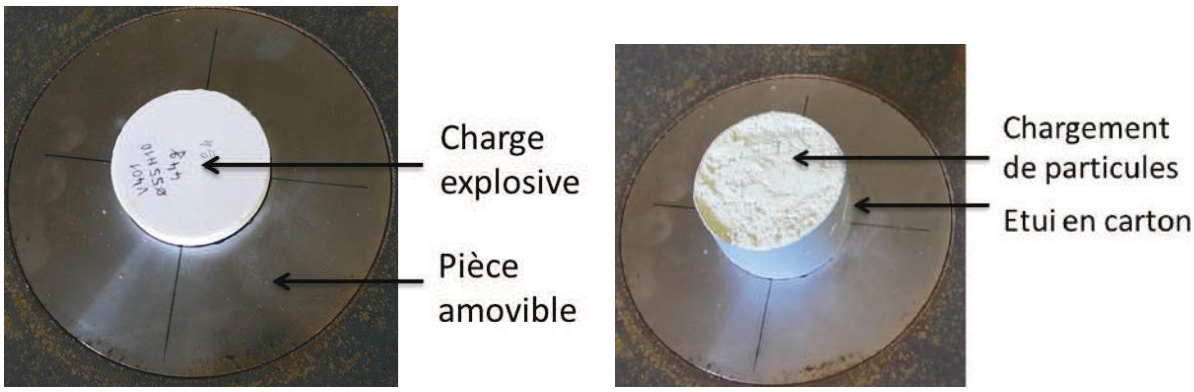


Figure 7.2 – Schéma de l'implantation de la campagne ADAM 3 sur la dalle d'expérimentation

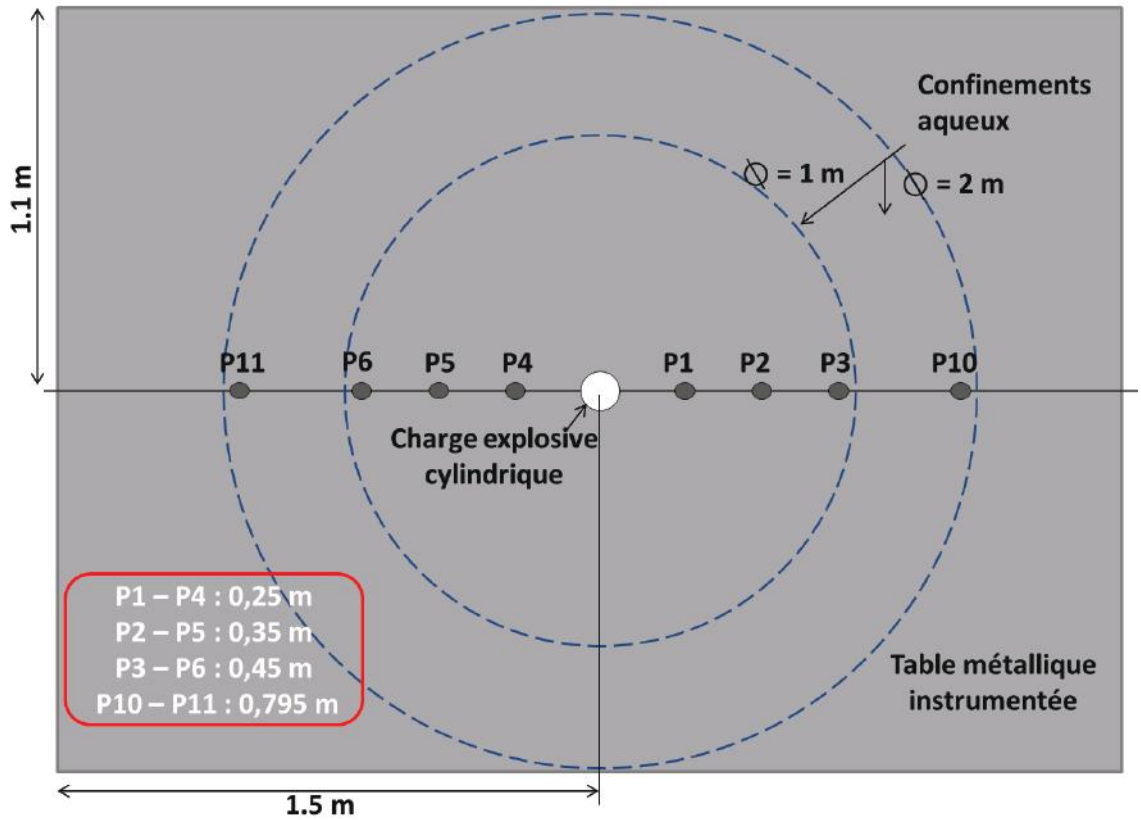
Une charge explosive cylindrique de V401 (composition à base d'octogène) est collée sur une pièce amovible, au centre d'une table de métallique (cf. *Fig. 7.3 (a)*). Cette pièce est changée à chaque essai, et la charge explosive est amorcée par un détonateur RP80 fixé sous la table. Ce détonateur à fil explosé est composé d'un mélange de 80 mg de pentrite et de 123 mg d'hexogène. La masse de la charge cylindrique varie selon les essais. La charge est recouverte d'un chargement cylindrique de particules de trioxyde de tungstène (WO_3), de diamètre identique sur tous les essais mais de masse variable.



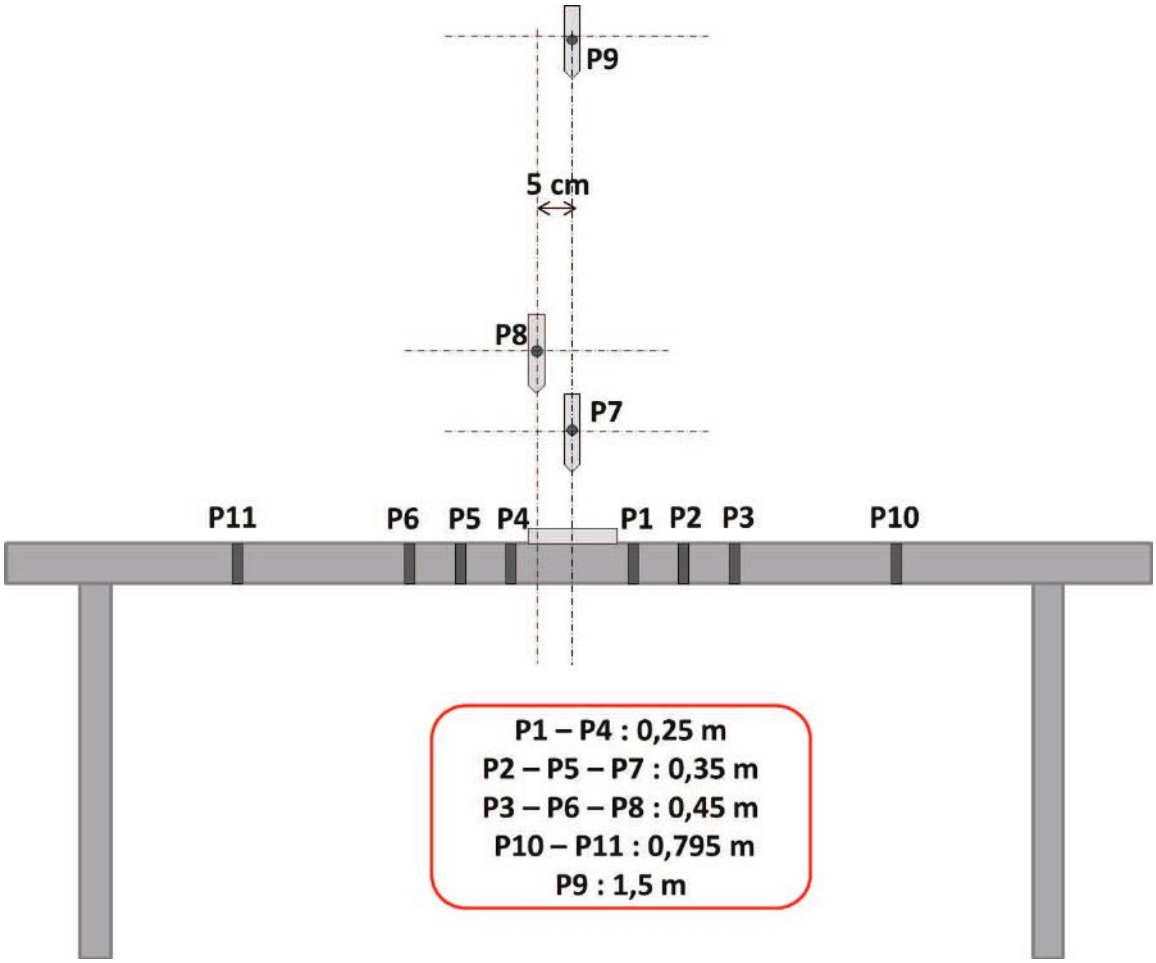
(a) Charge explosive de 44 g (b) Chargement de WO_3 posé sur la charge

Figure 7.3 – Disposition de la charge explosive et du chargement de WO_3 utilisé lors de la campagne ADAM 2

L'influence de la granulométrie des particules sur l'efficacité de la mousse a été étudiée en utilisant des particules de D_{pm} égal à $1,7$ μm (P_1), $4,45$ μm (P_2) ou 5 μm (P_3) selon l'essai réalisé. Le chargement de particules est maintenu, avant la détonation, par un étui en carton (cf. *Fig. 7.3 (b)*), qui est complètement détruit pendant l'expérience.
La table métallique sur laquelle repose la charge, de 3 m de longueur sur 2 m de largeur, est instrumentée de 6 capteurs de pression (P1 à P6, P10 et P11). La disposition des capteurs est détaillée en *Figure 7.4*. Lors de la campagne ADAM 3, trois capteurs flèches (P_7, P8 et P9) ont été ajoutés au-dessus de la charge, aux distances de 35, 45 et 150 cm de celle-ci, afin d'avoir une donnée axiale sur les niveaux de pressions issus de l'onde de souffle. Ainsi, le dispositif comprend au total 2 points de mesure à 25 et $79,5$ cm de la charge, de 3 points de mesure à 35 et 45 cm de cette dernière et d'un point de mesure à 150 cm.



(a) Vue de dessus



(b) Vue de face

Figure 7.4 – Schéma de l'implantation des capteurs de pression pour les campagnes ADAM 2 et ADAM 3

Autour de la table sont également disposés des HVS (cf. *Fig. 7.5*), placés à équidistance de la charge, en s'assurant que la zone de visualisation par caméra soit dégagée. Une même distance angulaire est également assurée entre chaque HVS. Ils sont dotés d'un asservissement en débit, leur permettant de maintenir un débit donné, même en cas de perte de charge. Durant les campagnes ADAM 2 et 3, ce débit a respectivement été fixé à 100 et 80 $m^3 \cdot h^{-1}$. La commande numérique des HVS permet un suivi temporel de plusieurs grandeurs physiques, dont celle du débit. La valeur du débit des HVS a été choisie en réalisant une étude de dimensionnement du prélèvement. Cette étude permet de déterminer la durée et le débit total nécessaires à la collecte de la totalité des particules en suspension, hormis celles qui ont sédimentées. Une calibration des HVS est effectuée sur la dalle au début de chaque campagne. Les filtres utilisés pour ces HVS sont rectangulaires, avec une diagonale de 10 pouces (25,4 cm), et sont en fibres de verre. Pour la campagne ADAM 2, six HVS ont été utilisés, dont deux non asservis en débit.

Ils ont donc été calibrés en début de campagne et ont subi une perte de charge au fur et à mesure des essais. La campagne ADAM 3 a, elle, été instrumentée par huit HVS asservis en débit.
Des néphélomètres (cf. section 3.1.4) ayant un débit fixé à $0,1$ m^3/h et une résolution de mesure allant de $0,1$ $\mu g \cdot m^{-3}$ à 400 $mg \cdot m^{-3}$ ont été utilisés. Lors de la campagne ADAM 2, un néphélomètre a été mis en œuvre contre deux, lors de la campagne ADAM 3 (cf. *Fig. 7.6*). Ces deux derniers ont été implantés en des positions symétriques par rapport à la charge, afin de s'assurer de l'équivalence des mesures effectuées.
Un impacteur en cascade ANDERSEN (cf. section 3.1.3) a été utilisé lors de la campagne ADAM 2, contre trois lors d'ADAM 3 (cf. *Fig. 7.6*). Ils sont constitués de 8 étages de filtration, avec un débit de prélèvement de $1,7$ $m^3 \cdot h^{-1}$. Ils ont été disposés entre deux HVS, afin de récupérer des données de prélèvement cohérentes avec celles données par ceux-ci, mais aussi pour s'assurer de l'homogénéité de l'aérosol aux points de prélèvements. Lors de la campagne ADAM 3, deux des impacteurs ont été mis en route 5 mn après la détonation, pendant 10 mn. Le troisième a été mis en marche, 20 mn après l'essai et ce pendant 20 mn, lors des essais sans confinement et 30 mn lors des autres essais, afin d'étudier l'évolution de la granulométrie de l'aérosol dans le temps. Des filtres circulaires, en fibres de verre, de 81 mm de diamètre ont été déposés à chaque étage des impacteurs afin de collecter les particules. L'ensemble de ces instrumentations permet un prélèvement couplé PT-PL de l'aérosol en suspension dans l'air (cf. section 3.1.4).

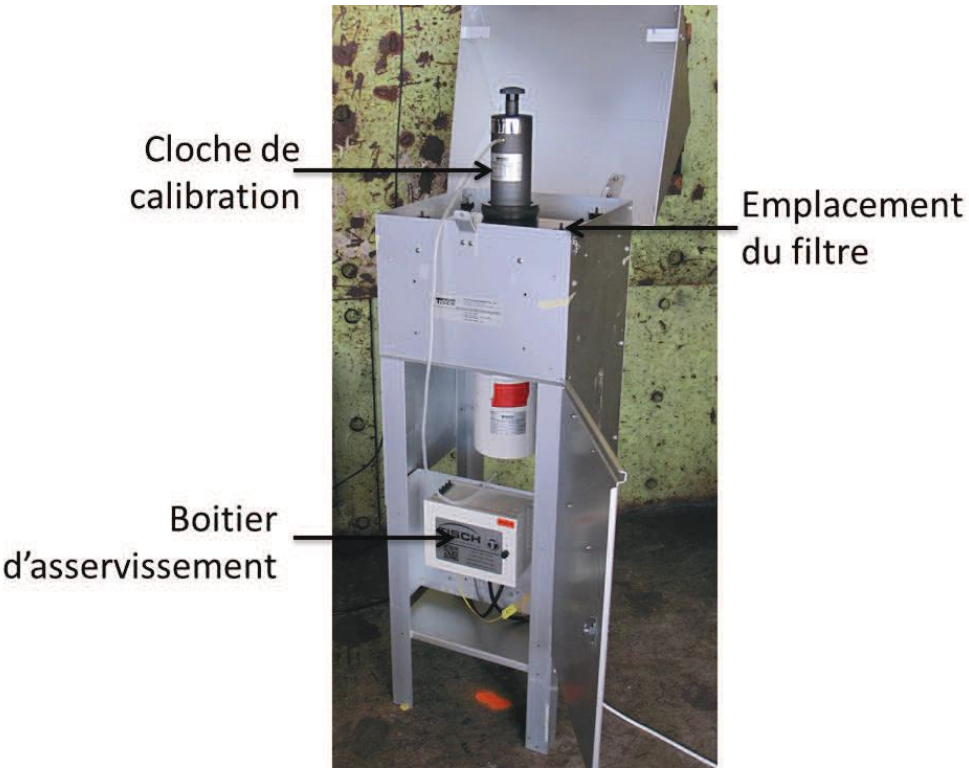


Figure 7.5 – HVS utilisé lors des campagnes expérimentales

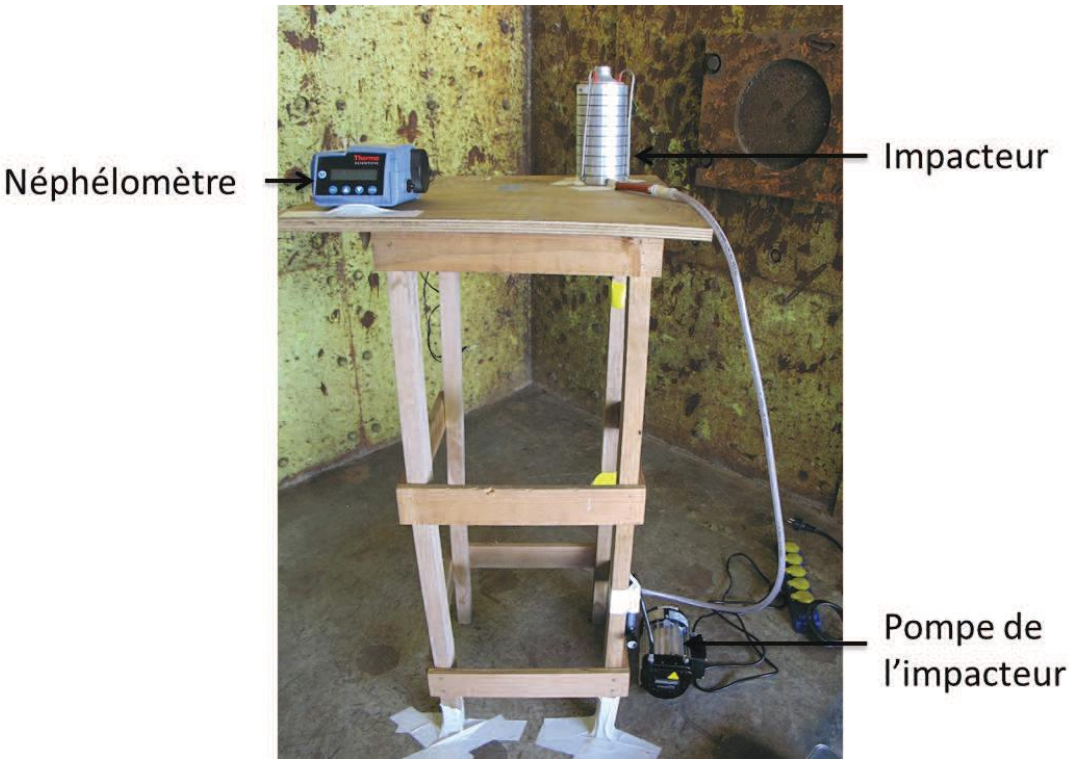


Figure 7.6 – Implantation d'un néphélomètre et d'un impacteur sur dalle lors de la campagne ADAM 3

Un confinement par mousse aqueuse mis en œuvre sur certains essais, lui aussi cylindrique, est posé au centre de la table et recouvre la charge. Il est maintenu par un grillage fin plastique ou métallique, ayant un pas de 5 mm (cf. *Fig. 7.7*). Trois tailles de confinements ont été testées, leurs caractéristiques étant détaillées dans le Tableau 7.1. Pour les confinements ayant une hauteur de $1,5$ m, un film plastique a été adjoint au grillage qui, seul, n'aurait pas suffi à retenir la mousse. On utilisera les abréviations précisées dans le Tableau 7.1 pour nommer les différents confinements, relatifs respectivement au Petit Confinement (PC), au Moyen Confinement (MC) et au Grand Confinement (GC).

Figure 7.7 – Grillage recouvert d'un film plastique, mis en œuvre sur dalle, pour contenir la mousse, lors de la campagne ADAM 3

Dénomination	Rayon (cm)	Hauteur (cm)
Petit Confinement (PC)	50	100
Moyen Confinement (MC)	50	150
Grand Confinement (GC)	100	150

Tableau 7.1 – Dénomination et dimension des confinements aqueux utilisés pour ADAM 2 et ADAM 3

Le remplissage en mousse des confinements est effectué grâce au générateur SKID (cf. section 2.2.4), équipé de la lance MAS 90. La taille des bulles est d'environ 300 μm pour le foisonnement 60. On utilise un pré-mélange contenant 8 % de Retofoam R2 et le débit du générateur permet un remplissage en moins de 20 minutes, ce qui assure une bonne tenue de la mousse au moment de l'essai. L'état de la mousse est toutefois vérifié avant le remplissage du confinement par l'utilisation d'un capteur de conductimétrie. 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 :

$$F = \left(\frac{\sigma_{premelange}}{\sigma_{mousse}} \right)^{\alpha} \tag{7.1}$$

où σ est la conductivité et α est un coefficient dépendant du type de générateur, qui vaut $0,76$ dans le cas du SKID/MAS 90. Ainsi, à partir d'une mesure de la conductivité du prémélange surfactant/eau avant le remplissage, il est possible de suivre l'évolution temporelle de notre foisonnement. Le foisonnement est également contrôlé en fin de remplissage par la pesée d'un volume connu de mousse.

Un système de visualisation par vidéo numérique ultra-rapide (VNUR) a été installé. Compte tenu du caractère destructeur des phénomènes, la caméra est positionnée à l'abri, en salle mesures, et la visée est effectuée au travers d'un hublot donnant accès à la dalle d'expérimentation (cf. *Fig. 7.8*). Les essais ont été réalisés avec une caméra VNUR SA-X durant la campagne ADAM 2 et avec une caméra VNUR SA-Z durant la campagne ADAM 3, permettant d'acquérir des images à une cadence allant jusqu'à 20000 i·s^{-1}, selon le champ optique choisi et le type de VNUR utilisé. Pour certains essais sans confinement, un écran réfléchissant a été installé à l'extrémité de la table de mesures afin de visualiser la projection sur celui-ci du développement de l'onde de souffle (cf. *Fig. 7.9*). Une plaque en bois a également été fixée au plafond de la dalle d'expériences, juste au-dessus de la charge, afin de connaître, après chaque essai, la nature des éventuels dépôts projetés.

Figure 7.8 – A gauche : système de visualisation avec la caméra ultra-rapide au centre, et trois éclairages leds. À droite : vue de la plaque en bois fixée au plafond.

La casemate où ont lieu les campagnes étant semi-ouverte, une bâche en vinyle a été fixée sur la face ouverte, afin d'optimiser les conditions de prélèvement (cf. *Fig. 7.10*), en minimisant l'influence des conditions météorologiques. En effet, l'enceinte doit être fermée si l'on veut être sûr de collecter la totalité de l'aérosol mis en suspension.

Le protocole expérimental, pour chaque essai réalisé, se décline de la façon suivante :

– réception de la charge explosive, collée sur son support métallique,

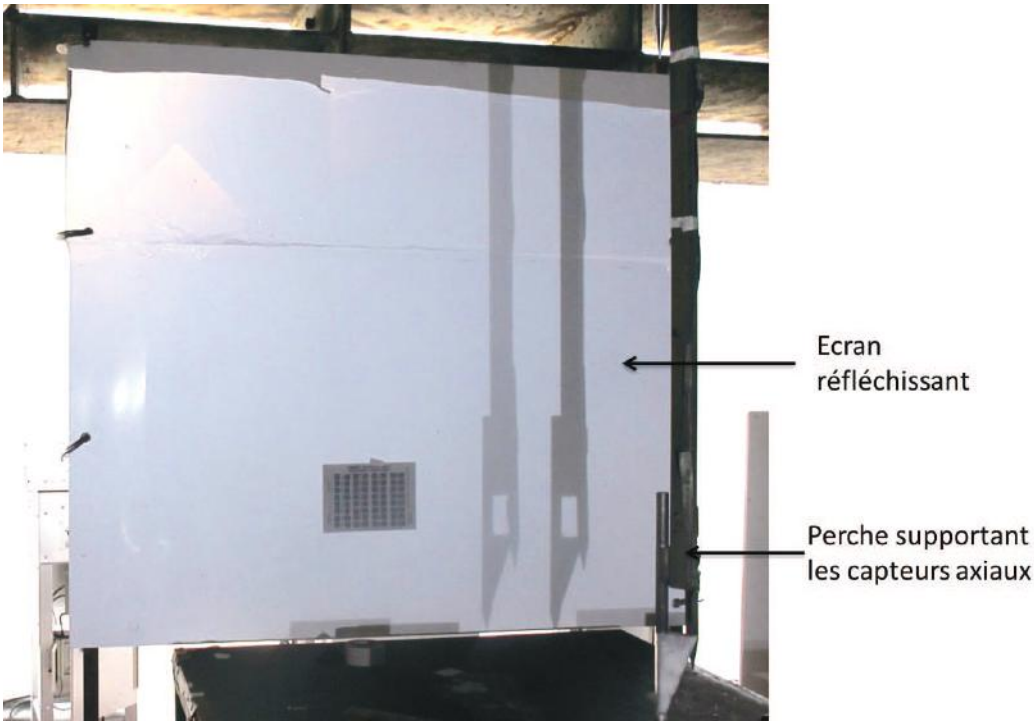


Figure 7.9 – Ecran réfléchissant permettant de visualiser le développement de l'onde de souffle

- vérification du fonctionnement des mesures,
- test de génération et mesure du foisonnement de la mousse (conductimétrie et pesée),
- mise en place de la charge,
- chargement du WO_3 dans le support en carton,
- positionnement du chargement de particules de WO_3,
- installation des filtres, relevé des débits et programmation des HVS automatisés,
- amorçage de la charge explosive,
- mise en route du néphélomètre et, le cas échéant, des HVS manuels,
- réalisation de l'essai,
- prélèvement de l'aérosol par les HVS et les néphélomètres durant 1 heure 30,
- mise en route des impacteurs puis arrêt après quelques minutes,
- enregistrement des données acquises et récolte des filtres,
- nettoyage de la dalle d'expérimentation.

Chaque filtre est pesé avant et après chaque essai.

Lors des essais mettant en jeu un confinement aqueux et des particules, il a fallu s'assurer que l'étui en carton ne cédait pas pendant le remplissage du confinement. Celui-ci a donc été recouvert de ruban adhésif fin pour améliorer sa tenue. Nous avons ensuite effectué une immersion de cet étui dans un récipient rempli de mousse, durant 30 minutes.

Figure 7.10 – Casemate d'expérimentation fermée par une bâche en vinyle

Figure 7.11 – État de l'étui en carton après avoir été immergé 30 minutes dans un récipient rempli de mousse

Comme nous le montre la *Figure 7.11*, ses caractéristiques géométriques et mécaniques ne sont pas détériorées, ce qui permet d'affirmer que les particules sont bien positionnées, en présence d'un confinement aqueux.

7.2.2 Description du programme expérimental

Les Tableaux 7.2 et 7.3 présentent respectivement le programme des expériences effectuées lors des campagnes ADAM 2 et ADAM 3. Une série de 24 expériences a été réalisée. Les masses utilisées, pour la charge explosive, sont de 20, 44, 100 et 150 g. Un chargement de particules de masse égale à 44, 88, 176 et 300 g a été testé. Ce panel de conditions initiales avait pour objectif de mettre en évidence l'influence du rapport entre la masse d'explosif et celle des particules de WO_3 sur la dispersion de ces dernières. Pour certains essais, à masse de particules fixée, la masse de la charge utilisée varie et vice versa, à taille de confinement, lui aussi, fixé. La charge est amorcée sur la face opposée aux particules,

permettant la projection d'un cône vertical de particules. Des protections en mousse de polystyrène ont été positionnées devant chaque instrument de mesure afin de les protéger de l'onde de souffle.

Une chaîne de caractères sera utilisée dans ce rapport pour désigner chaque essai. Elle se compose de quatre parties :

- la valeur numérique de la masse de la charge explosive mise en œuvre,
- l'appellation des particules déposées sur la charge, fonction de leurs diamètres,
- la masse du chargement de particules,
- l'appellation liée au confinement aqueux utilisé.

On rappelle que P_1, P_2 et P_3 désignent respectivement des particules de WO_3 de D_{pm} égal à $1,7$ μm, $4,45$ μm et 5 μm. PC, MC et GC désignent le Petit, le Moyen et le Grand Confinement (cf. Tab. 7.1). Ainsi, la chaîne de caractères 44-P_1 – 88-PC désignera l'essai où une charge explosive de 44 g a dispersé un chargement de 88 g de particules ayant un $D_{pm} = 1,7$ μm, le tout recouvert par un confinement aqueux de $0,5$ m de rayon et de 1 m de hauteur. La lettre S sera utilisée pour signifier l'absence d'un des éléments mentionnés précédemment et le symbole * désignera l'ensemble des choix possibles pour l'une des parties de la chaîne de caractère.

Numéro de l'essai	Masse de la charge (g)	WO_3	Masse de WO_3 (g)	Confinement
1	44	Sans	Sans	Sans
2	44	P_1	88	Sans
3	44	P_1	88	PC
4	44	P_1	88	MC
5	44	P_2	88	Sans
6	44	Sans	Sans	MC
7	44	P_2	88	MC
8	150	Sans	Sans	Sans
9	150	P_2	300	Sans
10	150	P_2	300	GC

Tableau 7.2 – Liste des essais menés lors de la campagne ADAM 2

Numéro de l'essai	Masse de la charge (g)	WO_3	Masse de WO_3 (g)	Confinement
1	20	Sans	Sans	Sans
2	20	P_3	88	Sans
3	44	P_3	44	Sans
4	44	P_3	176	Sans
5	100	Sans	Sans	Sans
6	100	P_3	88	Sans
7	20	P_3	88	MC
8	20	P_3	88	PC
9	20	Sans	Sans	MC
10	44	P_3	44	PC
11	44	P_3	176	PC
12	100	P_3	88	PC
13	44	P_3	44	Sans
14	20	P_3	88	Sans

Tableau 7.3 – Liste des essais menés lors de la campagne ADAM 3

7.3 Analyse des résultats

Dans cette section, les résultats issus des campagnes expérimentales seront présentés. Les études expérimentales comme numériques de la détonation de charges cylindriques étant très peu documentées, les images de l'onde de souffle générée par la détonation de ce type de charge seront dans un premier temps analysées, en présence ou non de particules. A cette analyse sera adjointe celle des images de la dispersion spatiale des particules, avec et sans confinement. Dans un deuxième temps, les données issues des capteurs de pression seront présentées, pour l'ensemble des essais réalisés. Enfin, les résultats relatifs à l'efficacité de la mousse, fournis par les autres moyens de mesure implantés seront détaillés.

7.3.1 Analyse des images issues de la caméra VNUR

Le dépouillement des enregistrements acquis par caméra VNUR est d'ordre qualitatif. Néanmoins, il permet d'obtenir un ordre de grandeur de la vitesse de sortie des particules. Les images issues de la caméra VNUR nous permettent également de comprendre la composition d'une onde de souffle générée par la détonation d'une charge cylindrique. Comme le montre la *Figure 7.12*, cette onde est composée de trois parties : une onde axiale issue de la face supérieure de la charge (schématisée par la courbe en petit pointillés), une onde radiale issue de la surface latérale de la charge (schématisée par les courbes en gros pointillés) et une onde de recollement qui assure la liaison entre les deux premières (schématisée par les courbes en trait plein). Les produits de détonation sont matérialisés par les zones noire et marron, tandis que la boule de feu est représentée par les zones jaunes.

Figure 7.12 – Image et schématisation de l'onde de choc et des produits de détonation générés par la détonation d'une charge cylindrique (essai 20-S-S-S)

L'analyse des vidéos acquises lors des essais sans particule sera effectuée en s'appuyant sur une trame de 8 images représentatives du phénomène observé. Par exemple, la *Figure 7.13* illustre le déroulement de l'essai 20-S-S-S, réalisé avec une charge de 20 g de V401 nue dans l'air. Le sens de lecture est de la gauche vers la droite, et du haut vers le bas. On remarque, en aval de l'onde de souffle, une propagation des produits de détonation et de la boule de feu suivant les deux directions privilégiées identifiées précédemment, en l'occurrence les directions axiale et radiale. Ainsi, un chargement de particules posé sur le cylindre de V401 bénéficiera de l'accélération et de la mise en vitesse des produits de détonation avant de se disperser dans l'enceinte. Les quatre dernières images mettent en évidence un phénomène de post-combustion des produits de détonation, localisé sur la partie schématisée en noir sur la *Figure 7.12*, ainsi que l'existence d'une onde issue de cette post-combustion.

La présence de particules pour un essai dans l'air modifie la topologie de l'onde de souffle et de l'expansion des produits de détonation. Deux phénoménologies différentes sont observées, qui dépendent directement du rapport R de la masse des particules m_p sur celle de l'explosif m_{v401} :

$$R = \frac{m_p}{m_{V401}} \tag{7.2}$$

Les *Figures 7.14 et 7.15* présentent respectivement des images issues de l'enregistrement des essais 20-P_3-88-S et 44-P_3-176-S, soit pour $R > 1$. Dans ce cas, la partie axiale de l'onde de souffle contourne le chargement en particules, qui se comporte initialement comme un matériau dense. L'onde de souffle est aplatie à son sommet et se développe sous la forme d'un tore, les particules en occupant la partie centrale (cf. *Fig. 7.13*). L'onde de souffle semble se propager globalement moins rapidement. Néanmoins, sa composante radiale semble moins impactée par la présence des particules.

Les particules, dispersées dans un premier temps sous la forme d'une couronne de dendrites, restent en aval de l'onde de souffle tout en devançant la boule de feu. Leur dispersion s'effectue principalement suivant l'axe, confinant de ce fait la propagation des produits de détonation. Dans un second temps, un dôme de particules émerge au centre de la couronne de dendrites, ayant une vitesse et une densité plus importante que cette dernière. Ce phénomène est amplifié avec l'augmentation de la masse de la charge explosive utilisée lors de l'essai ainsi que de celle du rapport R (cf. Annexes E).

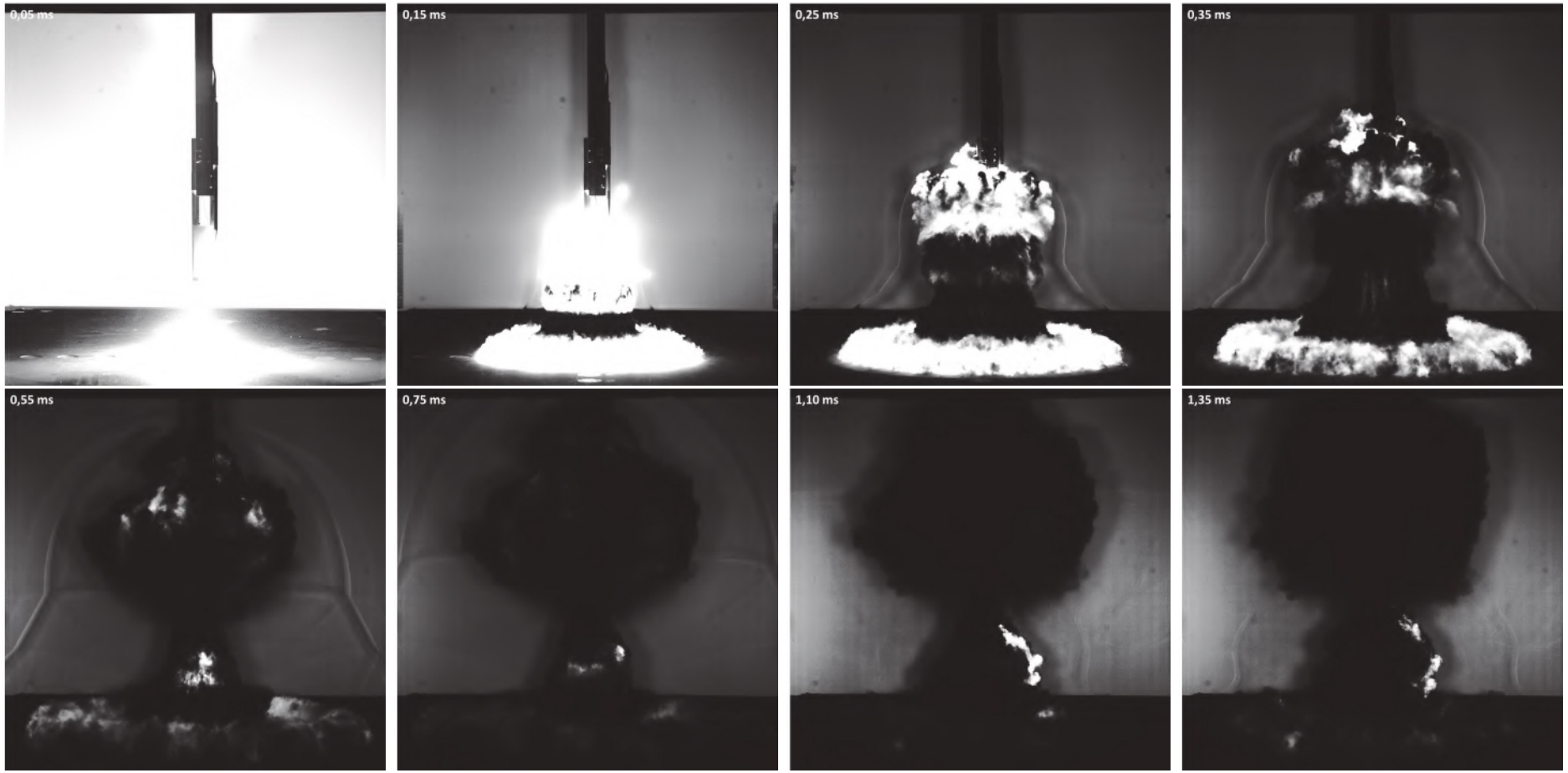


Figure 7.13 – Évolution de l'onde de souffle et des produits de détonation, dans l'air, issus de la détonation d'un cylindre de V401 (essai 20-S-S-S champ optique : 1024 x 1024 mm^2)

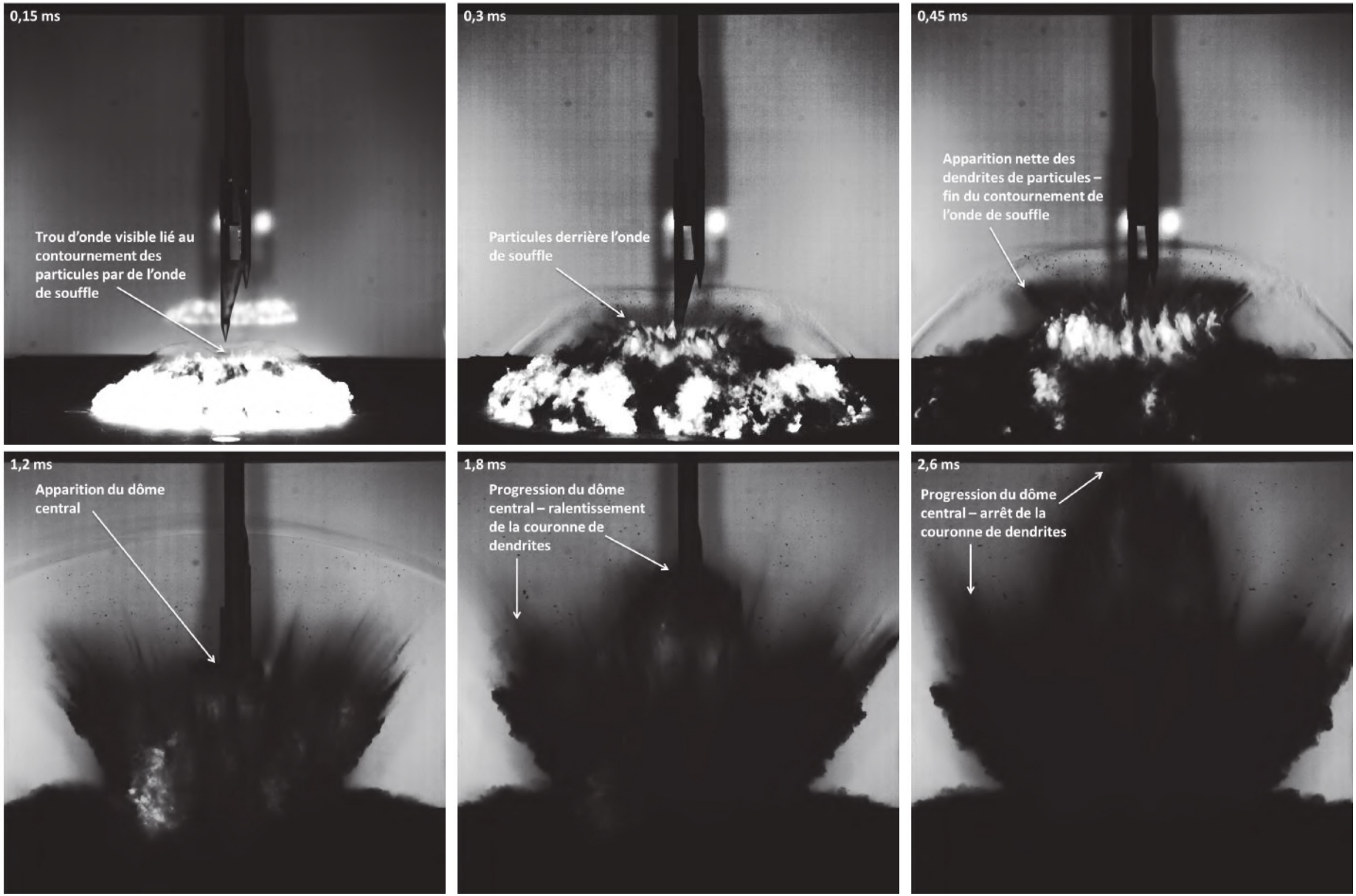


Figure 7.14 – Évolution de l'onde de souffle, des produits de détonation et des particules, dans l'air, observée lors de l'essai 20-P_3-88-S (champ optique : 1024 x 1024 mm^2)

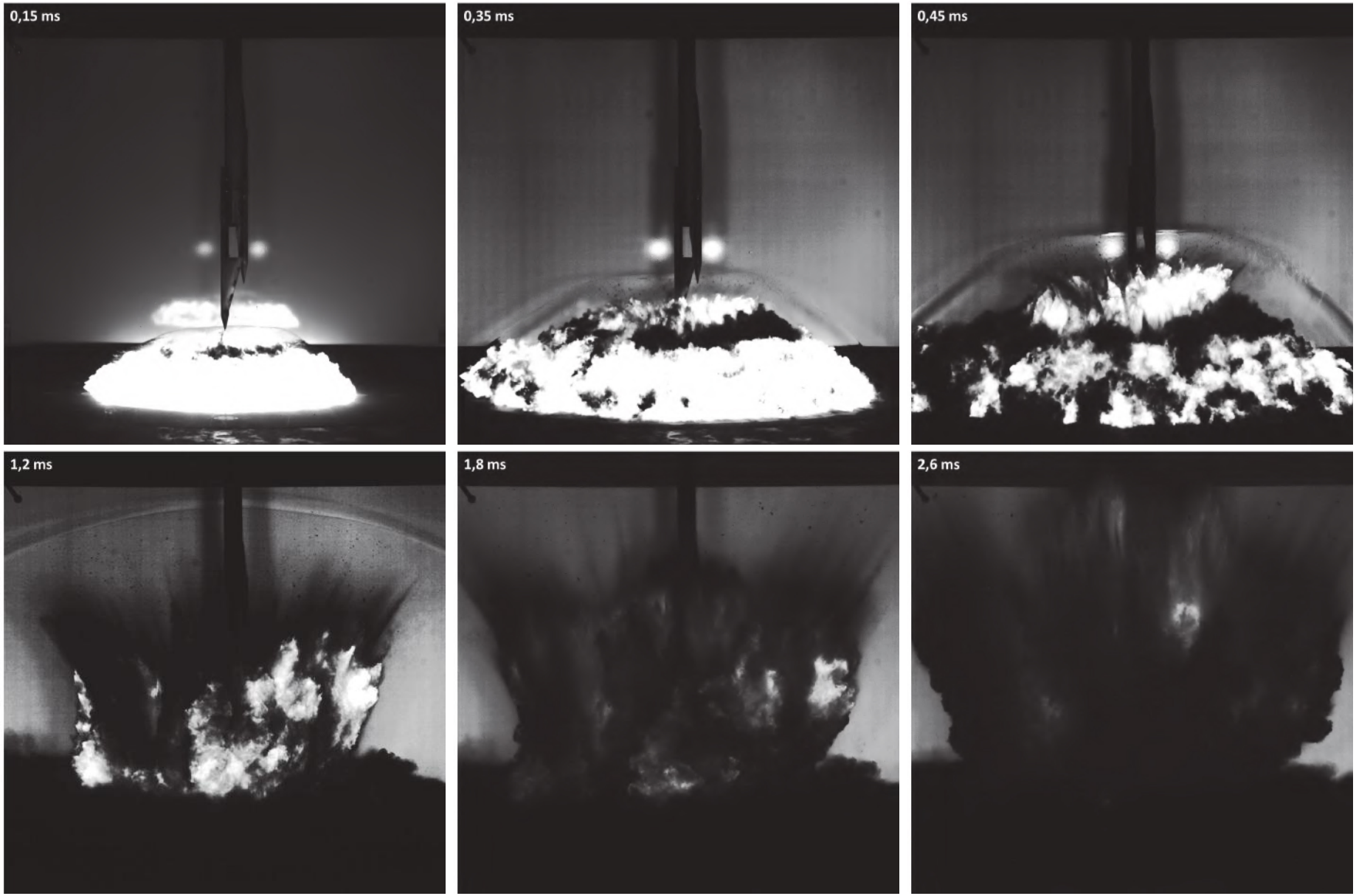


Figure 7.15 – Évolution de l'onde de souffle, des produits de détonation et des particules, dans l'air, observée lors de l'essai 44-P_3-176-S (champ optique : 1024 x 1024 mm^2)

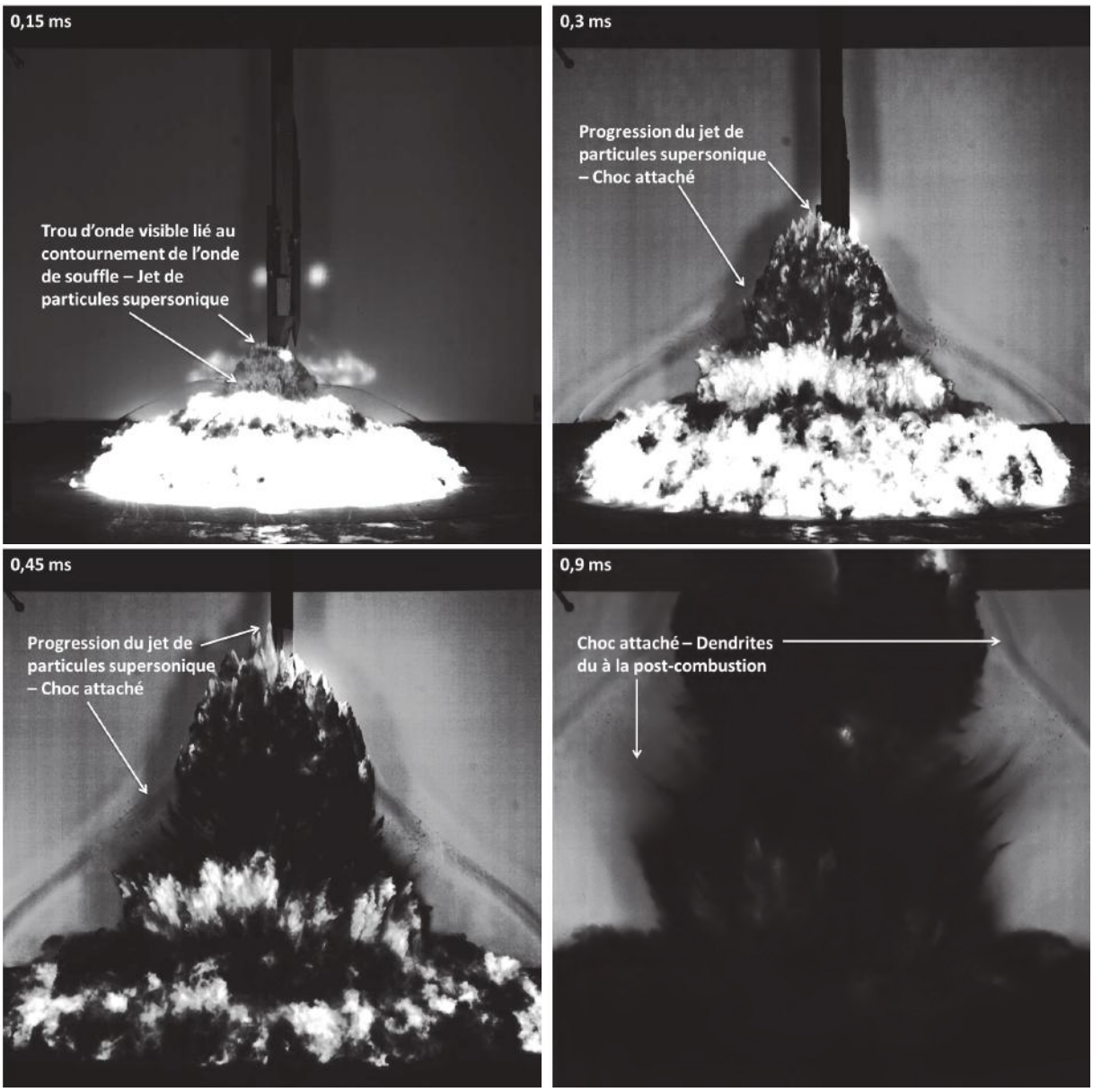


Figure 7.16 – Évolution de l'onde de souffle, des produits de détonation et des particules, dans l'air, observée lors de l'essai 44-P_3-44-S (champ optique : 1024 x 1024 mm^2)

Les *Figures 7.16 et 7.17* présentent respectivement des images enregistrées lors des essais 44-P_3-44-S et 100-P_3-88-S, soit pour $R \leq 1$. De la même manière que pour $R > 1$, la partie axiale de l'onde de souffle contourne également le chargement de particules. Elle est donc également aplatie et un creux est visible en son centre. Encore une fois, la partie radiale de l'onde ne semble pas être impactée par la présence des particules. Celles-ci, par contre, dès les premiers instants, forment un jet supersonique, devançant l'onde de souffle. Dans leur progression axiale, elles créent un choc attaché. La boule de feu et les produits de détonation restent derrière les particules et l'onde de souffle. Ils communiquent d'ailleurs à ces particules une portion de leur mise en vitesse et de leur progression, dans les premiers instants.

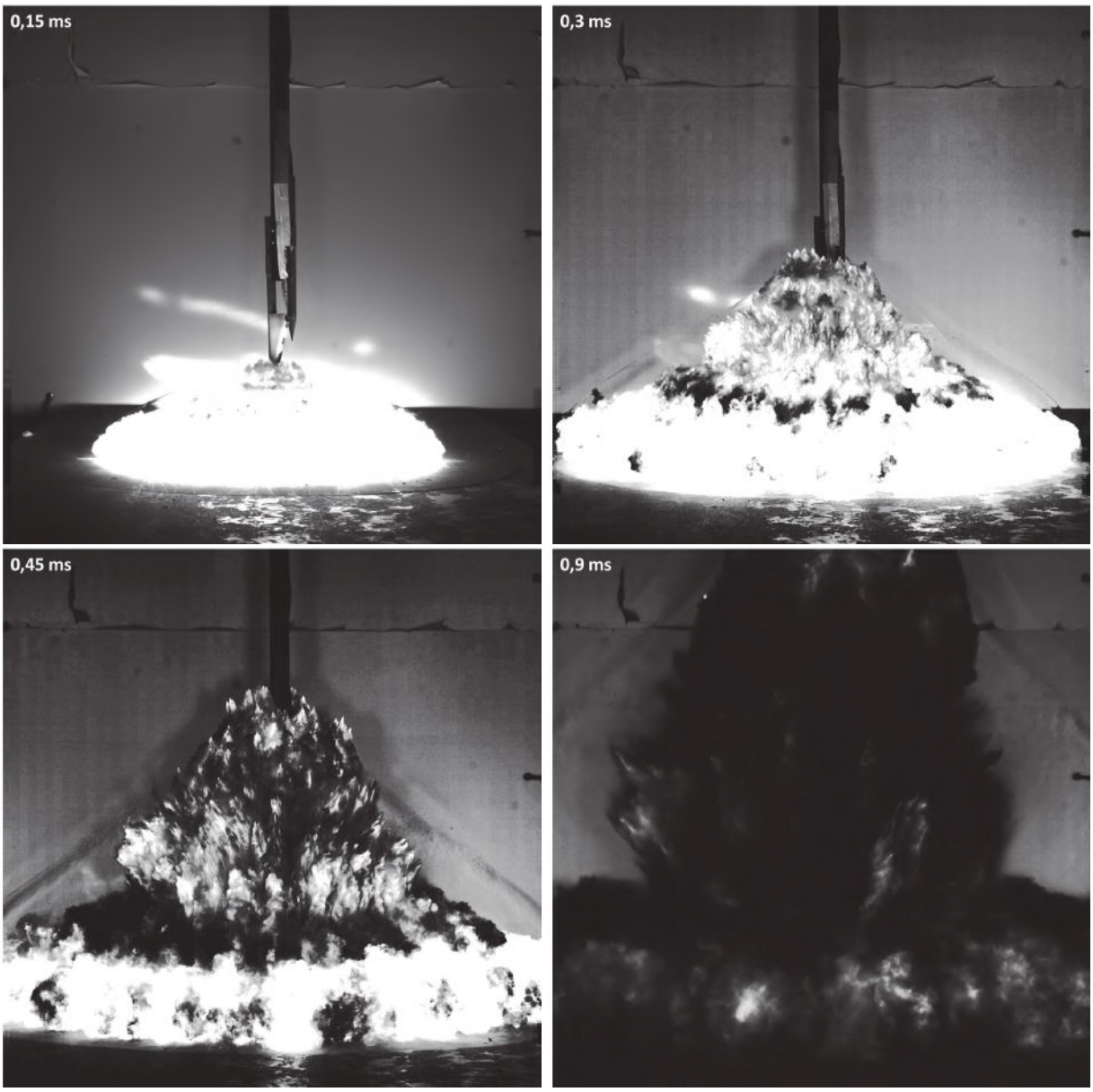


Figure 7.17 – Évolution de l'onde de souffle, des produits de détonation et des particules, dans l'air, observée lors de l'essai 100-P_3-88-S (champ optique : 1024 x 1024 mm^2)

Quel que soit le cas, les particules sortent du champ de visualisation avec une vitesse élevée ($\approx$ 200 $m{\cdot}s^{-1}$). Il est donc probable qu'elles s'élèvent jusqu'au plafond et que certaines d'entre elles, après impact, y restent accrochées. La *Figure 7.18* présente les images acquises durant 450 premières millisecondes, après détonation, lors de l'essai 20-P_3-88-PC. Vers 4 ms les particules émergent de la surface libre supérieure de la mousse en dendrites, toutes dirigées vers le haut. Elles sont recouvertes de mousse ce qui suppose qu'en sortant du confinement, elles arrachent et emportent avec elles des paquets de mousse intègre. On observe ensuite une expansion de la surface latérale basse du confinement, sans dispersion de particules, sous la pression exercée par l'onde de souffle et les produits de détonation qui progressent dans cette direction. La surface libre de la mousse reste globalement immobile

durant plus de 20 ms, avant de se mettre en mouvement vers 40 ms. On la voit ensuite se soulever et se scinder en paquets de mousse intègre de différentes tailles, et ce bien qu'une portion de mousse, proche de la charge se soit fragmentée en gouttelettes d'eau. Cela signifie qu'à la surface du confinement de mousse, la surpression seuil à partir de laquelle la mousse s'effondre en un nuage de gouttelettes n'est pas atteinte (cf. section 2.3.1). On observe également un nuage de particules, mélangé aux produits de détonation, qui se disperse après le soulèvement de la mousse, vers 450 ms. Ces particules ne sont pas capturées par la mousse et seront collectées sur les filtres. La dispersion de particules et de produits de détonation semble déjà bien plus faible que celle obtenue lors de l'essai 20-P_3-88-S. Leur vitesse d'envol, hors du confinement, est également moins importante.

La *Figure 7.19* présente les images acquises durant les 450 premières millisecondes, après détonation, lors de l'essai 20-P_3-88-MC. Juste avant cet essai, la mousse, sous l'effet de son poids, s'est échappée du bas du confinement, formant un amas de mousse sur la table. Contrairement à l'essai 20-P_3-88-PC (cf. *Fig. 7.18*), le premier phénomène visible est l'expansion latérale de la mousse. Le jet de particules axial ayant une plus grande distance à parcourir, les particules émergent de la surface supérieure libre de la mousse en dendrites, plus tardivement. Leur dispersion ainsi que celle des produits de détonation semble plus faible que celle constatée lors de l'essai 20-P_3-88-PC. On remarque également la dispersion de particules entourées de mousse à la surface latérale du confinement, en plus petite quantité. Par ailleurs, la quantité et la taille des paquets intègres de mousse mis en mouvement semblent réduites. Aucun nuage de particules sèches n'est observé, suggérant que la totalité des particules a été capturée par la mousse.

La *Figure 7.20* présente les images acquises durant les 450 premières millisecondes, après détonation, lors de l'essai 100-P_3-88-PC. Tout comme lors des précédents essais, les particules émergent de la surface libre de la mousse en dendrites, mais en plus grand nombre et plus tôt. Une plus grande quantité de ces particules est également dispersée latéralement, après quelques ms. La surface libre du confinement aqueux reste immobile jusqu'à plus de 15 ms après la détonation. L'énergie délivrée par la charge étant plus élevée, la dispersion des particules recouvertes de mousse a lieu plus rapidement et est plus importante en volume. La mousse, elle, est cette fois complètement fragmentée en gouttelettes. On observe toutefois, vers 128 ms, la dispersion d'un aérosol, comme observé pour l'essai 20-P_3-88-PC, que l'on suppose être des produits de détonation. Cet hypothèse sera confirmée dans la suite des analyses effectuées. Les images issues des autres essais sont présentées dans l'Annexe E. On suppose que les particules couvertes de mousse sont capturées. En effet, elles retombent sous l'effet du poids de leur enveloppe aqueuse et ne se dispersent pas dans l'enceinte.

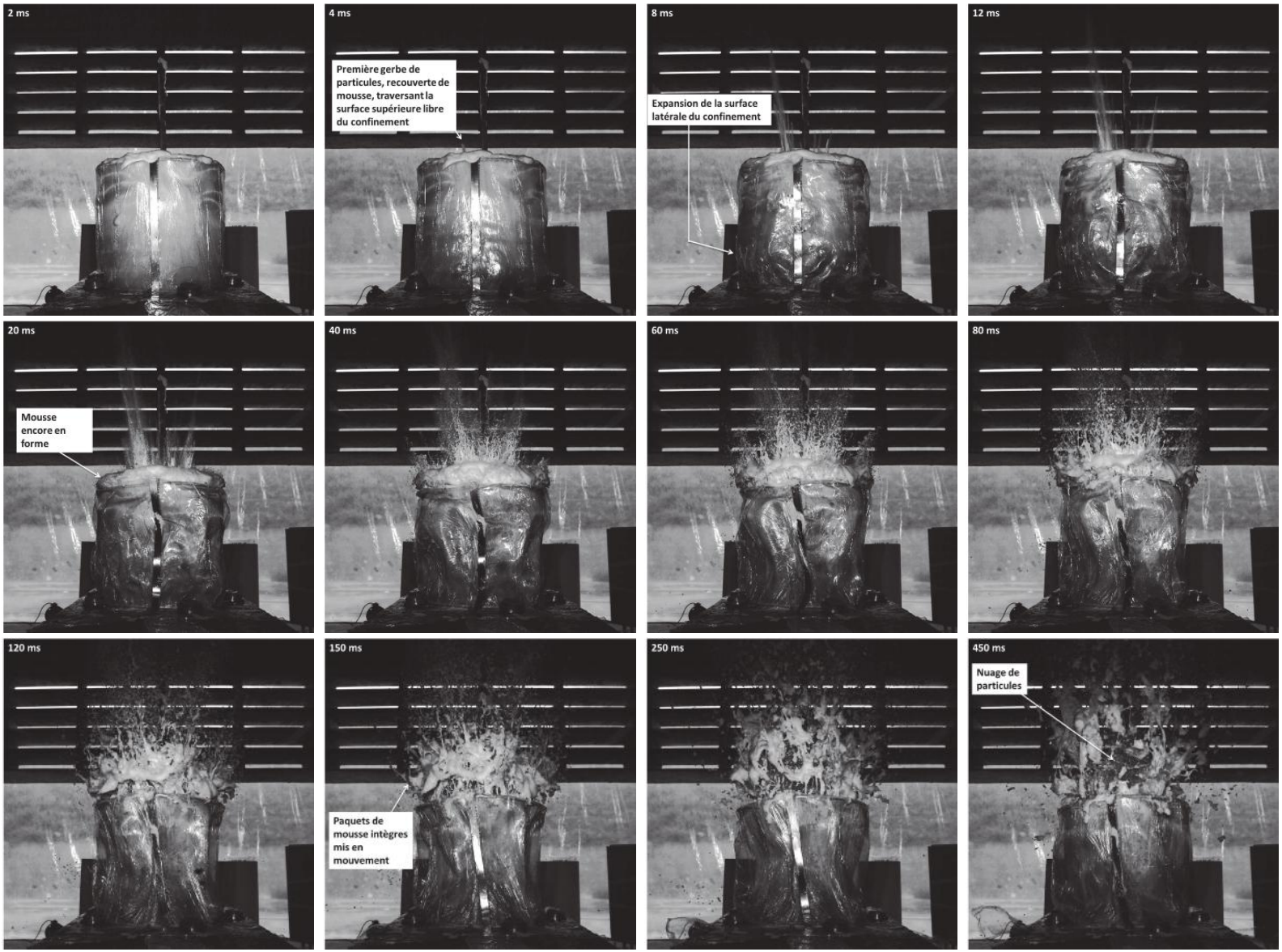


Figure 7.18 – Projection des particules et des produits de détonation, lors de l'essai 20-P_3-88-PC (champ optique : 1024 x 1024 mm^2)

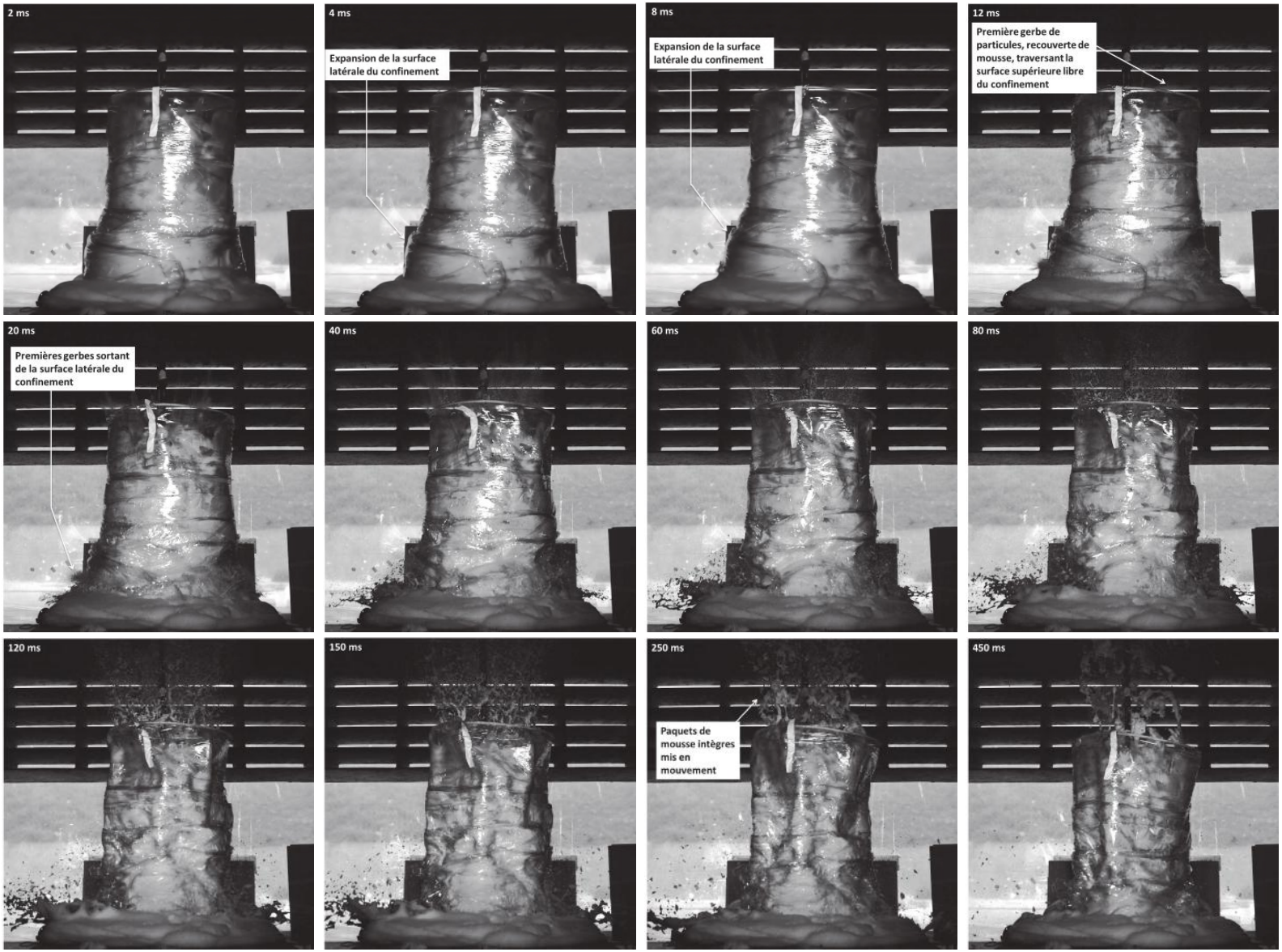


Figure 7.19 – Projection des particules et des produits de détonation, lors de l'essai 20-P_3-88-MC (champ optique : 1024 x 1024 mm^2)

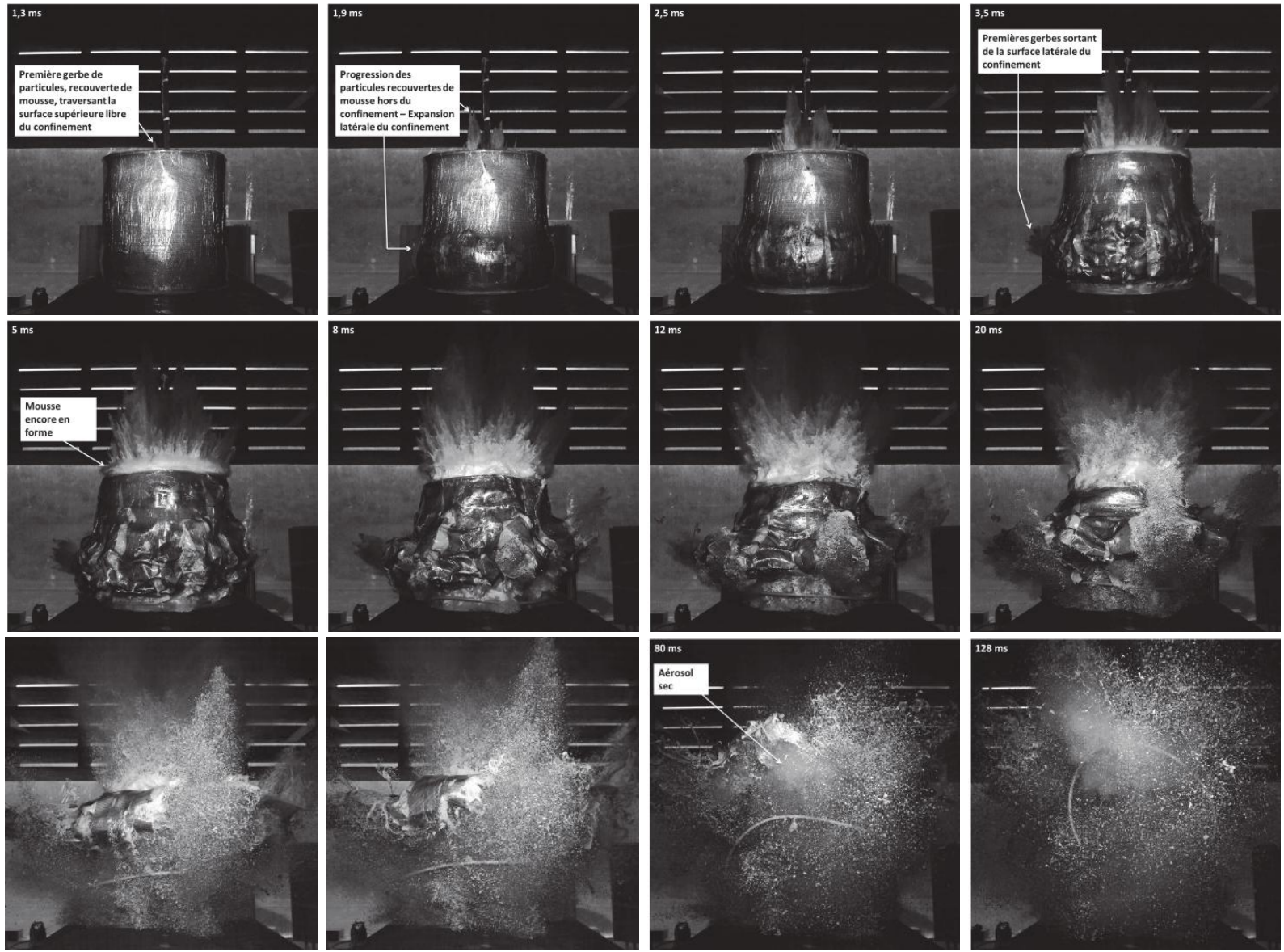


Figure 7.20 – Évolution de l'onde de souffle, des produits de détonation et des particules, dans l'air, observée lors de l'essai 100-P_3-88-PC (champ optique : 1024 x 1024 mm^2)

7.3.2 Analyse des projections au plafond

Après chaque essai, la planche de bois accrochée au plafond a été récupérée et photographiée afin d'étudier, de manière qualitative, les résidus qui s'y étaient fixés, représentatifs des éléments qui impactent le plafond. La photographie de cette plaque après l'essai 44-P_1-88-S est reportée sur la *Figure 7.21*. On ne remarque aucun amas, ni couche de particules. Cela laisse supposer que très peu de particules sont restées accrochées au plafond, la majorité s'étant dispersées dans l'air.

Figure 7.21 – Photographie de la planche de bois après l'essai 44-P_1-88-S

Pour l'essai 44-P_1-88-PC, comme le montre la *Figure 7.22*, des gouttelettes de liquide sont restées accrochées à la plaque, emprisonnant une petite quantité de particules. Ces gouttelettes proviennent de la fragmentation de la mousse lors de la détonation de la charge.

Figure 7.22 – Photographie de la planche de bois après l'essai 44-P_1-88-PC

Pour l'essai 44-P_1-88-MC, le dépôt sur la plaque de bois (cf. *Fig. 7.23*), est constitué

de paquets de mousse intègre et de très peu de particules. La fragmentation de la mousse est directement liée à l'amplitude de l'onde de souffle issue de la détonation de la charge explosive. Ici, la présence de mousse intègre indique qu'une partie de celle-ci a tout simplement été projetée au plafond sans participer de façon significative au ralentissement des particules. Ce phénomène a déjà été observé lors d'expériences en tube à choc et en canon à plasma et révèle le caractère de la mousse à freiner et capturer les particules par palier de hauteur de mousse.

Figure 7.23 – Photographie de la planche de bois après l'essai 44-P_1-88-MC

7.3.3 Estimation de la vitesse d'envol des particules

La vitesse d'envol des particules, que ce soit dans l'air ou à la surface libre de la mousse peut être estimée à partir de la visualisation des enregistrements vidéos. Cette vitesse est déterminée en effectuant la moyenne des valeurs de vitesses évaluées sur une distance de 30 cm, depuis l'apparition du front supérieur de particules, à la surface de la mousse, jusqu'à sa sortie du champ optique. Il est tout de même à noter que cette vitesse est considérée constante. En effet, les variations de vitesses obtenues sur le champ de visualisation sont toutes comprises dans l'incertitude de mesure, de l'ordre de 200 $m{\cdot}s^{-1}$ pour les essais sans confinement et de l'ordre de 20 $m{\cdot}s^{-1}$ pour les essais réalisés avec confinement.

Toutes les mesures de vitesse d'envol sont reportées sur la *Figure 7.24*, pour les essais réalisés sans confinement et sur la *Figure 7.25*, pour les essais réalisés avec confinement. Ces vitesses sont est tracées, pour les essais en présence de mousse, en fonction d'une

grandeur homogène à une masse de mousse, m_m^*, qui est définie par la relation suivante :

$$m_m^* = \frac{C}{R_m} \tag{7.3}$$

avec

$$R_m = \frac{m_p \cdot e_{V401}/S}{m_{V401} \cdot e_p} \tag{7.4}$$

et

$$C = \frac{m_m}{S} = \frac{h_m \cdot \rho_l}{F} \tag{7.5}$$

avec e_{v401} et m_{v401} la hauteur et la masse du cylindre de V401, e_p et m_p l'épaisseur et la masse du chargement de particules, h_m et m_m la hauteur et la masse de la mousse et ρ_l la masse volumique du liquide contenu dans la mousse. Cette grandeur m_m^* rend compte de l'effet de la masse et de la hauteur, de la charge et des particules, sur la dynamique de ces dernières, au travers de la grandeur R_m. La grandeur C est, quant à elle, représentative de la quantité d'eau présente sur la trajectoire axiale des particules, la géométrie du confinement privilégiant cet axe de dispersion. Pour les essais effectués sans confinement, nous ne prenons en compte que la grandeur R_m.

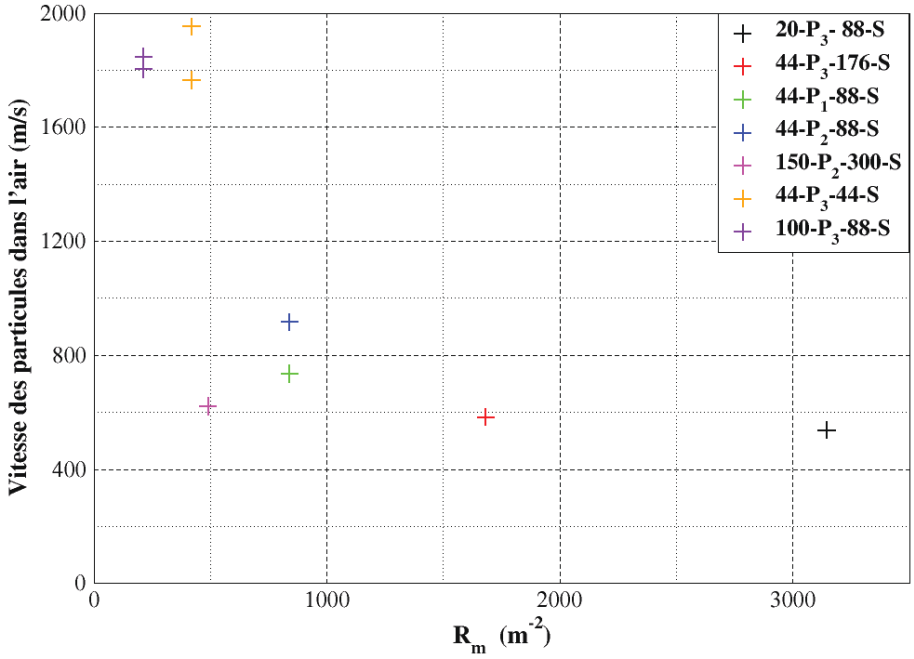


Figure 7.24 – Estimation de la vitesse d'envol des particules de WO_3 pour les essais réalisés sans confinement

On remarque, pour les essais effectués dans l'air, deux gammes de vitesses, liées à R.

Pour les essais où R $\leq$ 1, les particules atteignent en moyenne 1900 m·s^{-1}. Lorsque R > 1, la vitesse moyenne atteinte par les particules est de l'ordre de 700 m·s^{-1}.

En comparant les essais réalisés avec un chargement 88 g de particules, on se rend compte que plus la masse de la charge explosive est élevée, plus les particules sont véloces. Ainsi une charge de 100 g communique aux particules une vitesse deux fois plus grande qu'une charge de 44 g et 4 fois plus élevée qu'une charge de 20 g.

De plus, pour un chargement de particules deux ou trois fois plus important que celui de la charge (cf. essais 150-P_2-300-S et 44-P2-88-S), la vitesse atteinte par les particules reste la même et avoisine les 800 m·s^{-1}. Ainsi, l'énergie supplémentaire délivrée par la détonation d'une charge de 150 g par rapport à celle de la charge de 44 g ne favorise pas une dynamique de particules plus rapide si la masse du chargement augmente dans les mêmes proportions.

On peut alors constater que pour une charge de masse donnée, la vitesse d'envol des particules sera d'autant plus importante que la masse de ces particules est faible. En effet, cela est dû au fait que les particules se comportent comme un milieu dense, dans les premiers instants, et qu'elles confinent l'expansion axiale des produits de détonation. Les vitesses axiales sont ainsi moindres des vitesses radiales.

Le dernier paramètre étudié, pour les essais sans confinement, est l'influence de la granulométrie des particules. En analysant les relevés de vitesse des essais 44-P1-88-S et 44-P2-88-S, on ne constate pas de réelle influence de la granulométrie sur la vitesse d'envol des particules. En effet, la vitesse des particules est plus élevée lorsque l'on utilise les particules P_2, dont le D_{pm} est plus grand. Cependant, cette différence reste dans l'incertitude de mesure.

Quelle que soit la configuration considérée, la présence de mousse diminue drastiquement la vitesse des particules (cf. *Fig. 7.25*), la vitesse la plus élevée étant alors de 300 m·s^{-1}. Les essais mettant en jeu un petit confinement (PC) ont été symbolisés par des croix et les autres (MC et GC) par des astérisques.

Avec un confinement PC, la vitesse des particules décroit en fonction de m_m^* jusqu'à atteindre une valeur minimale de 170 m·s^{-1}, pour les essais 20-P_3-88-PC et 44-P_2-88-PC, avant de croître à nouveau. Deux facteurs jouent un rôle prépondérant sur cette tendance : la masse de la charge mise en jeu, qui permet la mise en mouvement des particules mais également la fragmentation de la mousse et la masse des particules. Ainsi, avec une charge de 20 g, la mousse n'est que partiellement fragmentée, et des paquets de mousse sont mis en mouvement, diminuant l'efficacité de celle-ci en termes de ralentissement de particules. L'onde de souffle issue de la détonation d'une charge de 44 g fragmentera plus efficacement la mousse, augmentant sa capacité à freiner les particules. Paradoxalement, la vitesse des particules, à m_p donné, sera donc moins élevée dans ce cas qu'avec une charge de 20 g.

À m_{v401} donné, la vitesse des particules sera fonction de la quantité de particules mises en mouvement. Pour une charge de 44 g, plus la quantité de particules sera élevée, plus leur vitesse sera grande du fait de leur inertie. Il est à noter que les différences de vitesse, pour les essais considérés ici restent faibles. Au-delà de 44 g, la charge permet de fragmenter complètement la mousse contenue dans un petit confinement. Le "surplus" d'énergie libéré par la détonation d'une charge plus importante va donc principalement se traduire en termes d'énergie cinétique pour les particules. Ainsi, la vitesse des particules, encapsulées dans des gouttelettes (mousse fragmentée), est plus élevée pour une charge de 100 g que pour une charge de 44 g.

Pour les essais mettant en jeu des confinements MC et GC, le volume du confinement est tel que la phase décroissante, observée pour des confinements PC, ne l'est pas dans ces cas. La vitesse de sortie des particules augmente avec la masse de la charge testée. De plus, les vitesses de sortie des particules sont plus faibles que dans les cas avec un confinement PC. Enfin, on remarque, encore une fois, que la granulométrie a peu d'influence sur la vitesse des particules (cf. essais 44-P2-88-MC et 44-P2-88-MC).

Pour l'ensemble des essais étudiés, un taux de ralentissement allant de 60 à 95 % est observé.

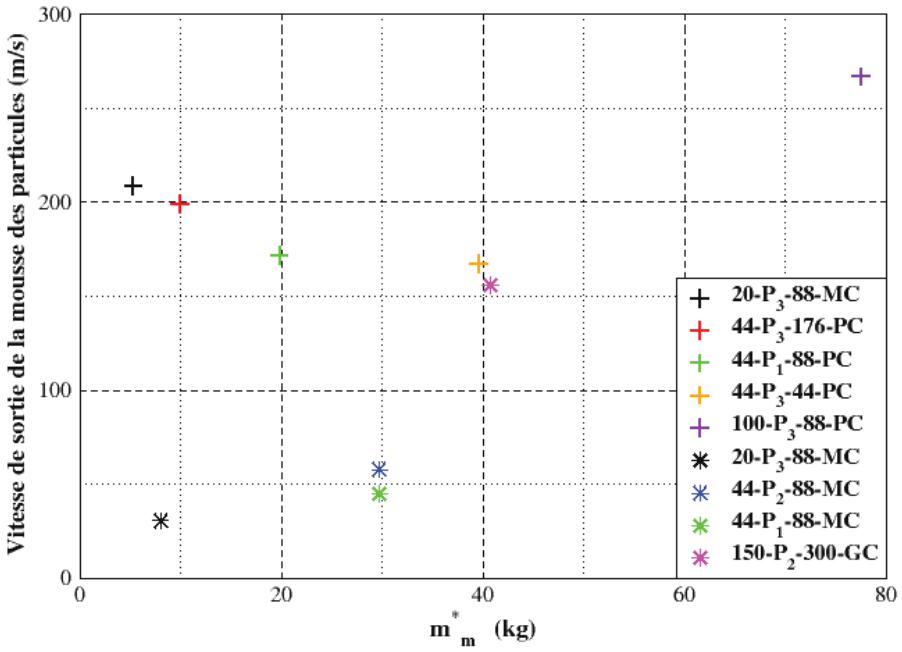


Figure 7.25 – Estimation de la vitesse d'envol du WO_3 pour les essais réalisés avec confinement

7.3.4 Analyse de l'onde de souffle

L'onde de souffle issue de la détonation d'une charge cylindrique étant très peu documentée dans la littérature ouverte, il a été important de l'analyser, et d'étudier l'influence de la mousse et du chargement de particules sur cette onde. Bien que les lois de similitudes de Hopkinson-Cranz (cf. section 2.3.2) aient été définies pour des charges sphériques, nous les utiliserons pour présenter les résultats et établir des comparaisons.
Les surpressions maximales des essais réalisés dans l'air, sans confinement aqueux et sans particule, sont présentées sur la *Figure 7.26*, en fonction de la distance réduite à la charge. Chaque couleur représente une masse d'explosif. Les relevés de pression issus des capteurs radiaux sont symbolisés par des étoiles, ceux issus des capteurs axiaux sont symbolisés par des croix. L'erreur de mesure associée aux capteurs est estimée à ± 20 %. Une interpolation de type puissance a été effectuée pour les deux directions considérées.

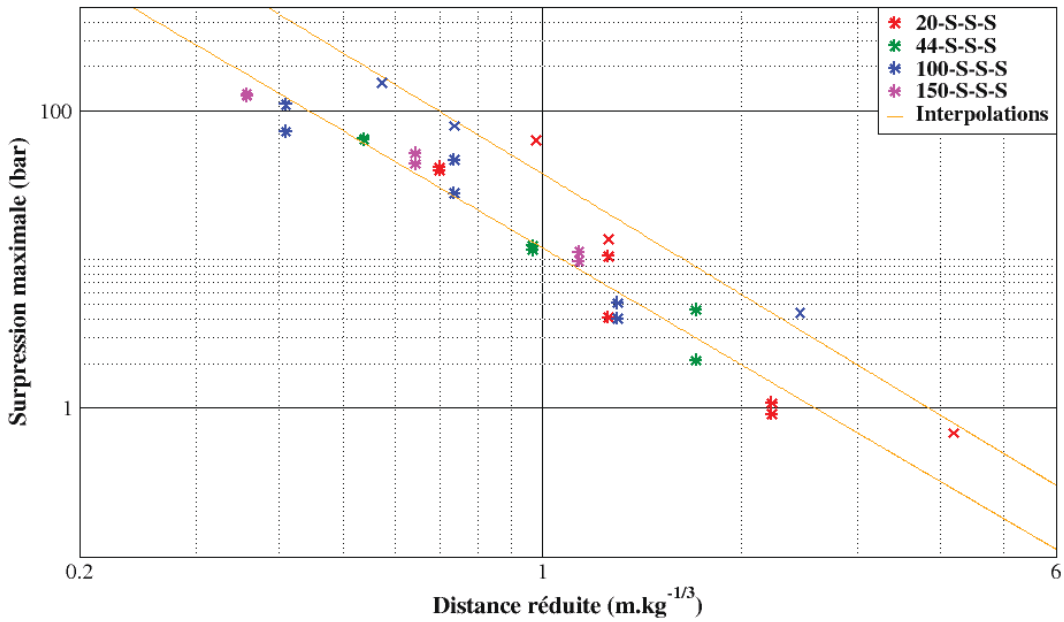


Figure 7.26 – Surpressions maximales en fonction de la distance réduite à la charge, pour les essais réalisés sans confinement aqueux et sans particule (* : mesures radiales, x : mesures axiales)

On observe deux nuages de points, pouvant former deux courbes distinctes ayant la même tendance, une pour les relevés de pression radiaux et une pour les relevés de pression axiaux. Cette tendance est d'ailleurs mise en exergue par les interpolations. On pourrait donc envisager l'existence de lois de similitudes valables pour des charges cylindriques. On remarque également que les surpressions axiales sont systématiquement plus fortes

que les surpressions radiales. Plus la distance réduite est faible, plus l'écart entre ces deux surpressions est élevé. Cela corrobore l'évolution de la forme de l'onde de souffle observée sur la *Figure 7.13*, dont la composante axiale se propage plus rapidement que la composante axiale. On remarque quelques différences entre les différents capteurs placés à une même distance de la charge, notamment pour des faibles valeurs de la surpression. Ces différences sont dues aux vibrations se propageant sur la table de mesures supportant les capteurs, qui induisent un bruit sur les signaux.

L'observation des temps d'arrivée réduits, sur la *Figure 7.27*, permet également de mettre en exergue l'existence d'une loi de similitude pour la géométrie cylindrique. En effet, les signaux issus des différents capteurs forment une courbe cohérente, interpolée par une fonction polynomiale de second ordre.

La *Figure 7.28* présente les surpressions maximales pour les essais réalisés avec un confinement aqueux, sans particules. On retrouve également une tendance en fonction de la distance réduite, représentée par une interpolation de type puissance. Un seul essai ayant été réalisé avec des capteurs dans l'axe de la charge, l'interpolation a uniquement été effectuée sur les relevés de pressions obtenus dans les directions radiales.

On remarque, encore une fois, que les relevés de pressions dans l'axe sont supérieurs à ceux mesurés dans la direction radiale. En comparant les surpressions maximales obtenues avec et sans confinement, on constate que la mousse atténue considérablement l'onde de souffle.

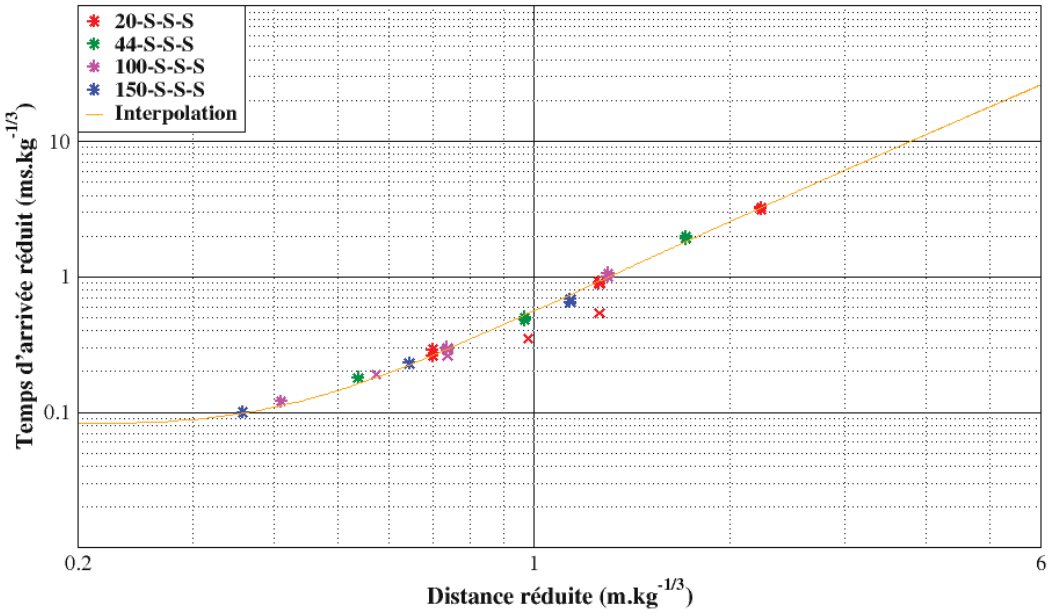


Figure 7.27 – Temps d'arrivée réduits en fonction de la distance réduite pour les essais réalisés sans confinement aqueux et sans particule

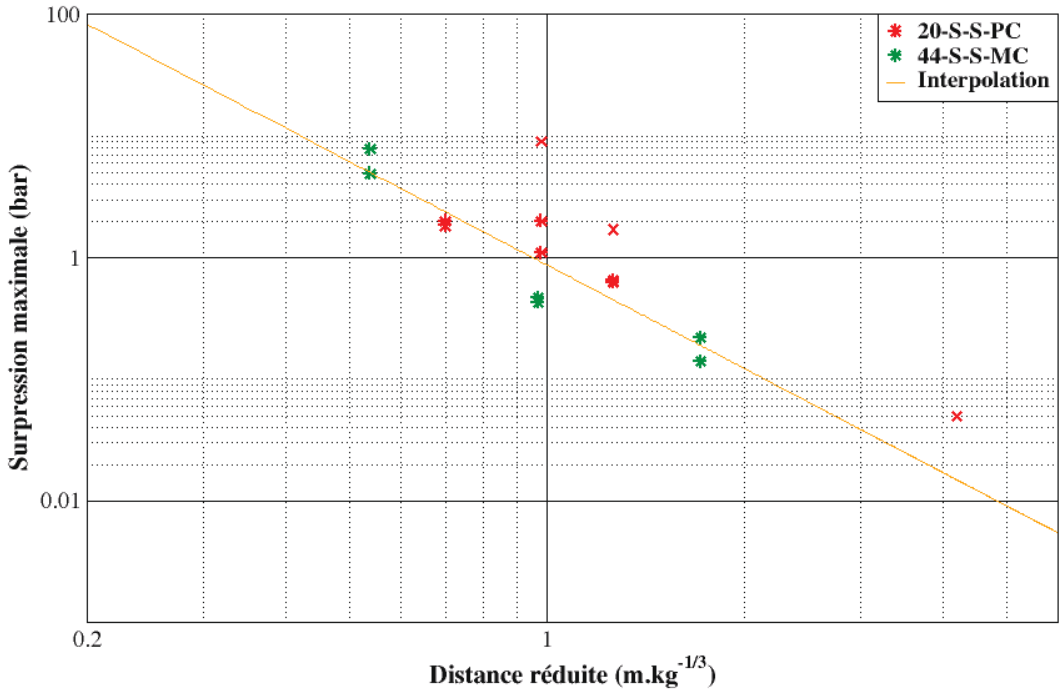


Figure 7.28 – Surpressions maximales en fonction de la distance réduite pour les essais réalisés avec confinement aqueux et sans particule

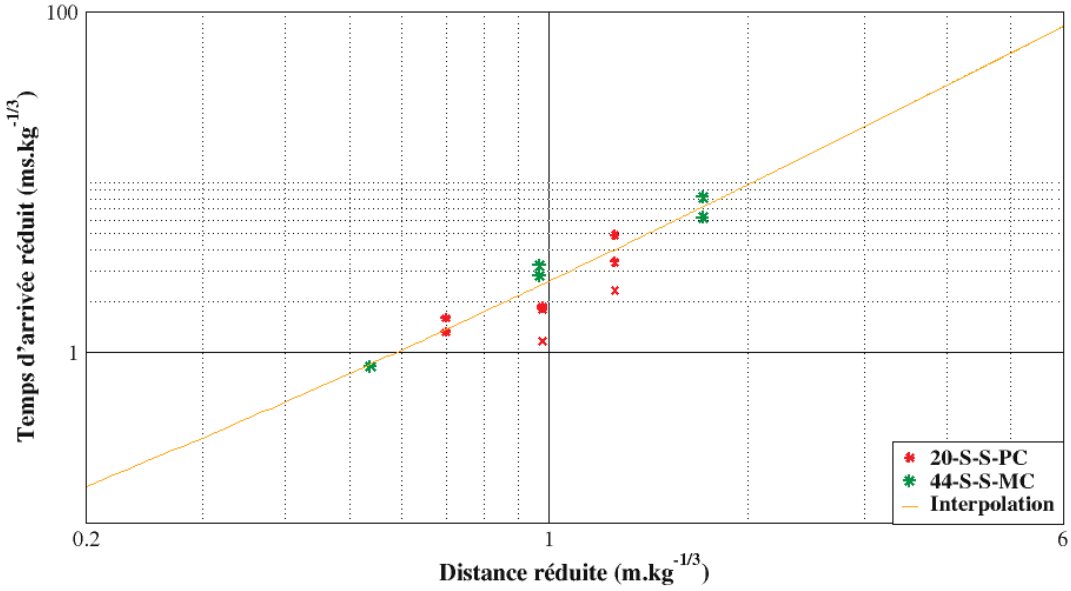


Figure 7.29 – Temps d'arrivée réduits en fonction de la distance réduite pour les essais réalisés avec confinement aqueux et sans particule

On retrouve avec un confinement aqueux, pour une distance réduite égale à 1, une réduction de la surpression maximale d'un facteur 10 par rapport à celle obtenue sans confinement (cf. section 2.3.1).
Concernant les temps d'arrivée réduits (cf. *Fig. 7.29*), les essais réalisés avec un confinement aqueux mettent clairement en évidence une tendance : le temps d'arrivée réduit croît avec la distance réduite. Une interpolation polynomiale permet de rendre compte de cette tendance, comme illustré sur la *Figure 7.29*. En comparant ces temps avec ceux obtenus lors d'essais sans confinement, on remarque que le confinement ralentit la progression de l'onde de souffle.
En comparant nos résultats, avec et sans confinement, avec ceux des travaux précédents impliquant des charges sphériques ou hémisphériques [3, 24, 35] (cf. *Fig. 7.30*), on observe une bonne corrélation, sans confinement, entre les données de référence (+ noirs et trait orange sans confinement, x noires et trait violet avec confinement) et celles des campagnes ADAMs acquises dans l'axe radial de la charge (+ colorés sans confinement et x colorées avec confinement). Concernant la direction axiale, les relevés de pression (o colorés) sont au-dessus des données de référence, confirmant les observations précédentes. Il est à noter que bien que si, dans l'espace (distance réduite, surpressions), les données issues de la détonation d'une charge cylindrique sont cohérentes, dans la direction radiale, avec les données de référence, en revanche, à masse de charge et distance à la charge (non réduite) fixées, les valeurs des surpressions générées par ces deux géométries de charge, dans la direction radiale, ne sont pas identiques. Pour les essais réalisés avec un confinement aqueux, tous signaux compris, on observe une bonne corrélation entre les surpressions relevées et les données de référence.

Comme nous l'avons remarqué lors de l'analyse des images acquises lors des essais, l'ajout d'un chargement de particules au-dessus de la charge modifie considérablement l'onde de souffle générée par cette charge. Les *Figures 7.31 et 7.32* présentent les surpressions maximales obtenues lors des essais sans confinement avec particules. La première figure concerne tous les essais. Pour plus de clarté, seules les données relatives aux essais impliquant une charge de 44 g ont été reportées sur la seconde figure. En effet, plusieurs valeurs de R et différentes granulométries ont été testées avec cette charge. Le même code de symbole est utilisé ici, à savoir, une couleur pour chaque charge, et le cas échéant pour chaque essai (essais 44-*-*-S), des étoiles pour les mesures radiales et des croix pour les mesures axiales. Les courbes d'interpolation radiale et axiale, déterminées pour les essais réalisés sans particules (*-S-S-*), sont également présentées.
Comme le montre la *Figure 7.31*, dans la direction radiale, l'onde de souffle n'est que peu

perturbée par la présence des particules. En effet, les surpressions maximales dans cette direction, bien que plus dispersées que dans le cas sans particule, suivent, en moyenne, la courbe de tendance des essais réalisés sans particule (*-S-S-S).

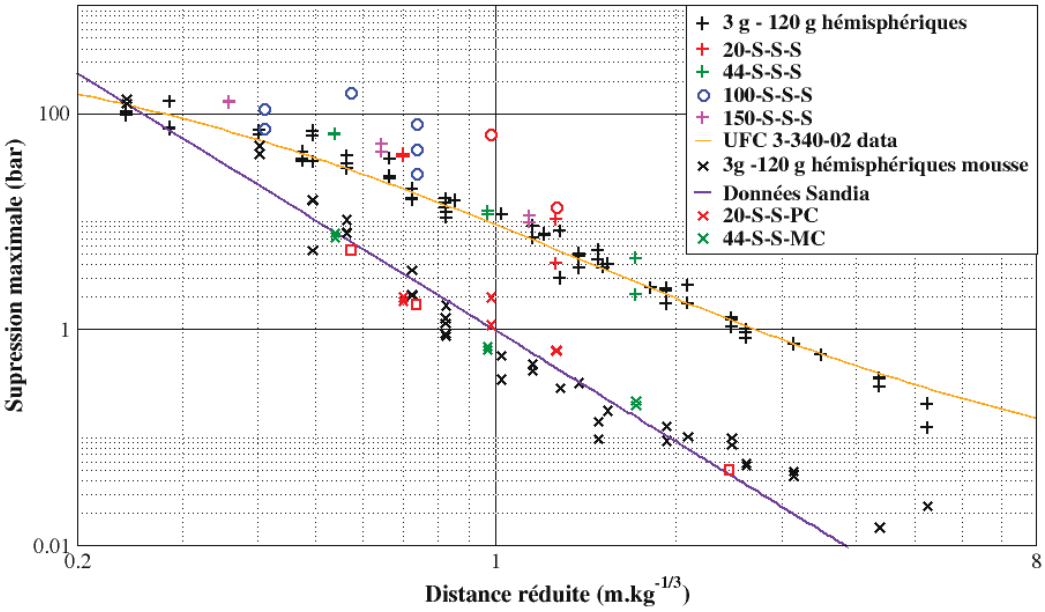


Figure 7.30 – Surpressions maximales en fonction de la distance réduite pour les essais réalisés avec et sans confinement aqueux et sans particule. Ces données sont comparées à celles de l'UFC 3-340-02 [35] et de la Sandia [24], ainsi qu'à celles de F. Ballanger [3]

Dans la direction axiale, par contre, l'onde de souffle est affaiblie par la présence des particules. Les surpressions maximales sont, cette fois, plus faibles que leurs homologues sans particule. Cela confirme le fait que, dans les premiers instants, l'onde voit les particules comme un matériau dense. Une part de son énergie est utilisée à les mettre en mouvement et les contourner.

En s'intéressant aux cas des essais 44-*-*-S (cf. *Fig. 7.32*), l'influence de la masse de ces particules est mise en lumière. En multipliant la masse du chargement par 4, on divise par 2 la surpression axiale maximale. La granulométrie des particules ne semble pas avoir d'influence sur l'onde de souffle. Toutefois, il est à noter que nous ne disposons pas de mesure de la surpression axiale pour différentes granulométries. Les *Figures 7.33 et 7.34* présentent respectivement les temps d'arrivée réduits des essais réalisés sans confinement et avec particules, et des essais 44-*-*-S. La courbe d'interpolation déterminée pour les cas sans particule (*-S-S-S) a également été tracée sur les deux graphes. On remarque, encore une fois, que l'onde de souffle n'est que peu influencée, sur sa partie radiale par la présence des particules. Sur sa partie axiale, l'onde de souffle est ralentie par la présence des particules. Ce ralentissement est d'autant plus grand que la masse de particules est élevée (cf. *Fig. 7.34*).

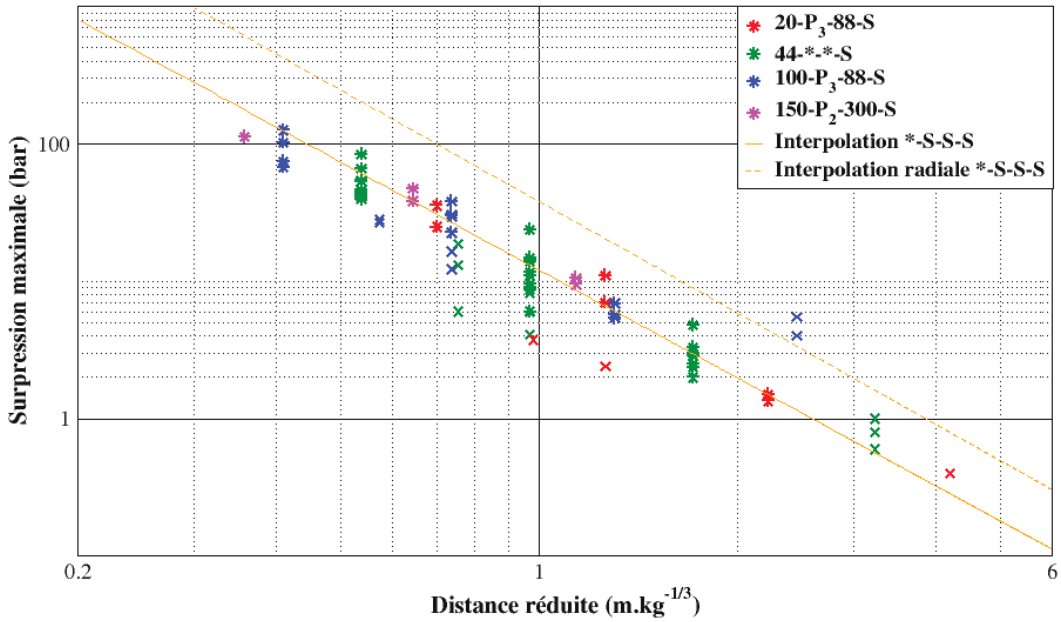


Figure 7.31 – Surpressions maximales en fonction de la distance réduite pour les essais réalisés sans confinement aqueux et avec particules

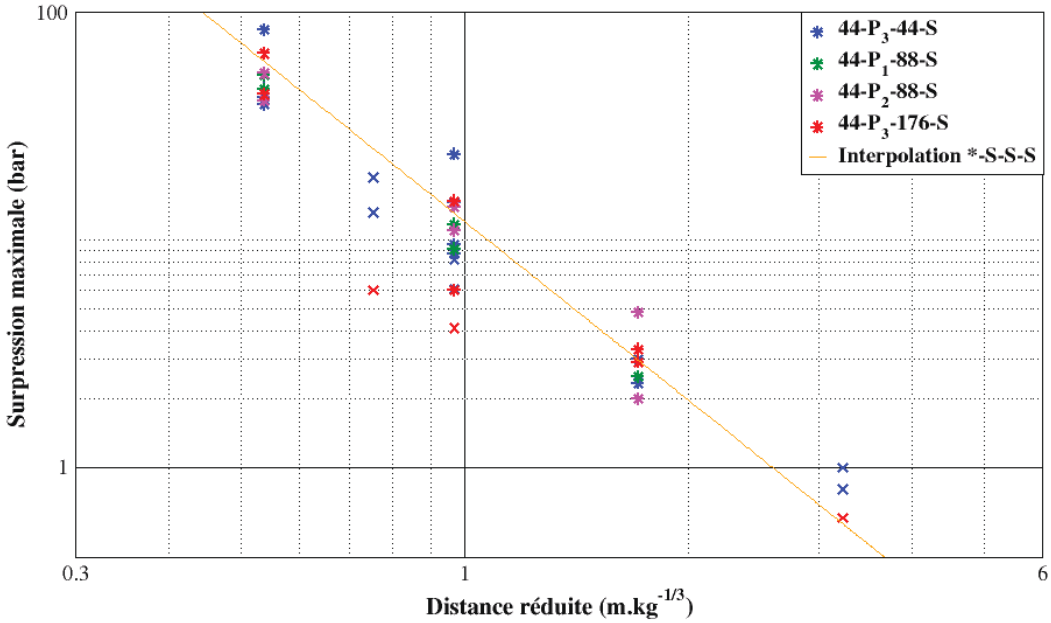


Figure 7.32 – Surpressions maximales en fonction de la distance réduite pour les essais avec une charge de 44 g réalisés sans confinement aqueux et avec particules

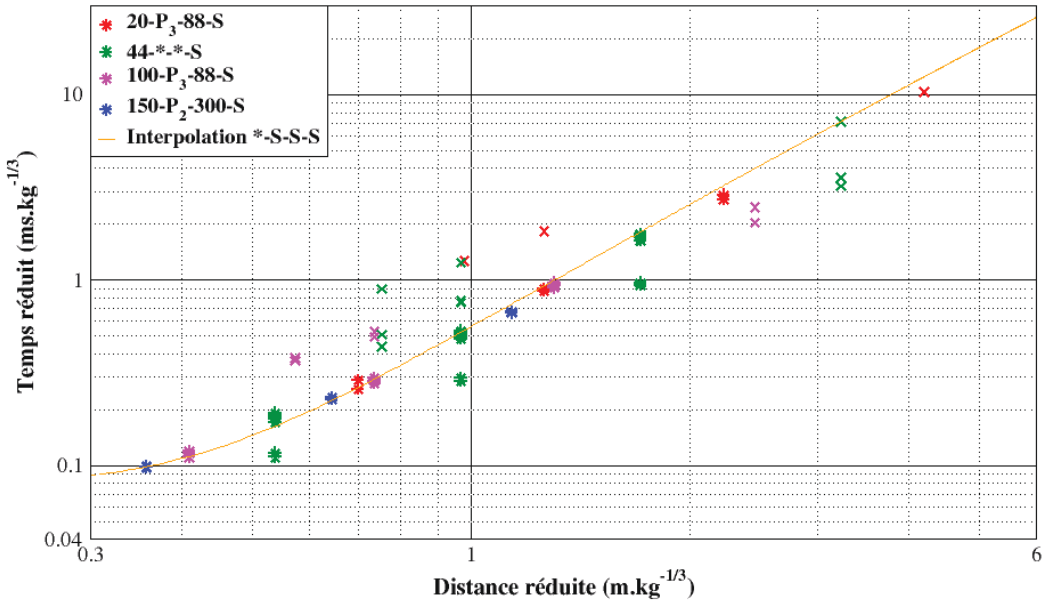


Figure 7.33 – Temps d'arrivée réduits en fonction de la distance réduite pour les essais réalisés sans confinement aqueux et avec particules

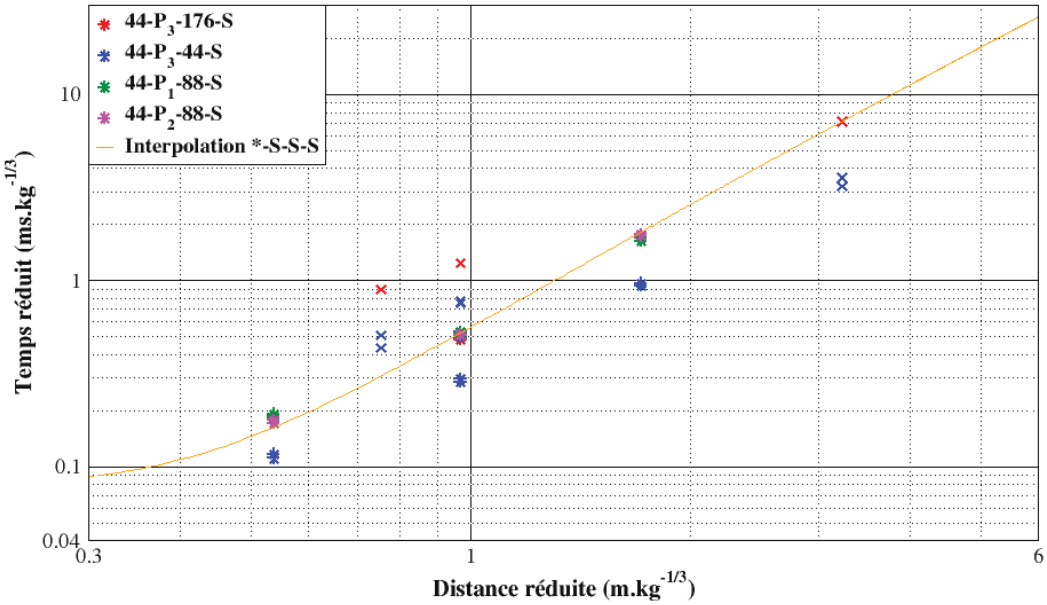


Figure 7.34 – Temps d'arrivée réduits en fonction de la distance réduite pour les essais avec une charge de 44 g réalisés sans confinement aqueux et avec particules

Les temps d'arrivée réduits pour les essais réalisés sans confinement et avec particules sont présentés sur les *Figures 7.33 et 7.34*, en fonction des distances réduites. Les mêmes codes symboles et couleurs sont utilisés et l'interpolation déterminée pour les essais réalisées sans particule (*-S-S-S) est également présentée.

Les *Figures 7.35 et 7.36* présentent les surpressions maximales et les temps d'arrivée réduits pour les essais réalisés avec confinement et avec particules. Tout comme constaté pour les essais sans particule, la mousse efface la différence de pression observée sur les deux directions, sans confinement. Les surpressions sont, par contre, plus dispersées ici qu'en l'absence de particules.

En comparant ces résultats avec ceux obtenus sans confinement aqueux, on remarque qu'à distance réduite faible, la surpression maximale obtenue avec un confinement est du même ordre de grandeur que celle obtenue sans confinement (cf. essai 150-P_2-300-GC). Cela s'explique par le fait que la mousse a une impédance supérieure à celle de l'air. Néanmoins, l'onde est rapidement atténuée et on retrouve, pour une distance réduite égale à 1 $m{\cdot}kg^{-1/3}$, un facteur 10 entre les ondes de souffle aériennes et les ondes de souffle se propageant en milieu aqueux. De même, on remarque que les ondes de souffle sont ralenties dans la mousse.

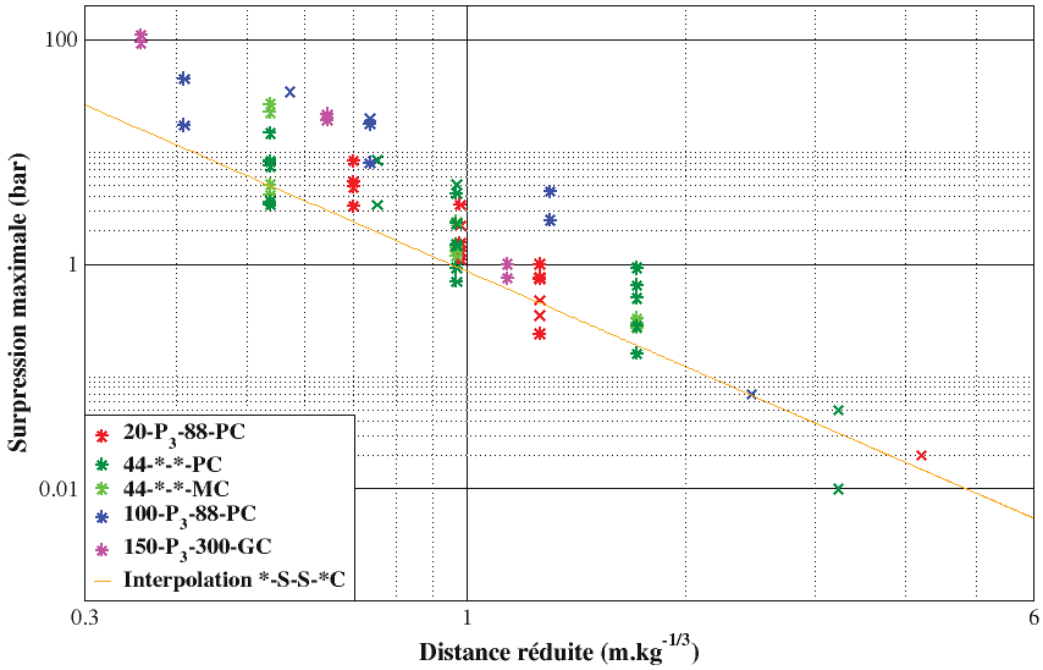


Figure 7.35 – Surpressions maximales en fonction de la distance réduite pour les essais réalisés avec confinement aqueux et avec particules

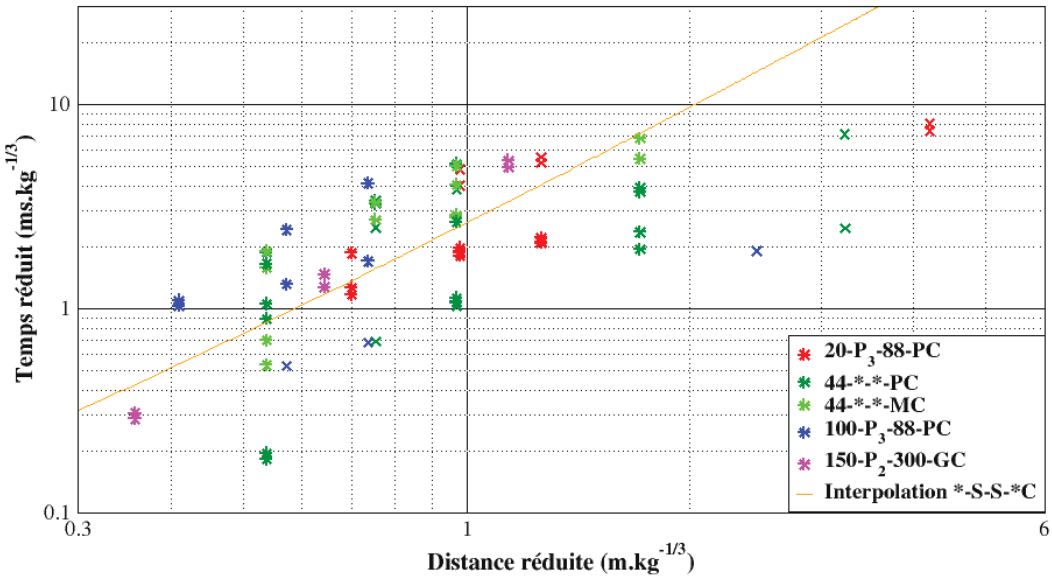


Figure 7.36 – Temps d'arrivée réduits en fonction de la distance réduite pour les essais réalisés avec confinement aqueux et avec particules

7.3.5 Analyse visuelle des filtres

Comme expliqué à la section 3.1.4, la méthode de prélèvement par filtration implique un dépouillement et une mesure supplémentaire, afin de déterminer les caractéristiques d'un aérosol. Chaque filtre, quel qu'il soit, est pesé avant l'essai et pesé à nouveau après l'essai, en prenant soin de le laisser sécher pendant 4 h au préalable. En différenciant le poids des filtres utilisés sur deux essais menés, à charge et confinement donnés, sans et avec particules, on peut estimer la masse de WO_3 déposée sur le filtre. Tous les filtres mis en œuvre lors des essais avec particules (HVS et impacteurs) ont ensuite été analysés par ICP-MS, afin de déterminer la masse exacte de WO_3 recueillie. La quantification du WO_3, sur les filtres des HVS, permet de déterminer la masse de particules collectées m_{pc}, et celle sur les filtres des impacteurs donne accès à la répartition granulométrique de ces particules. Les différents résultats, visuels dans un premier temps puis quantitatifs dans un second temps, sont exposés ci-dessous.

L'observation des filtres suffit à se rendre compte de l'influence des produits de détonation, des particules, et de la mousse. En effet, les teintes du dépôt filtré reflètent la nature de ce dépôt et sont caractéristiques de l'essai dont il provient. La *Figure 7.37* présente les photographies de filtres extraits des HVS implantés respectivement lors des essais 44-S-S-S, 44-P_3-44-S, 44-P_3-176-S, 44-S-S-MC, 44-P_3-44-PC et 44-P_3-176-PC.
Le premier filtre, qui provient de l'essai 44-S-S-S, ne contient que des produits de détonations. Ces produits, générés lors de la détonation de la charge, sont majoritairement constitués de CO, de CO_2, de vapeur d'eau et de nanoparticules de carbone solides. Cet ensemble forme un nuage noir, dont le dépôt est visible sur le filtre de l'essai 44-S-S-S. Un aérosol constitué de produits de détonation et de trioxyde de tungstène sera plus clair, car moins carboné. Plus la quantité de particules de WO_3 sera élevée plus le dépôt sera clair (cf. filtres des essais 44-P_3-44-S et 44-P_3-176-S). La comparaison entre le premier filtre (44-S-S-S) et le quatrième (44-S-S-MC) met en évidence l'effet du confinement sur la dispersion des produits de détonation. En effet, le dépôt passe du noir au gris, preuve de la capture par le confinement d'une partie des produits de détonation. En comparant les filtres issus des essais 44-P_3-44-PC et 44-P_3-176-PC à ceux de leurs homologues sans confinement, leur teinte plus claire fait foi de l'action du confinement aqueux. Bien que peu visible sur les photographies, l'épaisseur du dépôt diminue avec l'augmentation de volume du confinement, ce qui est aussi un indicateur concernant son efficacité. Cette analyse reste qualitative et sera complétée par les mesures de masses.

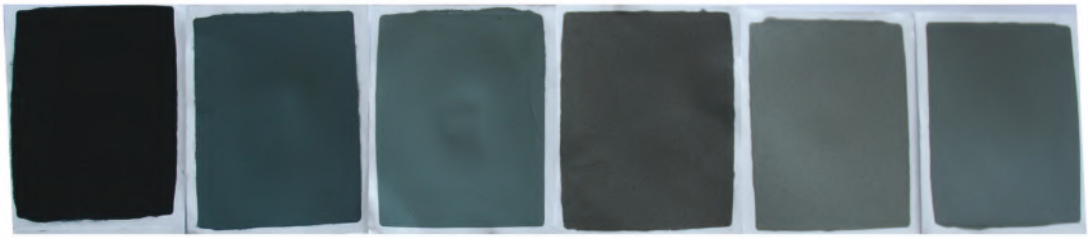


Figure 7.37 – Photographie de filtres provenant des HVS implantés lors des essais 44-S-S-S, 44-P_3-44-S, 44-P_3-176-S, 44-S-S-MC, 44-P_3-44-PC et 44-P_3-176-PC

La *Figure 7.38* présente la photographie des filtres des différents étages d'un des deux impacteurs déclenchés 5 mn après la détonation, lors de l'essai 20-S-S-S. Ces filtres sont positionnés de l'étage supérieur (en haut à gauche), où se déposent les particules les plus grosses, au dernier étage (en bas à droite) où sont récoltées les particules submicrométriques. On observe un dépôt noir, de plus en plus foncé au fil des étages. Cette observation est en accord avec le fait que les particules constituant les produits de détonation sont, pour la plupart, très fines.
Visuellement, dans un premier temps, on peut observer une différence d'épaisseur de dépôt et déjà en déduire les classes granulométriques prédominantes. En comparant ces filtres avec ceux de la *Figure 7.39*, on remarque que les dépôts sur le second jeu de filtres (20-S-S-PC) sont moins importants que sur le premier jeu (20-S-S-S), la différence étant plus marquée sur les premiers étages de l'impacteur. La mousse semble donc être plus efficace sur les particules les plus grosses.
Les *Figures 7.40 et 7.41* présentent les filtres des impacteurs 1 et 3, pour l'essai 44-P_3-176-S. Les filtres de l'impacteur 1 sont chargés en particules de WO_3. La couleur verte du premier filtre est d'ailleurs caractéristique de ces particules, démontrant encore une fois le rôle de séparateur granulométrique de l'impacteur. Vingt minutes après la détonation, on remarque que les plus grosses particules semblent avoir sédimentées (dépôts moins visibles sur les premiers filtres de l'impacteur 3 par rapport à ceux de l'impacteur 1). L'analyse des néphélomètres permettra de confirmer cette hypothèse.
Les *Figures 7.42 et 7.43* présentent les filtres des impacteurs 1 et 3, pour l'essai 44-P_3-176-PC. Les dépôts de particules sont, ici, moins importants et encore moins présents sur les premiers filtres. On remarque d'ailleurs que trente minutes après la détonation, l'aérosol semble n'être composé que de particules de $D_{pm} < 2,2$ μm (cf. *Fig. 7.43* filtre n° 6).

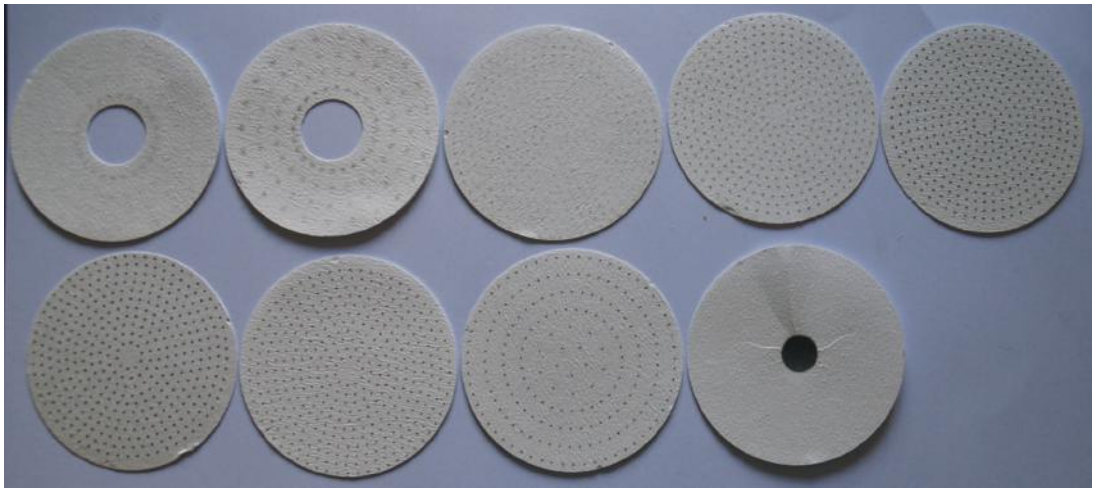


Figure 7.38 – Photographie des filtres de l'impacteur 1 pour l'essai 20-S-S-S

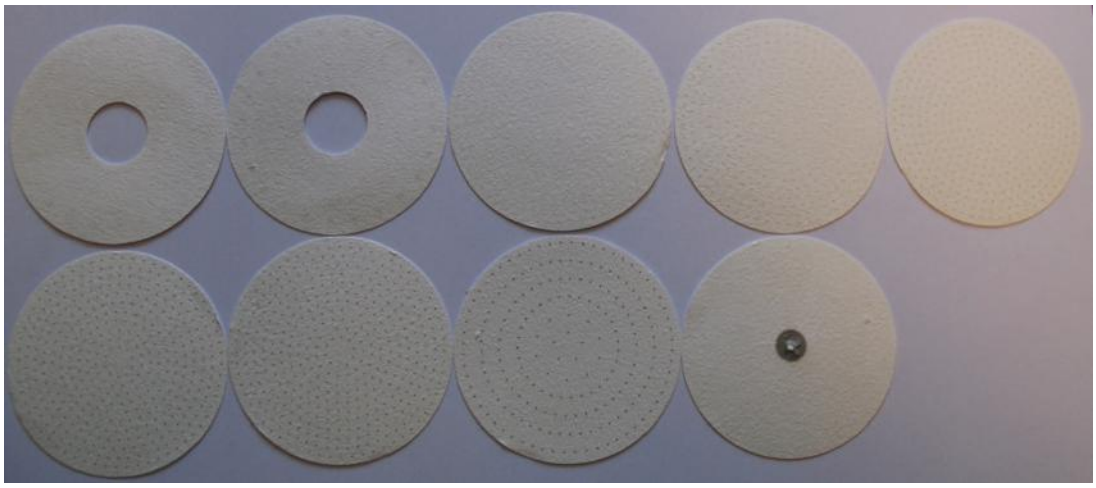


Figure 7.39 – Photographie des filtres de l'impacteur 1 pour l'essai 20-S-S-PC

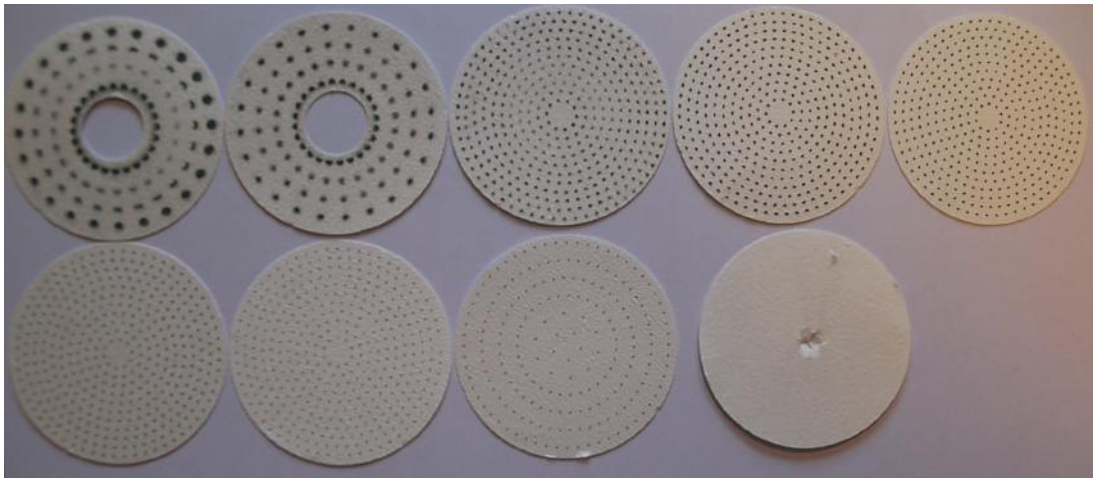


Figure 7.40 – Photographie des filtres de l'impacteur 1 pour l'essai 44-P_3-176-S

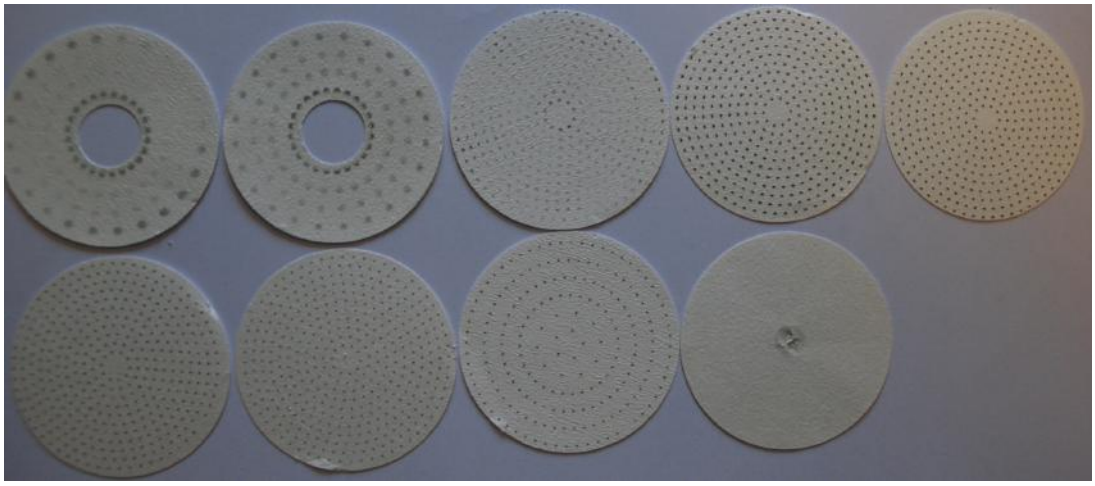


Figure 7.41 – Photographie des filtres de l'impacteur 3 pour l'essai 44-P_3-176-S

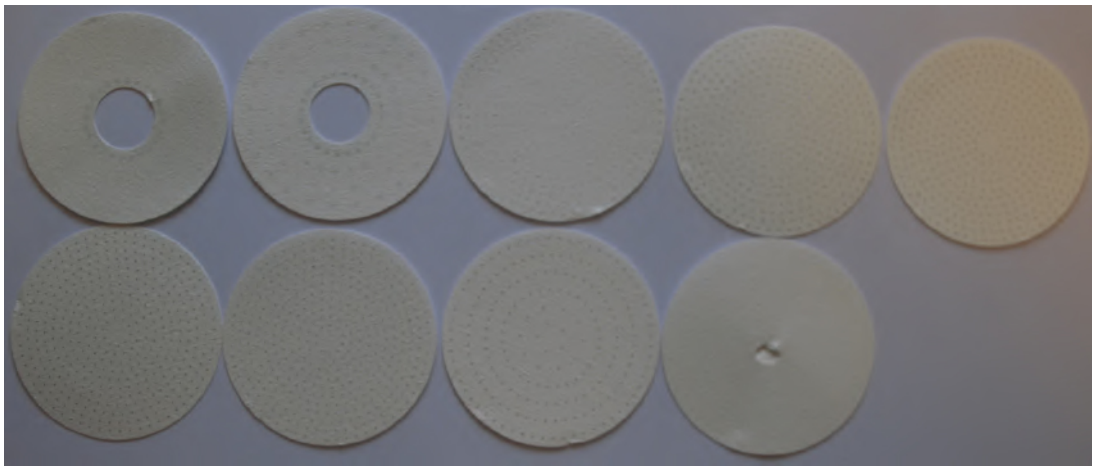


Figure 7.42 – Photographie des filtres de l'impacteur 1 pour l'essai 44-P_3-176-PC

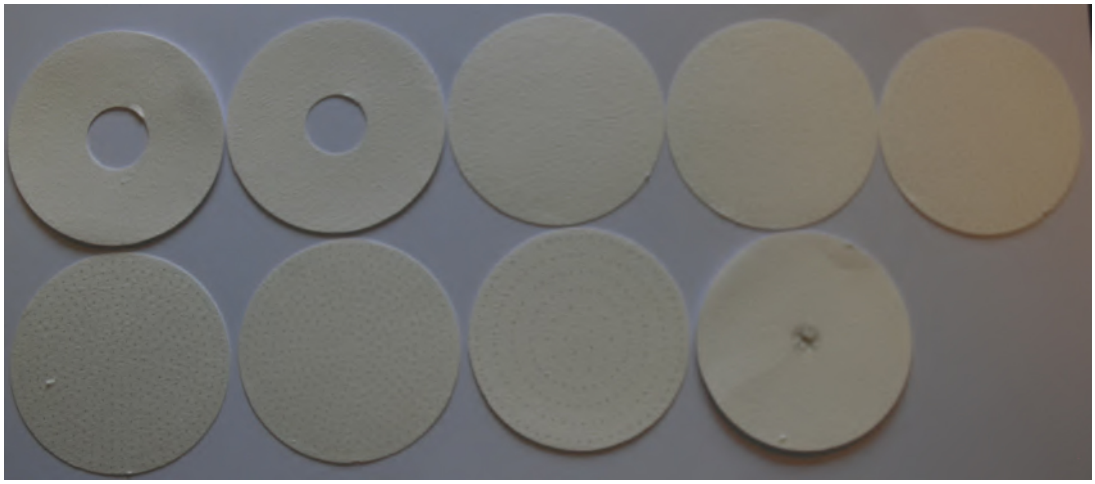


Figure 7.43 – Photographie des filtres de l'impacteur 3 pour l'essai 44-P_3-176-PC

7.3.6 Quantification de la masse de WO_3 collectée

La balance utilisée pour la pesée des filtres est précise au mg près. La *Figure 7.44* présente l'histogramme de la masse moyenne, par HVS, d'aérosols collectés sur les filtres des HVS, pour chaque essai. Les barres noires concernent les essais réalisés sans particule et sans confinement, les vertes foncées, les essais réalisés avec particules et sans confinement, les bleues, les essais réalisés sans particule avec confinement et les vertes pales, les essais réalisés avec particules et avec un confinement aqueux.

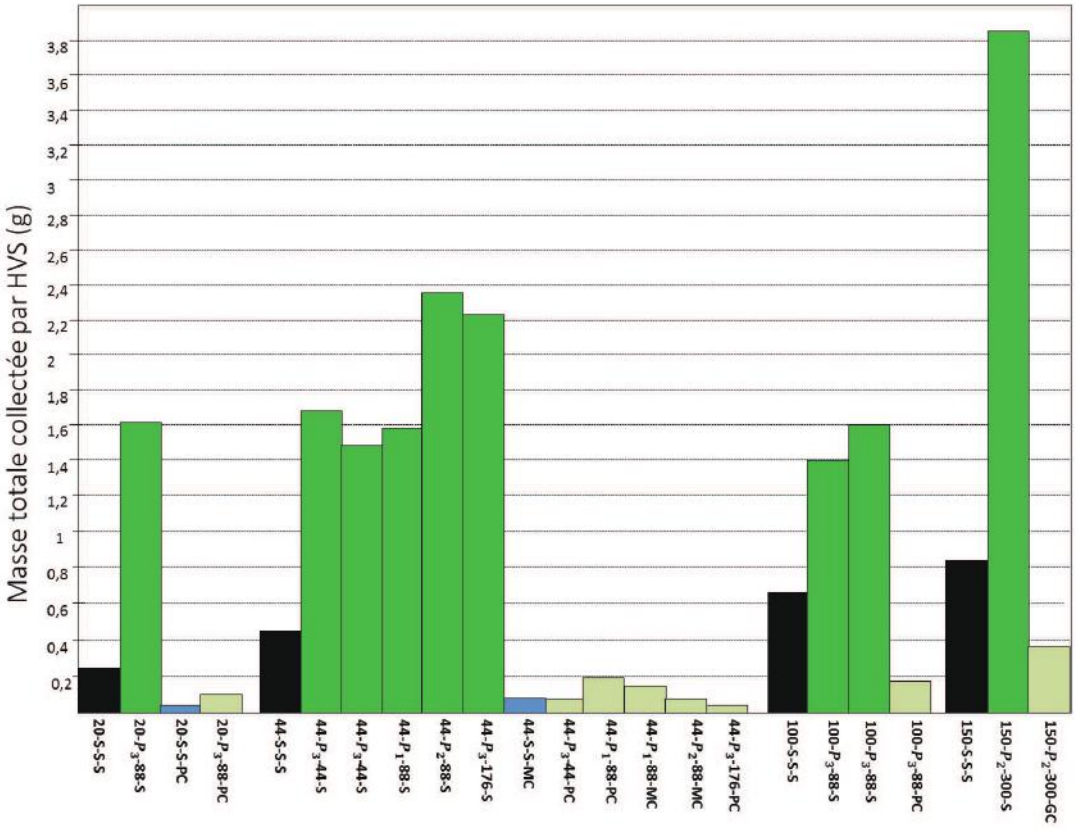


Figure 7.44 – Histogramme donnant la masse totale collectée sur les filtres des HVS lors des campagnes ADAM 2 et ADAM 3

Pour les essais réalisés sans confinement (barres noires et vert foncé), on collecte des masses d'aérosols composés de WO_3 et de produits de détonation, allant de $0,3$ g à près de 4 g par HVS. Il est à préciser que la majorité des filtres ont été colmatés, lors de ces essais. Autrement dit, à un instant donné, l'amas de particules filtrées a provoqué la diminution du débit de prélèvement et ce, jusqu'à annulation de ce dernier. Une certaine quantité de l'aérosol n'a donc pas été filtrée ni collectée et n'est donc pas représentée ici. Néanmoins, la collecte effectuée est suffisamment représentative de la masse dispersée pour conduire à certaines conclusions. Premièrement, en comparant les essais sans confinement, réalisés

avec et sans particules de WO_3 on obtient, quelle que soit la charge explosive utilisée, un pourcentage de produits de détonation compris entre 20 et 30 % par rapport à la masse totale d'aérosol collectée. Ce pourcentage sera vérifié avec les résultats donnés par l'analyse ICP-MS des filtres. C'est un indicateur important, car il permet de s'assurer que globalement on mesure effectivement la concentration des particules de WO_3 et non celles des produits de détonation, qui ont une granulométrie plus fine et donc un comportement différent. Deuxièmement, la masse totale d'aérosols collectée augmente considérablement avec celle des particules. En effet, plus la quantité de particules dispersées est grande, plus on a de chance de les collecter sur les filtres. Les essais 44-P_3-88-S et 100-P_3-88-S ont été doublés, permettant d'évaluer la reproductibilité de la mesure de pesée, réalisée dans le cadre de cette campagne, à 12 %. On note également qu'à configuration équivalente, on collecte 32 % de particules P_2 de plus que de particules P_1. Cela peut s'expliquer par le fait que les particules P_1, ayant une granulométrie plus fine, s'infiltrent plus rapidement dans les couches internes du filtre, accélérant ainsi son colmatage.

De façon générale, le confinement semble être moins efficace sur les produits de détonation que sur les particules de WO_3. En effet, en comparant les masses collectées avec et sans confinement, on obtient une diminution moyennée de 82 % pour les produits de détonation seul et de 96 % pour les essais avec particules.

La masse de WO_3 peut être évaluée en effectuant la différence de masses obtenues pour deux essais, avec et sans particules, réalisés dans des conditions similaires par ailleurs (cf. Tab. 7.4). La *Figure 7.45* présente, elle, l'histogramme de la masse moyennée de particules collectée, par différence de pesée, par HVS. Le même code couleur est utilisé pour cet histogramme.

Sans confinement, on collecte, par différence de pesée, entre 6 et 18 g de WO_3. À masse de particules donné et sans confinement (*-*-88-S), l'influence de la masse de la charge sur le taux de collecte n'est pas significatif. En effet, on collecte des masses de particules similaires avec une charge de 20 ou 44 g à granulométrie fixée (P_2 et P_3), mais une masse moindre avec une charge de 100 g. Encore une fois, le colmatage des filtres, survenu plus tôt lors de l'essai 100-P_3-88-S en est la cause. On vérifie par contre qu'à configuration donnée, la granulométrie a une influence sur le taux de collecte (44-P_1-88-S et 44-P_2-88-S). À masse de charge et à granulométrie (P2 et P_3) donnée, multiplier la masse du chargement de particules par 2 augmente le taux de collecte. Le multiplier par 4 n'a, par contre, pas d'influence sur le taux de collecte. Cela est sûrement dû au colmatage des filtres, survenant plus tôt lors d'un essai avec un chargement de 176 g de particules. L'analyse des enregistrements de débits par les HVS nous permettra de valider ou non cette hypothèse.

Essai	masse totale d'aérosol collectée (g)	masse de WO_3 collectée par différence de pesée (g)	masse de WO_3 collectée par ICP-MS (g)
20-S-S-S	1,98	-	-
20-P_3-88-S	12,87	10,89	10,88
20-S-S-PC	0,34	-	-
20-P_3-88-PC	0,79	0,5	0,4
44-S-S-S	0,5	-	-
44-P_3-44-S	13,41	10,68	6,83
44-P_3-44-S	11,86	9,59	5,96
44-P_1-88-S	9,45	6,73	7,44
44-P_2-88-S	14	11,27	13,66
44-P_3-176-S	17,74	10,46	9,62
44-S-S-MC	0,5	-	-
44-P_3-44-PC	0,61	0,31	0,16
44-P_1-88-PC	1,17	0,67	0,69
44-P_1-88-MC	0,94	0,43	0,36
44-P_2-88-MC	0,49	0,01	0,13
44-P_3-176-PC	0,85	0,42	0,32
100-S-S-S	5,31	-	-
100-P_3-88-S	12,73	7,25	5,92
100-P_3-88-S	11,18	6,27	5,48
100-P_3-88-PC	1,4	0,93	0,48
150-S-S-S	5	-	-
150-P_2-300-S	22,7	17,65	11,98
150-P_2-300-GC	2,25	1,8	1,47

Tableau 7.4 – Masses d'aérosols et de particules collectées sur les filtres des HVS, déterminées par différence de pesée et par la méthode ICP-MS, durant les campagnes ADAM 2 et ADAM 3

En comparant les pesées des essais réalisés sans et avec confinement, on remarque que la présence d'un confinement diminue fortement la masse collectée par les filtres, et donc la masse dispersée dans l'air. En comparant les essais 44-P_1-88-PC et 44-P_1-88-MC, on note également que cette diminution augmente avec le volume de mousse mis en jeu.
Lors de l'analyse chimique par ICP-MS, des filtres étalons ont également été traités afin d'évaluer l'erreur liée à cette méthode de quantification, qui s'avère être, en l'occurrence, de l'ordre de $1,7$ %. L'histogramme de la *Figure 7.46* présente, pour l'essai 44-P_2-88-PC, l'écart (en %) entre les masses d'aérosols collectées, déduites des pesées de chaque filtre (noté de F1 à F6) et les données équivalentes issues de l'analyse ICP-MS. Sur cet histogramme, deux valeurs sont extrêmes : celles inhérentes aux filtres F1 et F5. Il s'agit des filtres issus des deux HVS manuels utilisés, lors de la campagne ADAM 2, qui ne disposent pas donc pas d'asservissement en débit.

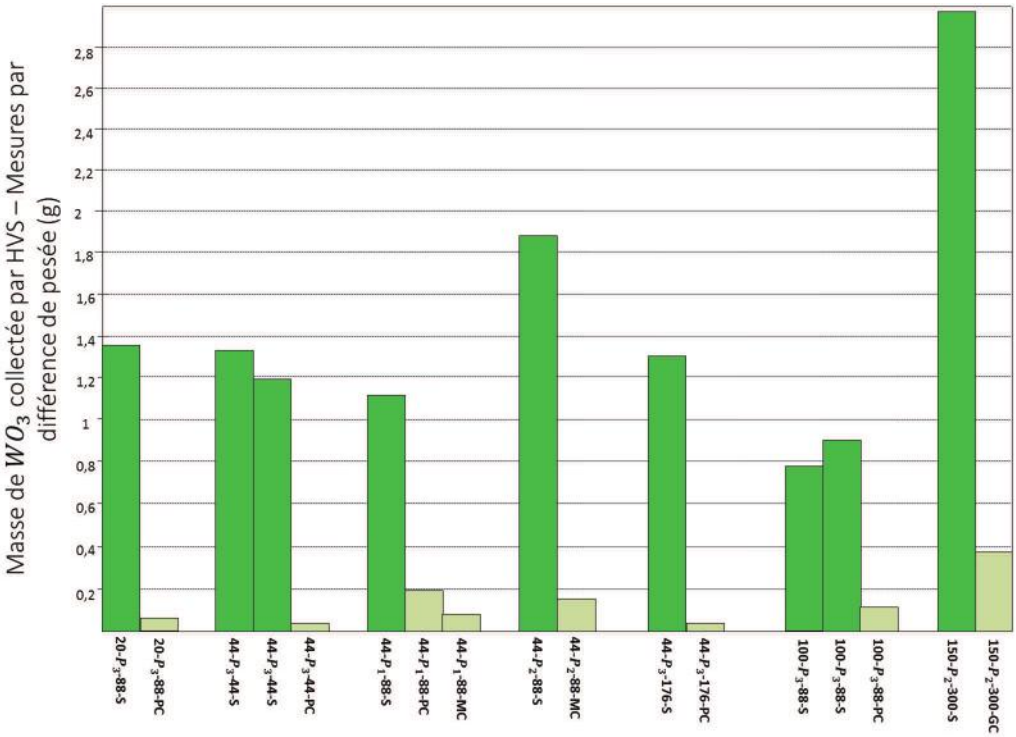


Figure 7.45 – Histogramme donnant la masse totale de particules collectée sur les filtres des HVS lors des campagnes ADAM 2 et ADAM 3, moyennée par HVS, déterminée par différence de pesée

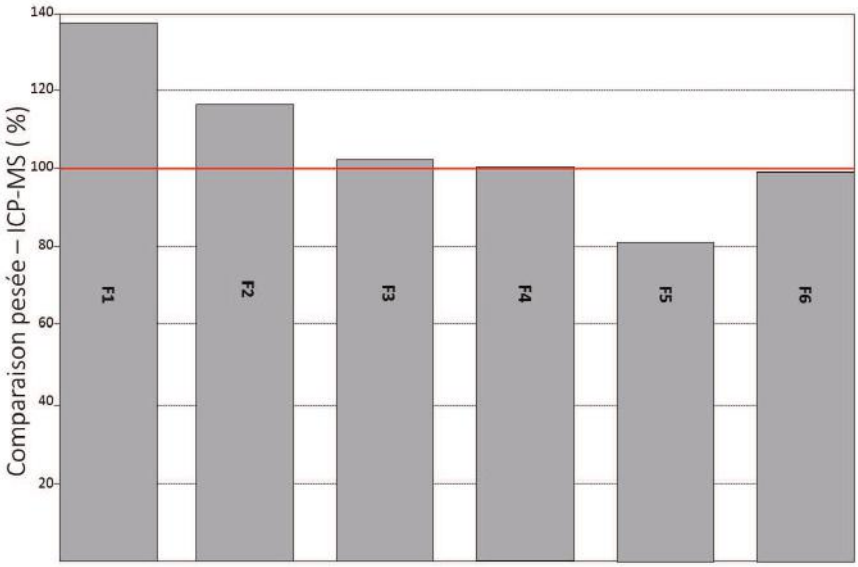


Figure 7.46 – Histogramme donnant la différence entre les mesures par pesée et par ICP-MS de la masse de WO_3 collectée sur les filtres des HVS lors des campagnes ADAM 2 et ADAM 3

C'est donc ces HVS qui auront un fonctionnement le moins uniforme d'un essai à l'autre et qui introduiront le plus d'écart, lors du calcul par différence de pesée, de la

masse de WO_3 collectée. Cette comparaison pesée/ICP-MS a été effectuée sur tous les filtres et nous a permis d'actualiser l'incertitude liée à la méthode de pesée qui est en moyenne, dans notre cas, de $24,4$ %. L'analyse des résultats sera donc basée sur les données issues de l'analyse ICP-MS.

La *Figure 7.47* présente l'histogramme donnant la masse de particules de WO_3 collectées, issue de l'analyse ICP-MS, pour les essais réalisés avec particules, moyennée par HVS. Les masses totales sont consignées dans le Tableau 7.4. On collecte, sans confinement, des masses allant de 7 à 12 g, pour une masse dispersée initialement allant de 44 à 300 g. On retrouve les mêmes tendances déjà évoquées à partir de l'analyse de la *Figure 7.45*. L'analyse des résultats des essais *-*-88-S montre que la masse collectée évolue avec la masse de la charge utilisée. Seul l'essai 100-P_3-88-S ne s'inscrit pas dans cette tendance. Cela est dû à la rupture, lors du passage de l'onde de souffle, de la moitié des filtres des HVS, qui n'ont de ce fait pas collecté l'aérosol. On verra par la suite qu'une correction peut être appliquée afin d'estimer la masse de particules qui auraient dû être collectée, avec un fonctionnement nominal de tous les HVS. À masse de charge donnée, les mêmes phénomènes que précédemment décrits sont observables. Néanmoins, la différence de masse collectée entre l'essai 44-P_3-88-S et les essais 44-P_1/P_2-88-S semble confirmer qu'en fonctionnement nominal, la masse collectée augmente avec la masse du chargement de particules. En triplant la masse du couple charge/particules (cf. 44-P_2-88-S et 150-P_2-300-S), on augmente la masse de particules collectée de 25 %. L'erreur expérimentale relative à la masse d'aérosols collectée est réévaluée, à 10 %, au vu des résultats de quantification en WO_3 des essais doublés.

De façon générale, le confinement est d'une extrême efficacité car il diminue drastiquement la quantité de particules collectées et ce, quel que soit son volume. En augmentant celui-ci, on diminue la quantité de particules de WO_3 collectées sur les filtres et donc, dispersées dans l'air. Le pourcentage de particules retenues par la mousse, en se basant sur les données de l'analyse ICP-MS, varie entre 88 et $99,99$ %, suivant les essais. On se rend également compte, en comparant les résultats issus des essais 44-P_2-88-MC et 44-P_3-176-PC, que la mousse retient mieux les particules les plus grosses. De façon logique, à confinement et masse d'explosif égaux et en doublant la masse du chargement de particules, on collecte plus de particules (cf. essais 44-P_3-44-PC et 44-P_1-88-PC).

Il est intéressant de regarder la dispersion des produits de détonation. En comparant les résultats du *Tableau 7.4* (2ième et 4ième colonnes), on remarque que ceux-ci ne représentent que 20 à 40 % de l'aérosol pour les essais sans confinement, selon les cas et notamment selon la granulométrie des particules utilisées. Avec un confinement aqueux, ce pourcentage atteint des valeurs de plus de 70 %. Cela présume que le pourcentage de produits de détonation dans l'aérosol collecté dépend, non seulement de la mise en place d'un confine-

ment ou non, mais aussi de la granulométrie des particules utilisées. Cela est également cohérent avec le fait que le confinement capture plus efficacement les petites particules. L'analyse qui suit aidera à mieux appréhender ce phénomène.

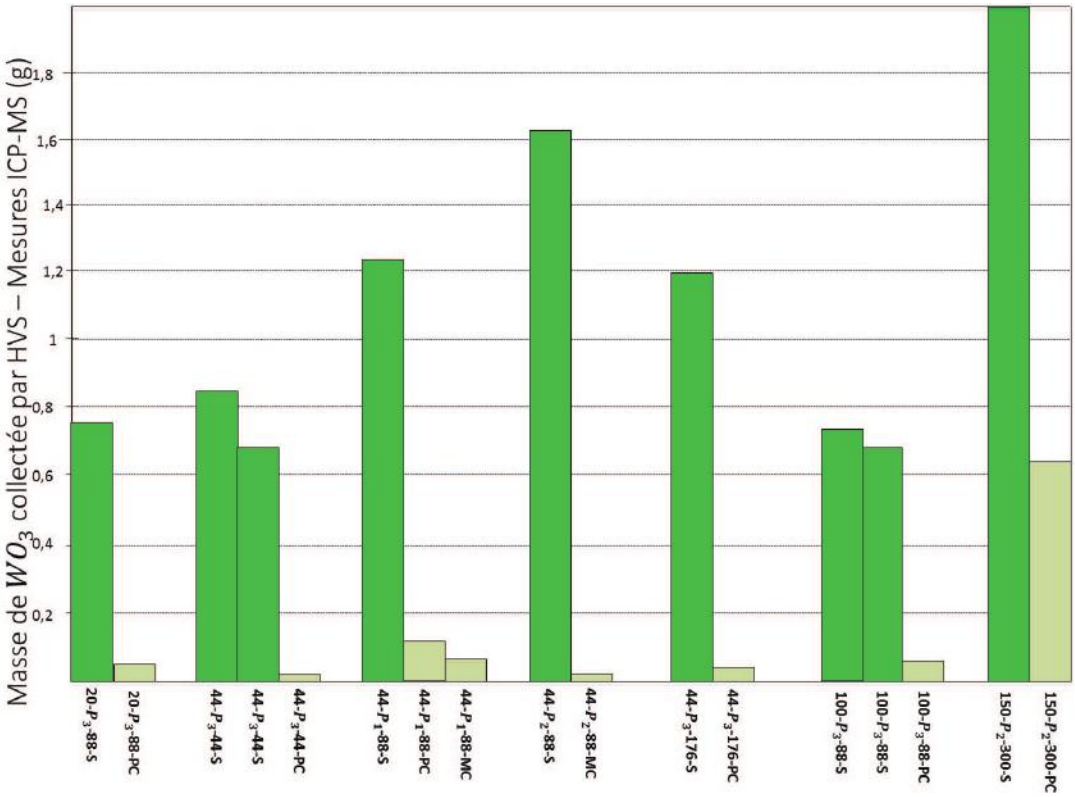


Figure 7.47 – Histogramme donnant la masse totale de particules collectée sur les filtres des HVS lors des campagnes ADAM 2 et ADAM 3, moyennée par HVS, déterminée par méthode ICP-MS

7.3.7 Détermination du taux de renouvellement dans l'enceinte

Le taux de renouvellement τ de volume d'une enceinte V_E est défini par l'équation suivante en fonction du débit total prélevé $Q_{totalprélevé}$:

$$\tau = \frac{Q_{totalprélevé}}{V_E} \tag{7.6}$$

Comme son nom l'indique, il rend compte du nombre de fois où le volume d'une pièce se renouvelle en une heure. C'est un paramètre crucial pour l'application de modèles théoriques permettant de déterminer une fraction dispersée à partir d'un prélèvement PT. Les taux de renouvellement obtenus pour les différents essais réalisés sont consignés dans le Tableau 7.5.

Selon des modèles théoriques prenant en compte la sédimentation, il est possible, pour une valeur de $\tau = 2,3$, de récolter sur les filtres a minima 95 % de la masse initialement dispersée. En-dessous de cette valeur de τ, d'autres méthodes permettent d'évaluer la masse collectable à partir des enregistrements de débit effectués par les HVS. En effectuant une corrélation entre la valeur de τ et les conditions expérimentales, on remarque qu'on respecte le critère principalement pour les essais réalisés avec un confinement aqueux. En effet, lors de ces essais, le déroulement du prélèvement a été nominal. Par contre, pour la majorité des essais réalisés sans confinement, les filtres ont été colmatés, dégradant ainsi la qualité des résultats obtenus. D'ailleurs, au regard des enregistrements de débit effectués par les HVS, dans la plupart des cas sans confinement, la majorité des HVS ont vu leur débit s'annuler successivement durant les 20 premières minutes du prélèvement.

Essai	Volume filtré (m^3)	τ (h^{-1})
20-S-S-S	711	3,91
20-P_3-88-S	444	2,4
20-S-S-PC	792	4,3
44-S-S-S	275	1
44-P_3-44-S	365	2
44-P_3-44-S	562	3,1
44-P_1-88-S	77	0,3
44-P_2-88-S	80	0,3
44-S-S-MC	871	3,2
44-P_3-44-PC	817	4,5
44-P_1-88-PC	864	3,2
44-P_1-88-MC	864	3,2
44-P_2-88-MC	864	3,2
100-S-S-S	405	2,2
100-P_3-88-S	592	3,3
100-P_3-88-S	212	1,2
100-P_3-88-PC	384	2,1
150-S-S-S	240	0,9
150-P_2-300-S	280	1
150-P_2-300-GC	972	3,6

Tableau 7.5 – Liste des valeurs du volume total filtré par les HVS et de τ, en fonction de l'essai

7.3.8 Détermination de la granulométrie de l'aérosol

La détermination de la répartition granulométrique de l'aérosol, avant l'expérience, et son suivi durant et après l'expérience, sont nécessaires à une bonne maîtrise des résultats

obtenus via les différents matériels utilisés lors des campagnes. Des échantillons de toutes les particules ont été analysés au microscope électronique à balayage (MEB). La granulométrie des particules P_1 et P_2 a été déterminée à l'aide d'un APS. Les particules P_3 ont, elles, subi une analyse combinée à partir d'un APS et d'un impacteur en cascade, branché en parallèle du circuit de mesure. Les *Figures 7.48, 7.49* et *7.50* présentent des images acquises par MEB, respectivement pour les particules P_1, P_2 et P_3. On constate, quel que soit le lot de particules considéré, que celui-ci contient des particules de différentes tailles et qu'elles ne sont pas sphériques. La présence de nano-particules est d'ailleurs visible, notamment sur la deuxième image de la *Figure 7.49*, où l'on observe l'agglomération de chaînes de nanoparticules sur une particule de quelques micromètres. Dans le cas des particules P_3, l'analyse par MEB a été effectuée sur un filtre en fibres de verre sur lequel a été déposé un échantillon compact de particules (cf. *Figure 7.50*). On remarque à nouveau l'agglomération des particules en gros paquets (deuxième image). Il ne semble, par contre, pas y avoir sur ce dernier échantillon, une grande disparité granulométrique. On a par ailleurs une bonne idée de la compacité du dépôt collecté sur le filtre (cf. troisième image).

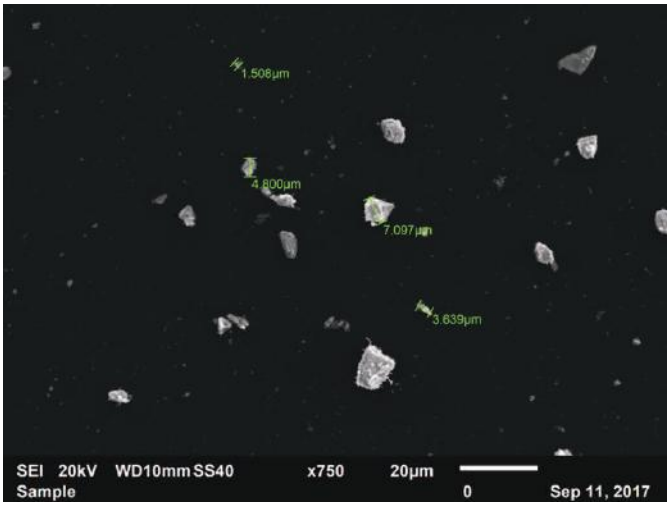


Figure 7.48 – Images, obtenues par visualisation MEB, d'un échantillon du lot de particules P_1

Les *Figures 7.51, 7.52* et *7.53* présentent la répartition granulométrique des trois lots de particules de WO_3 utilisés. Les deux premières figures donnent la répartition granulométrique en volume, normalisée par la plus grande valeur, et la troisième figure fournit une représentation en concentration normalisée. La répartition granulométrique des particules P_2 et P_3 est fidèle au D_{pm} annoncé par le fournisseur. Ainsi, on retrouve plus de 70 % des particules des deux lots avec un diamètre géométrique compris entre $3,9$ et 6 μm. Des particules plus petites sont présentes, mais en moins grande quantité.

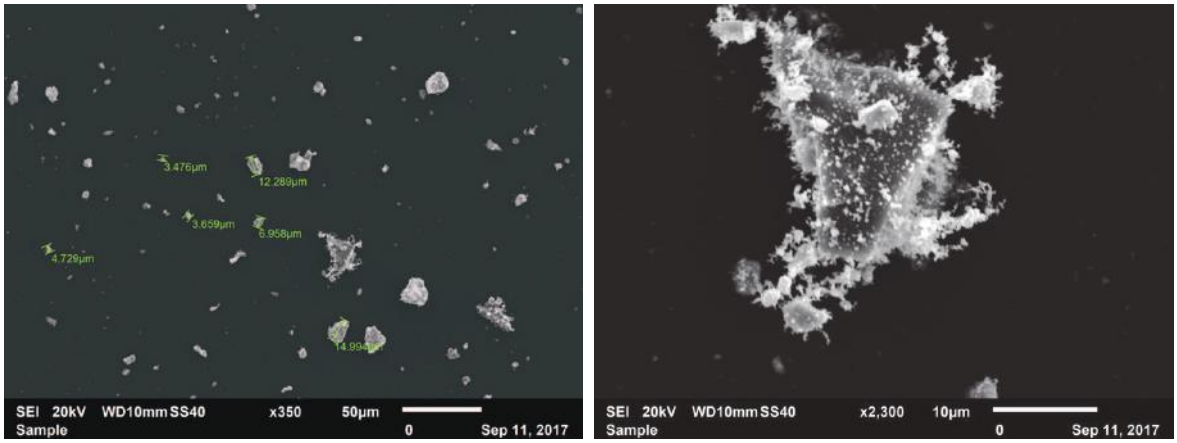


Figure 7.49 – Images, obtenues par visualisation MEB, d'un échantillon du lot de particules P_2

Le lot P_1 contient, en revanche, presque qu'autant de particules de 1 μm que de particules submicrométriques. Il est à noter que les trois lots de particules de WO_3 ont subi une micronisation, afin d'obtenir le diamètre souhaité. Cette méthode permet, en théorie, de casser les particules en visant un diamètre moyen, avec un écart-type plus ou moins large. Cette méthode n'a, de toute évidence, pas donné les résultats escomptés sur le lot P_1.

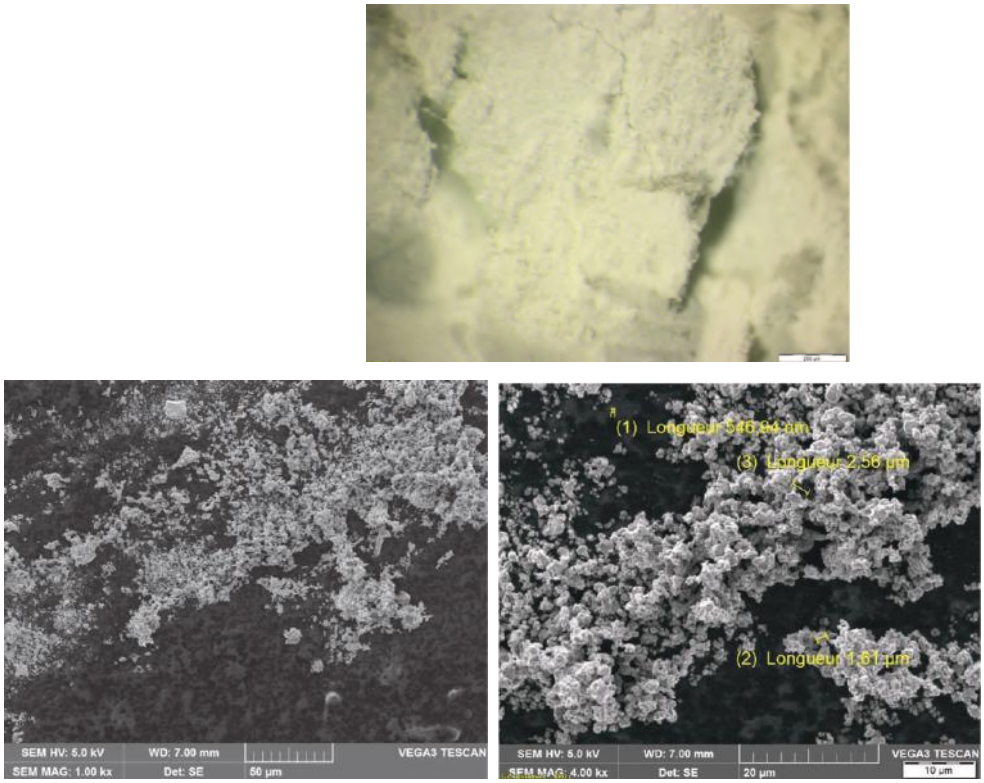


Figure 7.50 – Images d'un échantillon de particules P_3, obtenues par visualisation MEB

L'étalement de la granulométrie des particules P_1 devra être pris en compte pour l'étude de la granulométrie après les essais, mais également pour l'analyse des phénomènes de sédimentation et d'efficacité de confinement.

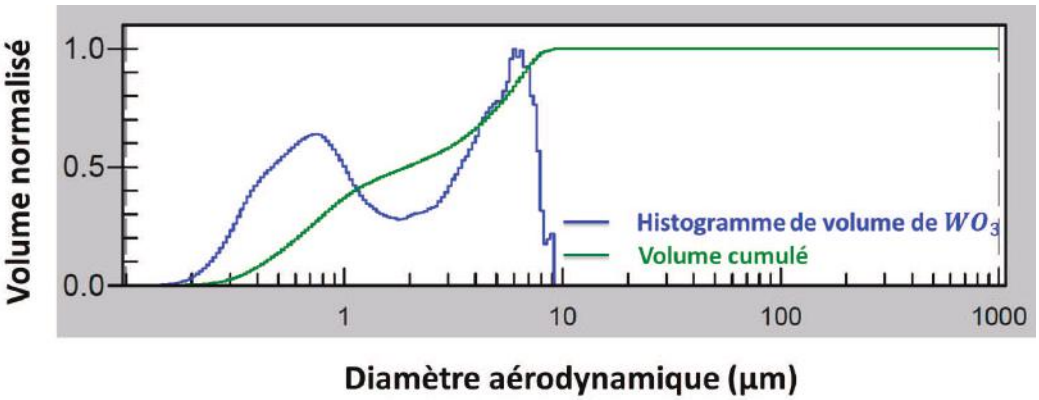


Figure 7.51 – Histogramme du volume normalisé en fonction du diamètre aérodynamique pour les particules P_1

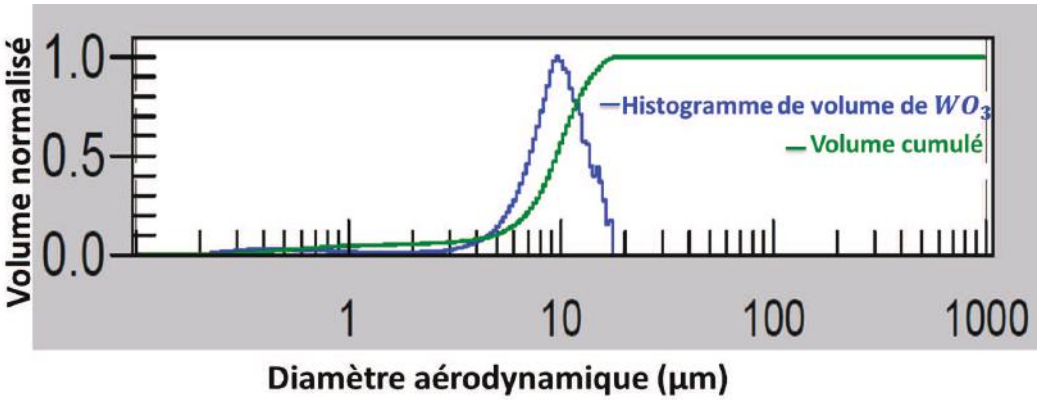


Figure 7.52 – Histogramme du volume normalisé en fonction du diamètre aérodynamique pour les particules P_2

La collecte de particules étant très réduite sur les différents étages des impacteurs, on ne présentera que les résultats obtenus par analyse ICP-MS. En effet, la précision de la balance étant de l'ordre du milligramme et les masses collectées de l'ordre de quelques microgrammes au milligramme, la méthode de différence de pesée n'est ici pas adéquate.

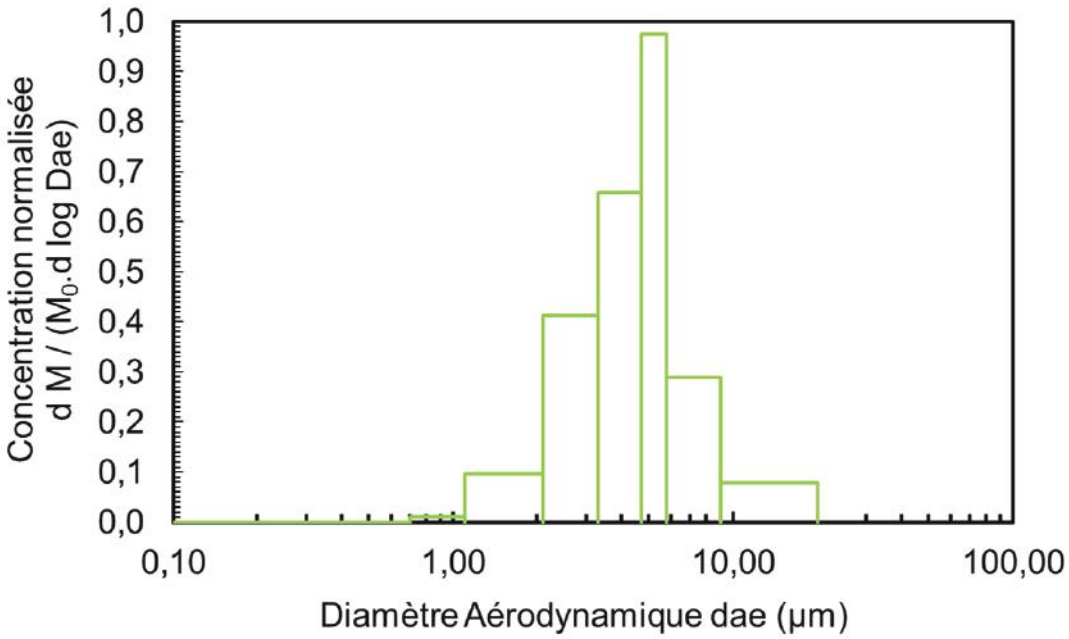


Figure 7.53 – Histogramme de la concentration normalisée en fonction du diamètre aérodynamique pour les particules P_3

La *Figure 7.54* présente les histogrammes de la concentration normalisée des particules de WO_3, en fonction de leur diamètre aérodynamique, collectées par impacteur lors des essais 44-P_1-88-S, 44-P_1-88-PC et 44-P_1-88-MC. Premièrement, pour l'essai réalisé sans confinement, on observe une augmentation générale de la granulométrie, par rapport à sa répartition avant essai. Cela est dû au phénomène d'agglomération des particules au contact de la boule de feu, sous l'effet de l'augmentation de la température et de l'onde de souffle. Le confinement, comme on le constate avec les courbes bleue et rouge, a un pouvoir de capture plus élevé sur les grosses particules que sur les plus petites, très présentes dans le lot P_1. En effet, pour les essais 44-P_1-88-PC et 44-P_1-88-MC, le D_{pm} des particules dispersées est respectivement égal à $2,09$ et $2,20$ μm contre $5,75$ μm en l'absence de confinement. Les particules dont le diamètre est plus élevé sont, elles, capturées dans leur quasi-totalité. Les essais utilisant des particules P_2 conduisent aux mêmes conclusions, comme le montre la *Figure 7.55*. On obtient un $D_{pm} = 6,85$ μm sans confinement et un $D_{pm} = 2,99$ μm avec.

Les particules P_3 ont été utilisées exclusivement durant la campagne ADAM 3, où 3 impacteurs ont été mis en œuvre. Les *Figures 7.56* et *7.57* présentent, pour l'essai doublé 100-P_3-88-S, les histogrammes issus de l'analyse des 3 impacteurs. Les résultats obtenus à partir des impacteurs 1 et 2, pour les deux essais, diffèrent en quantité de masse totale collectée sur les filtres. Cette différence est due au fait que durant les premiers instants après la détonation, l'aérosol n'est pas homogène dans toute l'enceinte.

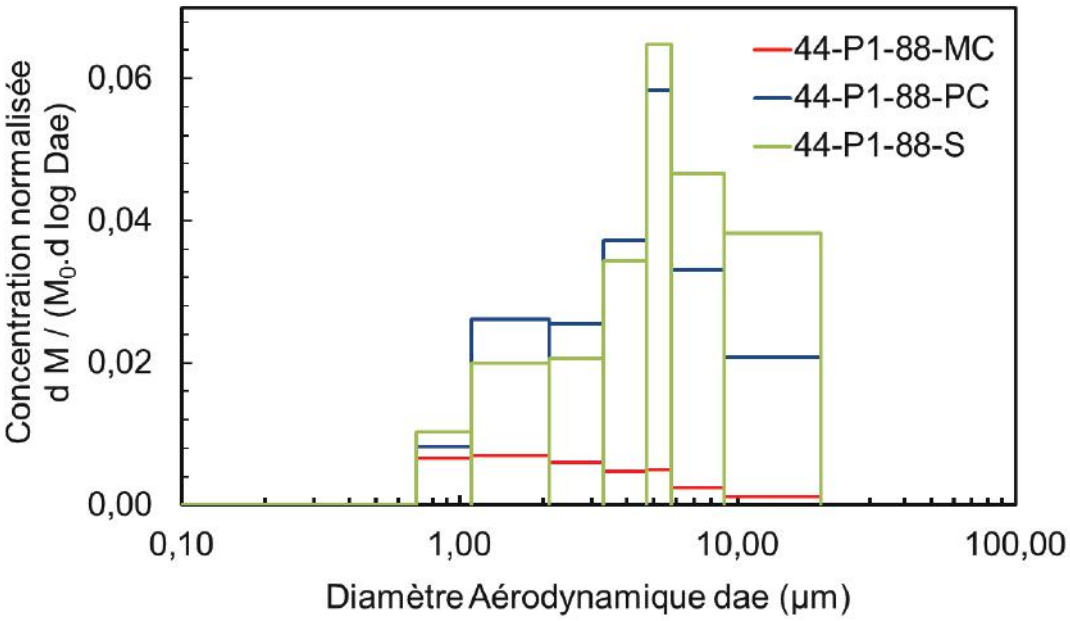


Figure 7.54 – Histogrammes de la concentration normalisée en fonction du diamètre aérodynamique des particules de WO_3, collectées après les essais 44-P_1-88-S, 44-P_1-88-PC et 44-P_1-88-MC

La concentration de particules mesurée n'est donc pas la même suivant la position de l'impacteur considéré. Pour rappel, les impacteurs 1 et 2 ont été mis en route 5 mn après la détonation de la charge, pendant 10 mn alors que le 3ième a été mis en marche 20 mn après la détonation de la charge, pendant 20 mn pour les essais non confinés et 30 mn pour les essais confinés.

Toutefois, si la quantité de particules collectées est différente, en revanche, la répartition granulométrique de ces particules, déduite de ces mesures, est similaire sur les deux impacteurs et sur les deux essais. On vérifie donc l'homogénéité de la répartition granulométrique des particules dans l'enceinte. Le D_{pm} obtenu à partir de l'impacteur 3 est égale à $3,04$ μm, preuve que les grosses particules ont sédimentées peu de temps après la détonation de la charge.

La *Figure 7.58* présente les histogrammes des essais 20-P_3-88-S et 20-P_3-88-PC, issus de l'analyse des données fournies par l'impacteur 1. On passe d'un $D_{pm} = 4,51$ μm sans confinement, à un $D_{pm} = 2,39$ μm avec un confinement PC, confirmant une fois de plus les tendances observées avec le lot de particules P_2. Par ailleurs, si l'on compare la granulométrie après l'essai sans confinement à la granulométrie initiale du lot P_3 (cf. *Fig. 7.53*), on remarque que le phénomène d'agglomération est plus important pour les petites classes granulométriques que pour les grosses.

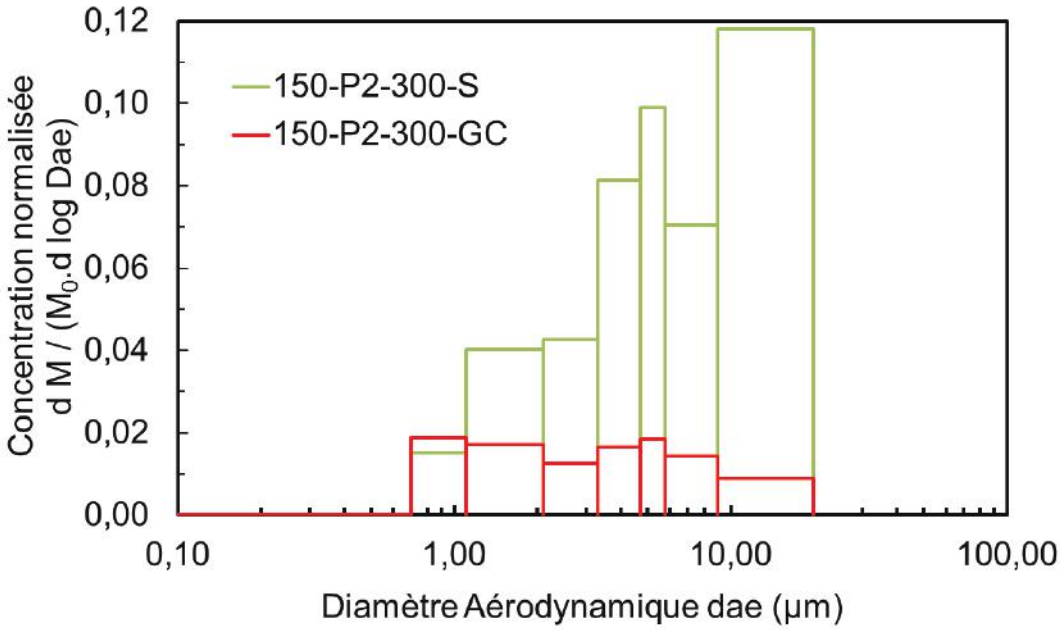


Figure 7.55 – Histogrammes de la concentration normalisée en fonction du diamètre aérodynamique des particules de WO_3, collectées après les essais 150-P_2-300-S et 150-P_2-300-GC

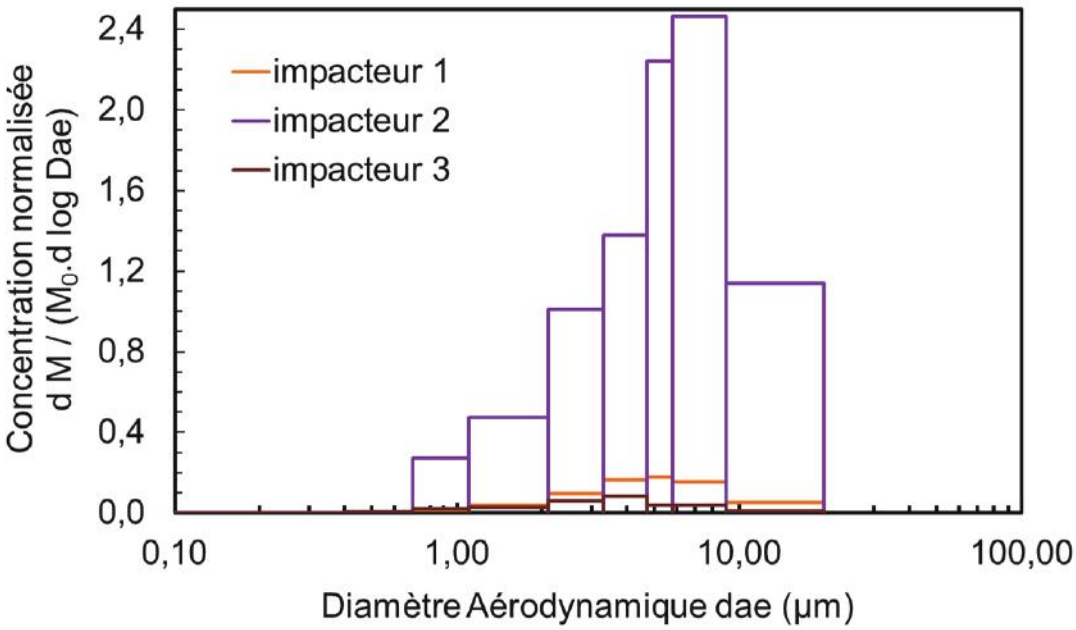


Figure 7.56 – Histogrammes de la concentration normalisée en fonction du diamètre aérodynamique des particules de WO_3, collectées après le premier essai 100-P_3-88-S

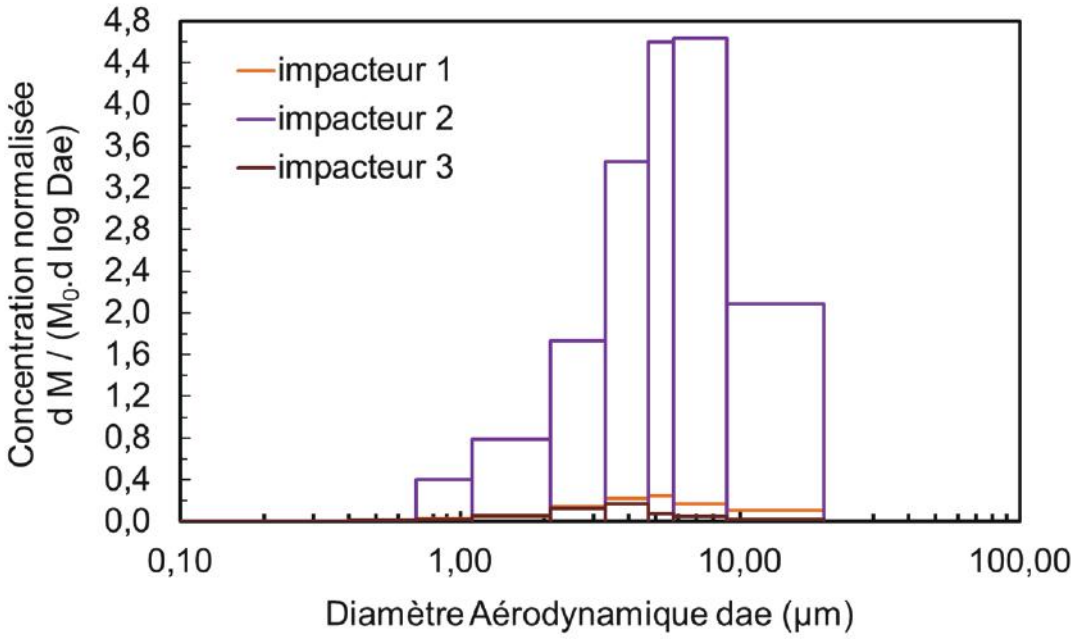


Figure 7.57 – Histogrammes de la concentration normalisée en fonction du diamètre aérodynamique des particules de WO_3, collectées après le second essai 100-P_3-88-S

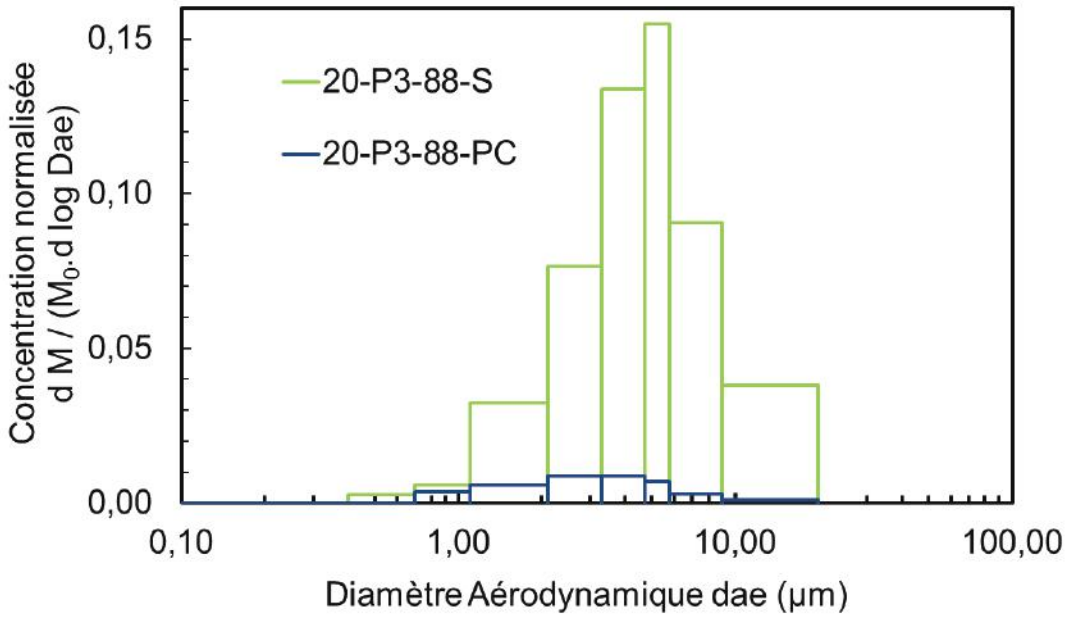


Figure 7.58 – Histogrammes de la concentration normalisée en fonction du diamètre aérodynamique des particules de WO_3, collectées après les essais 100-P_3-88-S et 100-P_3-88-PC

7.3.9 Analyse de l'évolution de la concentration

Tout comme l'étude de la granulométrie, l'évolution de la concentration de l'aérosol au cours du prélèvement est importante afin de s'assurer que celui-ci se déroule dans des conditions nominales. Les données issues de cette analyse seront d'ailleurs couplées à celles de l'analyse granulométrique afin de vérifier les conclusions formulées précédemment. Rappelons que, lors de la campagne ADAM 3, deux néphélomètres ont été placés à des positions symétriques vis à vis de l'axe vertical de symétrie de la charge et ce, afin de vérifier l'hypothèse d'homogénéité de l'aérosol prélevé.

La *Figure 7.59* présente la concentration de l'aérosol en fonction du temps, mesurée pour l'essai 20-P_3-88-S. Au vu de ces courbes, le prélèvement lors de cet essai s'est déroulé de façon nominale. En effet, on remarque que la concentration de l'aérosol, en fin de prélèvement, décroit au cours du temps jusqu'à atteindre, en fin de prélèvement, la valeur de 1000 μg·m^{-3}. En début de prélèvement, les fluctuations de la concentration qui apparaissent, durant les 10 premières minutes, témoignent de l'hétérogénéité de l'aérosol dans l'enceinte. Ces fluctuations sont d'ailleurs plus importantes sur l'enregistrement issu du néphélomètre 1. Cela est probablement dû à l'existence de nuages de particules plus concentrés, localisés à cette position. Ensuite, le brassage d'air généré par les HVS homogénéise l'aérosol.

La *Figure 7.60* présente les relevés de concentration issus de l'enregistrement du néphélomètre 1, pour les essais 20-S-S-S, 20-P_3-88-S, 20-S-S-PC et 20-P_3-88-PC. La concentration maximale enregistrée pour un essai sans confinement avec particules est 10 fois plus élevée que celle enregistrée pour un essai sans confinement ni particules. Les particules sont donc bien dispersées et le suivi de la concentration effectué par les néphélomètres est bien représentatif de cette dispersion.

Les enregistrements issus des essais avec confinement témoignent de la faible quantité de particules de WO_3 présentes, pour ces essais, dans l'aérosol. Le décalage observé entre les deux courbes correspondantes est uniquement dû à la différence de concentration initiale mesurée dans l'enceinte, avant détonation de la charge. Enfin, on remarque que la concentration initiale C_b est plus faible pour les essais 20-S-S-S et 20-P_3-88-S. Ces deux essais ont été les premiers à être effectués, de façon nominale, c'est-à-dire sans colmatage des filtres, dans une enceinte préalablement épurée. En effet, malgré l'aération de l'enceinte après chaque essai, la concentration ambiante en aérosol n'est pas revenue à sa valeur initiale avant les essais 20-S-S-PC et 20-P_3-88-PC.

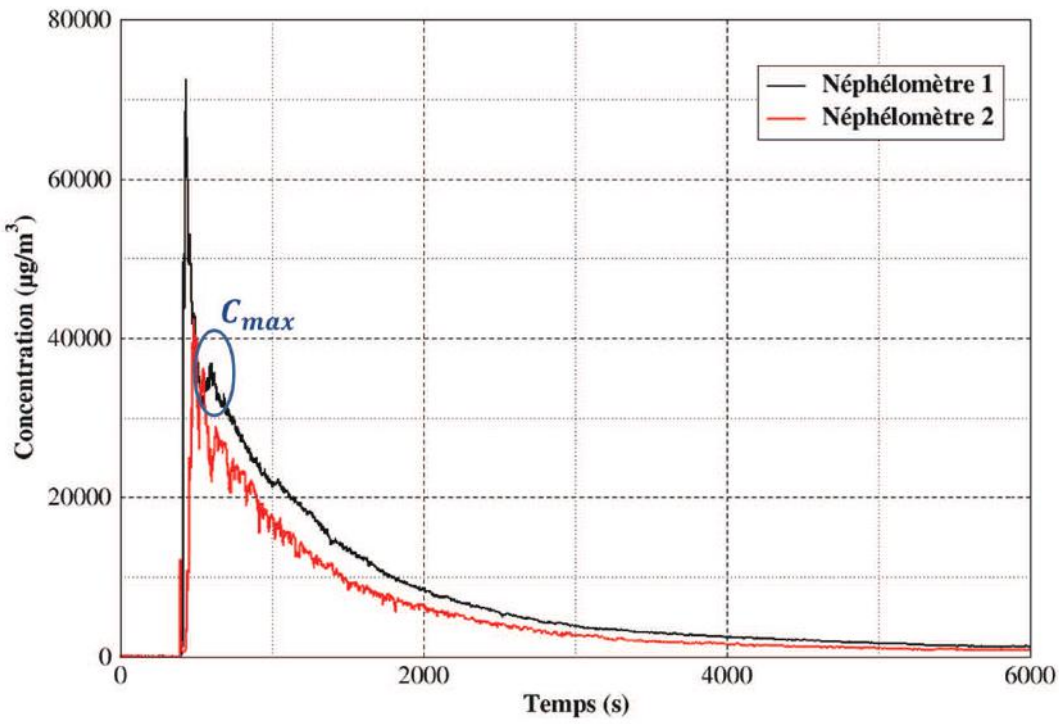


Figure 7.59 – Relevés, issus des néphélomètres 1 et 2, de la concentration de l'aérosol dans l'enceinte, pour l'essai 20-P_3-88-S

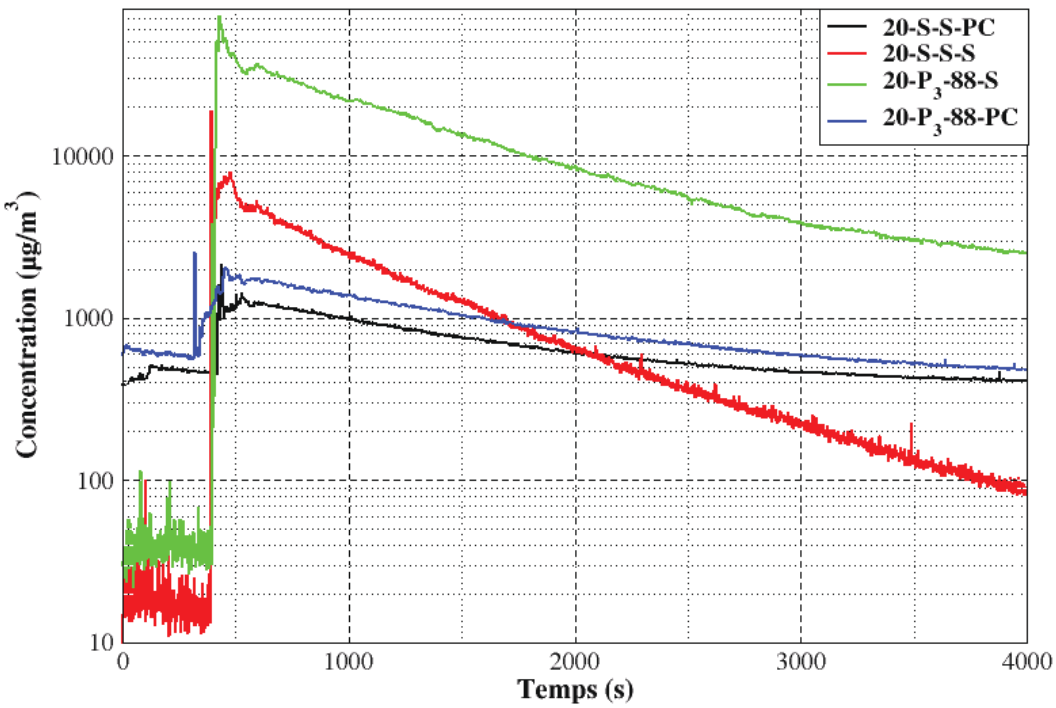


Figure 7.60 – Relevés, issus du néphélomètre 1, de la concentration de l'aérosol dans l'enceinte, pour les essais 20-S-S-S, 20-P_3-88-S, 20-S-S-PC et 20-P_3-88-PC

Afin de contourner ce problème, l'analyse des résultats sera effectuée sur la concentration normalisée C_n définie comme suit :

$$C_n(t) = \frac{C(t) - C_b}{C_{max}} \tag{7.7}$$

avec C(t) la concentration de l'aérosol à l'instant t, C_b la concentration initiale de l'aérosol ambiant, avant la détonation, (également appelée le blanc), et C_{max} la concentration maximale à partir de laquelle l'aérosol peut être considéré comme homogène. Sur la *Figure 7.59*, la zone correspondant à C_{max} a été entourée.
Cette concentration normalisée est comparée avec la loi théorique de décroissance exponentielle sans sédimentation, C_{exp}=exp$^{-\frac{t}{\tau_{prél}}}$. Cette loi permet de modéliser la décroissance en concentration d'un aérosol prélevé, avec un temps caractéristique de prélèvement $\tau_{prél}$, sans prise en compte de l'effet de la sédimentation. La *Figure 7.61* donne un exemple de résultats ainsi obtenus pour des essais réalisés sans confinement. Très rapidement, le relevé de concentration et la courbe de décroissance exponentielle divergent notablement. Cet écart est dû à l'arrêt successif des HVS, filtrant de moins en moins l'aérosol à cause du colmatage des filtres.

Pour les essais réalisés avec un confinement aqueux, deux cas de figures se sont présentés. La *Figure 7.62* présente l'évolution temporelle de la concentration normalisée d'aérosol dans l'enceinte pour l'essai 44-P_1-88-S. La courbe expérimentale et la courbe théorique sont quasiment superposées, révélant que ce prélèvement s'est déroulé sans qu'une partie de l'aérosol ne sédimente. La granulométrie particulièrement fine du lot P_1 entraîne la suspension des particules dans l'air, sans sédimentation.
Pour les particules des lots P_2 et P_3, ayant une granulométrie plus grosse, une phase de sédimentation a lieu en début de prélèvement. On peut identifier cette phase, entourée en orange, sur la *Figure 7.63*. A la suite de cette sédimentation, la décroissance expérimentale de la concentration suit celle de la loi de décroissance exponentielle.

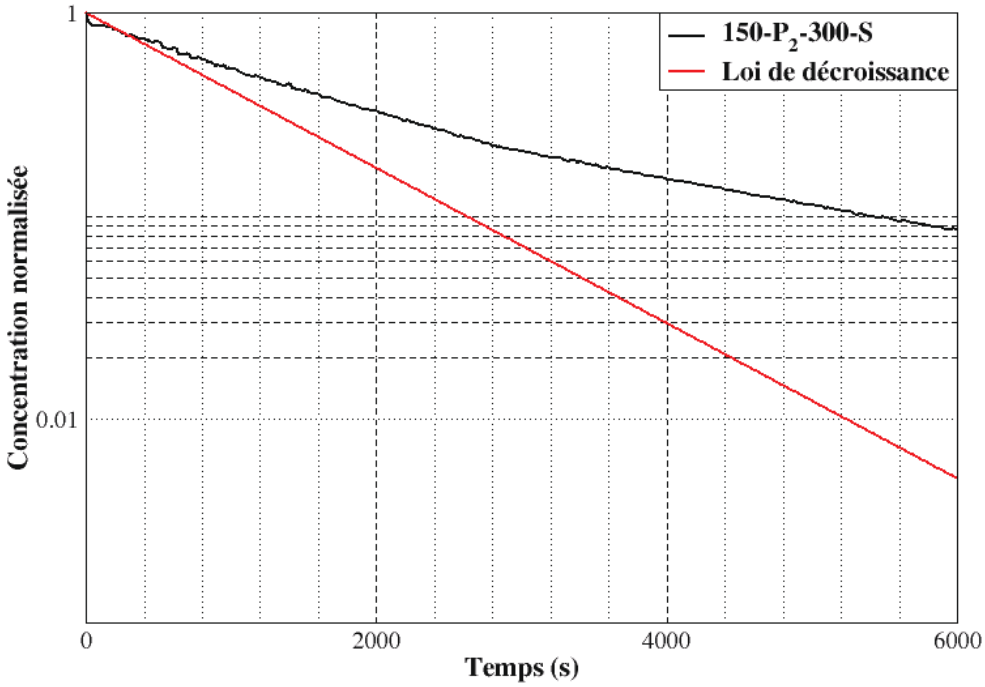


Figure 7.61 – Concentration normalisée, déduite des données du néphélomètre 1, pour l'essai 150-P_2-300-S

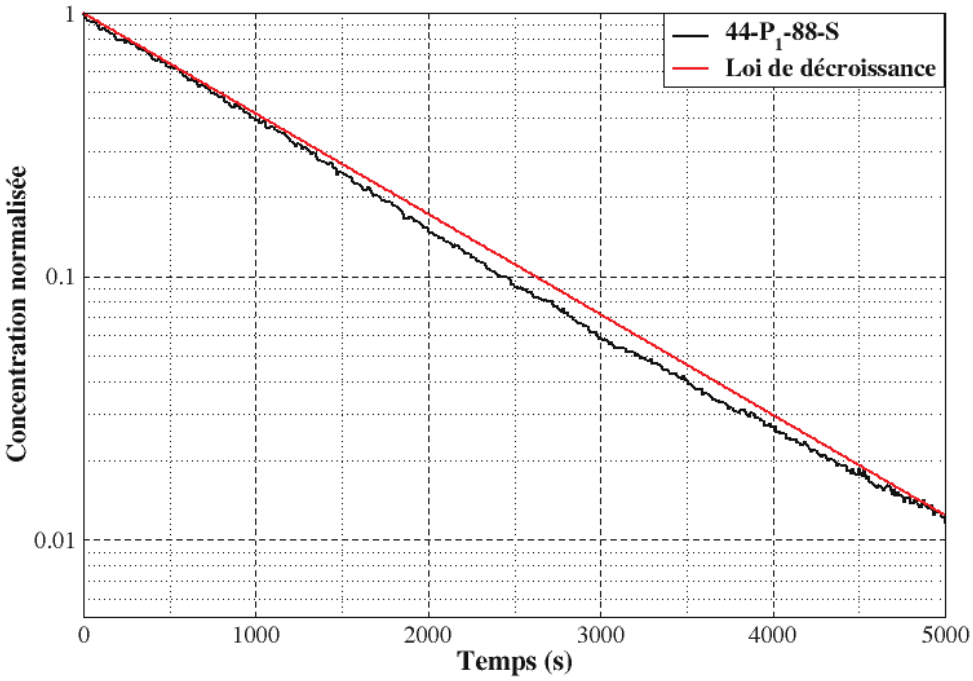


Figure 7.62 – Concentration normalisée, déduite des données du néphélomètre 1, pour l'essai 44-P_1-88-PC

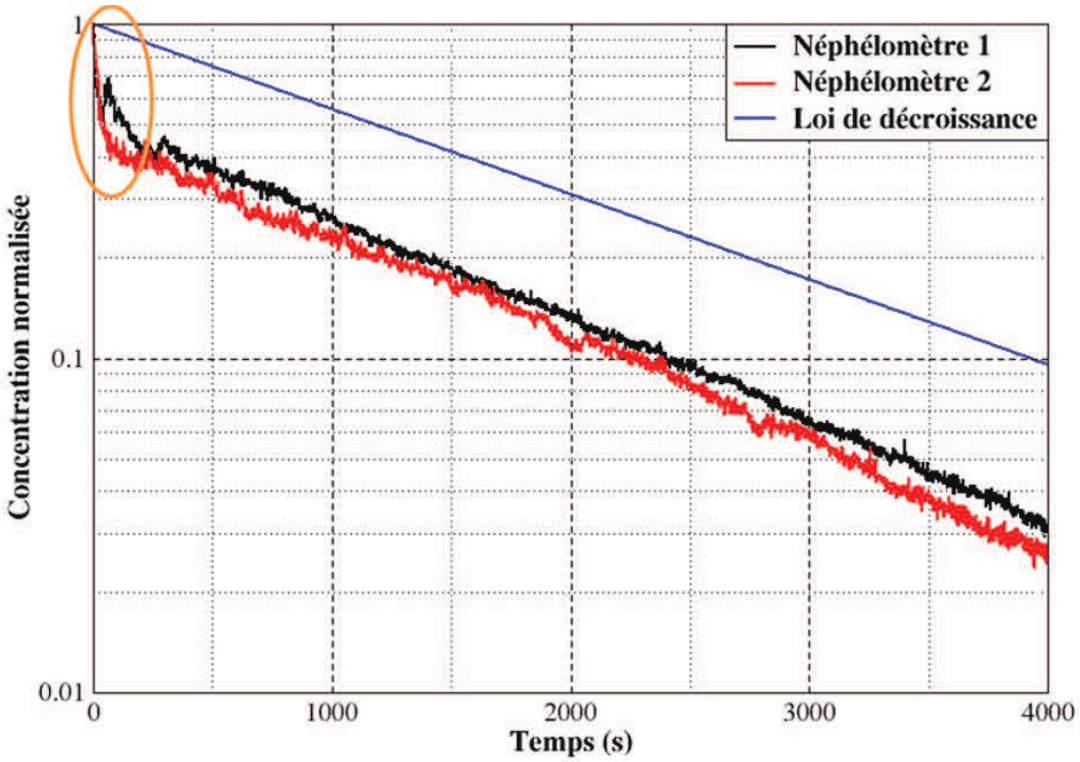


Figure 7.63 – Concentrations normalisées, déduites des données des néphélomètres 1 et 2, pour l'essai 44-P_1-88-PC

7.3.10 Détermination de l'efficacité du confinement aqueux

Afin d'interpréter les résultats en prenant en compte, d'une part, la sédimentation des particules de WO_3 pendant le prélèvement dans la casemate et, d'autre part, l'arrêt prématuré du prélèvement pour les essais sans confinement, nous avons utilisé un modèle analytique d'évolution de la concentration de l'aérosol [64]. Ce modèle suppose que la concentration de l'aérosol est homogène à chaque instant dans la casemate et fait intervenir le temps caractéristique d'épuration ($\tau_{prél}$), le temps de prélèvement, la granulométrie de l'aérosol, ainsi que le volume et la surface de dépôt par sédimentation de la casemate. Ce modèle permet d'établir des coefficients de correction I afin de relier la masse d'aérosol initialement dispersée, m_{pd}, lors d'un essai, avec la masse d'aérosol effectivement collectée par les HVS, m_{pc} telle que $m_{pc} = I \cdot m_{pd}$.

Dans les cas où $\tau > 2,3\ h^{-1}$, c'est-à-dire principalement pour les essais confinés, la grandeur (1-I_c) représente la fraction massique de particules de WO_3 sédimentée pendant le prélèvement. Les valeurs de I_c alors obtenues comprises entre $0,78$ et 1. Dans le cas contraire, c'est-à-dire majoritairement pour les essais réalisés sans confinement, le coefficient de correction (1-I_{nc}) représente la fraction massique de particules qui aurait dû

être collectée si les HVS avaient prélevé l'aérosol sans arrêt prématuré. On obtient des valeurs de I_{nc} comprises entre $0,17$ et $0,58$. Ces coefficients sont bien plus faibles que les précédents. Ils dépendent fortement du temps de prélèvement et rendent compte du fait que les débits des HVS ont diminué à cause du colmatage des filtres.
On exprime le taux de capture η des particules de WO_3 par le confinement comme suit :

$$\eta = 1 - \frac{m_{pd-c}}{m_{pd-nc}} = 1 - \frac{m_{pc-c} \cdot I_{nc}}{m_{pc-nc} \cdot I_c} \tag{7.8}$$

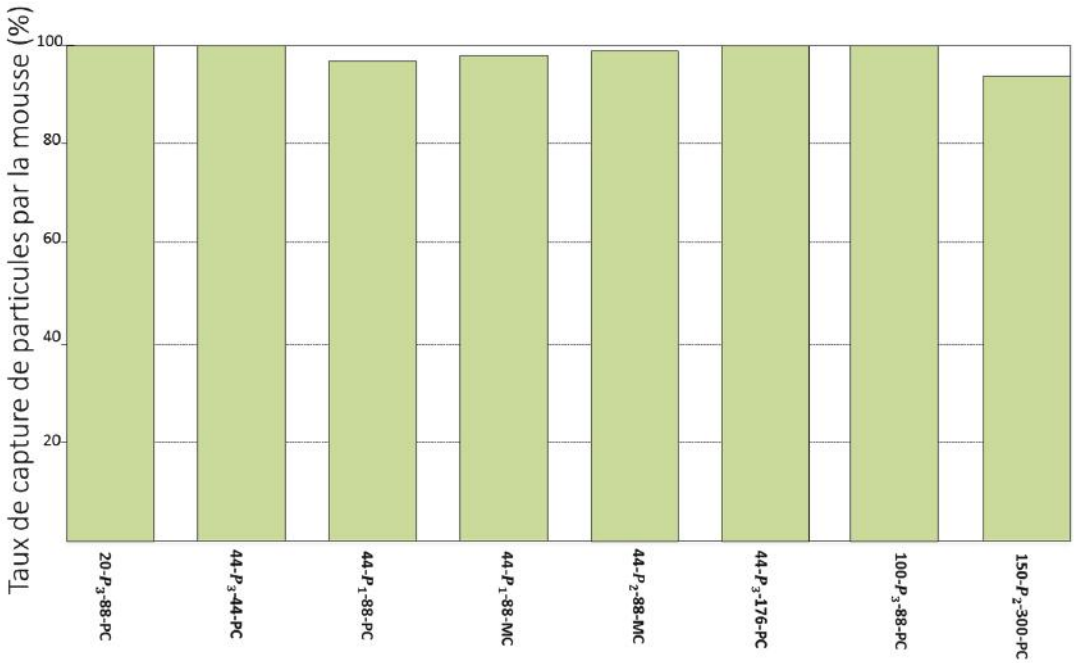


Figure 7.64 – Histogramme donnant le taux de capture des particules par le confinement aqueux, selon les essais

On rappelle que l'indice pd signifie "particules dispersées", pc "particules collectées", c "confiné" et nc "non confiné".
L'histogramme donnant le taux de capture des particules par la mousse, pour les différents essais réalisés avec un confinement aqueux, est présenté sur la *Figure 7.64*. Quelle que soit la configuration testée, le taux de capture a une valeur minimum de $94,5$ %, obtenue pour l'essai 150-P_2-300-GC, où la quantité de particules mise en œuvre était la plus élevée. Il atteint plus de 99 % pour la majorité des essais réalisés avec les lots de particules P_2 et P_3, dont le diamètre médian est plus élevé que celui des particules du lot P_1. La mousse aqueuse s'avère être un excellent moyen de capture de particules micrométriques.

7.4 Conclusions partielles

Ces deux campagnes expérimentales, riches en résultats, nous ont permis d'approfondir nos connaissances, d'en acquérir de nouvelles et de développer un savoir-faire sur la dispersion de particules, par un explosif cylindrique, avec et sans confinement aqueux.
L'étude de l'onde de souffle issue de la détonation d'une charge cylindrique nous a permis de démontrer que celle-ci différait d'une onde issue de la détonation d'une charge sphérique ou hémisphérique. Il a également été mis en lumière l'existence d'une loi de similitude, en fonction de la distance réduite à la charge, pour les surpressions maximales et les temps réduits. Elle est en accord avec diverses données de référence, pour les essais réalisés avec et sans confinement. Lors des essais impliquant un chargement de particules sans confinement, l'analyse des enregistrements vidéos nous a permis de distinguer deux phénoménologies de dispersion de particules. Lorsque le rapport entre la masse de particules et la masse de la charge est plus petit ou égal à 1, un jet supersonique de particules se propage dans l'air. Dans le cas contraire, des dendrites de particules, restant en aval de l'onde de souffle, sont dispersées.
Comme attendu, la mousse se révèle très performante dans la capture de particules micrométriques. Elle permet de capturer, pour des hauteurs de confinement allant de 1 à $1,5$ m, de $94,5$ à 100% de la masse de particules de WO_3 initialement dispersée en l'absence de confinement. On observe, par ailleurs, que la granulométrie des particules utilisées a une influence sur l'efficacité du confinement aqueux. De la même façon que pour un THE, plus celle-ci est fine, moins la mousse est efficace. En effet, tout comme les particules très fines passent au-travers des fibres d'un filtre, elles sont également moins susceptibles d'être capturées par le confinement, dont la capacité de piégeage dépend de la taille des bulles qui composent la mousse. Ces conclusions rejoignent celles formulées par F. Ballanger, selon lesquelles la géométrie et la structure de la mousse sont plus importantes que la quantité d'eau qu'elle contient, dans son efficacité à capturer des particules micrométriques. Les produits de détonation ayant, en majorité, une granulométrie fine, ils sont également moins efficacement capturés que des particules plus grosses.
Afin de poursuivre ces travaux, il serait nécessaire d'acquérir des résultats expérimentaux complémentaires, à plus de petites échelles, afin de s'affranchir des problématiques de colmatage de filtre, pour les essais réalisés sans confinement. De même, la réalisation d'expériences couvrant une plage de valeurs de R plus importante permettrait d'obtenir de plus amples résultats sur les effets d'échelles liés à ce type d'expériences. L'utilisation de WO_3, à la place du tungstène, a permis de palier à la problématique d'oxydation des particules.

Chapitre 8

Étude de la capacité de M^{3}OUSSACA à prédire la capture, par une mousse aqueuse, de particules dispersées par explosif

Sommaire

8.1 Introduction 206

8.2 Étude de l'onde de souffle en l'absence de particule 206

8.2.1 Analyse des caractéristiques physiques de l'onde de souffle 207

8.2.2 Analyse des caractéristiques géométriques de l'onde de souffle . . . 210

8.3 Étude de l'onde de souffle en présence des particules 212

8.3.1 Analyse des caractéristiques physiques de l'onde de souffle 213

8.3.2 Analyse des caractéristiques géométriques de l'onde de souffle . . . 219

8.4 Étude de la restitution de la dynamique des différentes phases par M^{3}OUSSACA 220

8.4.1 Restitution de la dispersion des particules pour différentes valeurs de R 220

8.4.2 Restitution de la dynamique spatiale entre les produits de détonation et les particules 223

8.4.3 Restitution de la dispersion des particules et de la phase liquide de la mousse, pour un cas avec confinement 224

8.5 Étude de l'efficacité de la mousse dans la capture de particules micrométriques 232

8.6 Conclusions partielles 234

8.1 Introduction

Les campagnes ADAM 2 et ADAM 3 offrent une riche base de données sur la capture de particules micrométriques par mousse aqueuse sèche. Afin de s'assurer du caractère prédictif du code de simulation M^{3}OUSSACA, les configurations expérimentales des campagnes ADAMs ont été implémentées numériquement.
Dans ce chapitre, les résultats obtenus lors des campagnes expérimentales ADAM 2 et ADAM 3 (Atténuation de la Dispersion d'Aérosols par Mousse aqueuse) seront confrontés aux résultats numériques issus du code M^{3}OUSSACA. Cela permettra de conclure sur la capacité du code de simulation M^{3}OUSSACA à prédire la capture, par mousse aqueuse sèche, de particules micrométriques. Nous rappelons que les calculs numériques ont été effectués sur un domaine de 1 m de long sur $1,5$ m de haut, avec des mailles carrées, de côté ayant une valeur de l'ordre de 1 mm, ce qui conduit à environ $1,5$ millions de mailles. Les calculs ont été menés avec 192 processeurs.
On rappelle ici la signification de la chaîne de caractères utilisée pour désigner les essais. Elle se décompose en quatre parties :

- la masse de la charge en g,
- les particules utilisées en fonction de leur D_{pm} ($P_1 = 1,7$ μm, $P_2 = 4,45$ μm et $P_3 = 5$ μm),
- la masse du chargement de particules en g,
- les dimensions du confinement utilisé (PC = Petit Confinement, MC = Moyen Confinement et GC = Grand Confinement cf. Tab. 7.1).

On rappelle également que l'implantation expérimentale des capteurs de pression a été réalisée suivant deux directions, radiale et axiale, et est illustrée sur la *Figure 7.4*.

8.2 Étude de l'onde de souffle en l'absence de particule

La modélisation de la propagation d'une onde de souffle dans l'air et dans la mousse permet de vérifier que le code restitue correctement la dynamique des ondes de souffle dans ces deux milieux. En effet, avant d'en modéliser la dispersion, il faut s'assurer que, dans le calcul, les particules reçoivent des impulsion et énergie, venant de la détonation de la charge, comparables aux grandeurs expérimentales. Par ailleurs, la modélisation de la détonation de charges cylindriques étant peu documentée, une attention particulière est à porter sur cette restitution et sur ses limites.

8.2.1 Analyse des caractéristiques physiques de l'onde de souffle

La *Figure 8.1* présente les profils de pression expérimentaux et simulés pour l'essai 100-S-S-S. Seuls les résultats de quelques capteurs, représentatifs dans chaque direction, sont présentés. La simulation est recalée temporellement sur le capteur P1, situé radialement à $0,25$ m de la charge. Le code M^{3}OUSSACA restitue correctement l'onde de souffle expérimentale dans l'air, que ce soit en surpression ou en temps d'arrivée. Il surestime légèrement le temps d'arrivée pour le capteur P3. L'écart relevé ($0,01$ ms) est toutefois du même ordre de grandeur que la dispersion expérimentale observée entre les signaux délivrés pour les capteurs P3 et P6, situés tous deux à $0,45$ m de la charge (direction radiale). Ce type de simulation a été mené pour toutes les masses d'explosifs testées dans l'air.

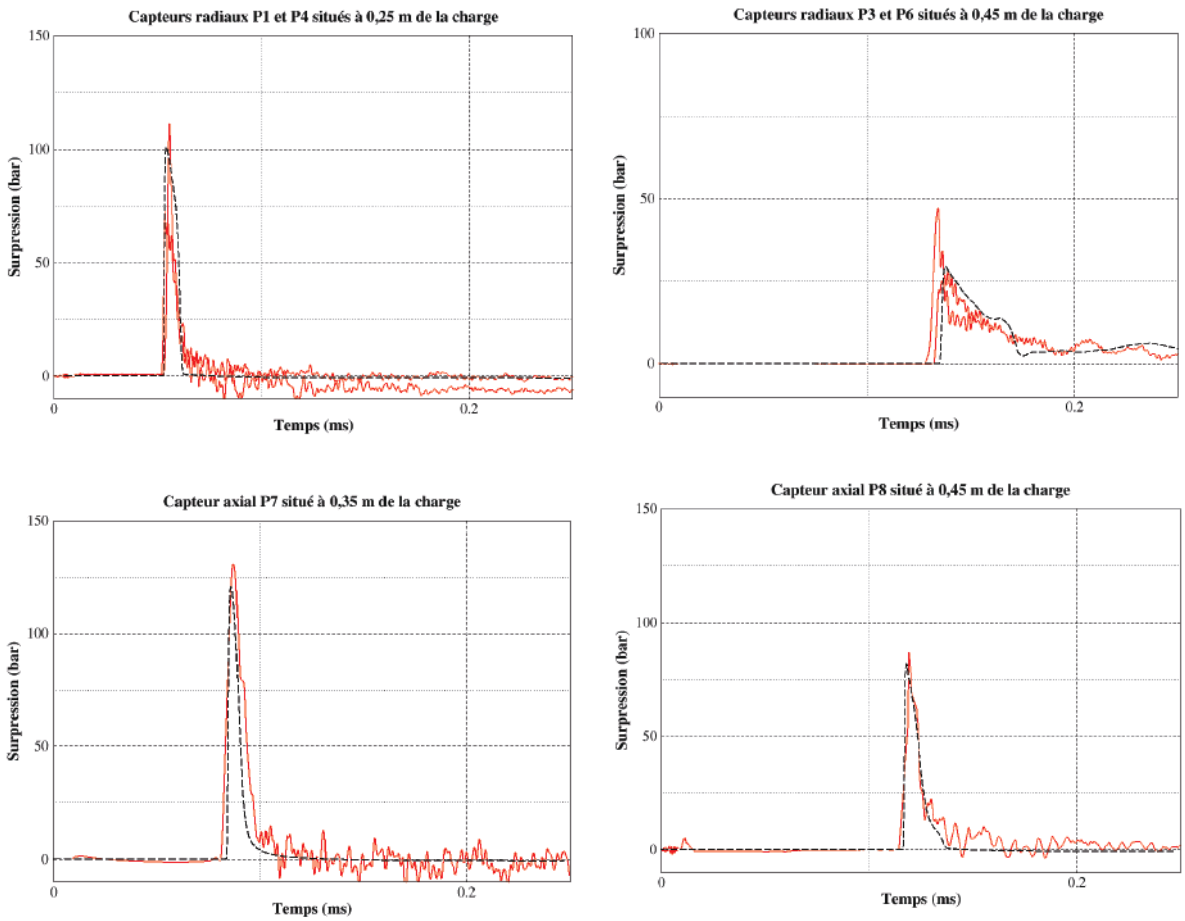


Figure 8.1 – Comparaison des profils de surpression expérimentaux (en rouge) et numériques (en pointillés noirs) générés dans l'air par la détonation d'une charge cylindrique de 100 g (Cas 100-S-S-S)

Les surpressions maximales et les temps d'arrivée réduits simulés (traits continus et pointillés) sont comparés aux données expérimentales correspondantes (astérisques et croix), pour les essais réalisés sans confinement, en fonction de la distance réduite à la charge, sur les *Figures 8.2 et 8.3*. Les traits continus sont utilisés pour les grandeurs simulées dans la direction radiale et les traits pointillés pour celles simulées dans la direction axiale. De même, les astérisques sont utilisés pour les données expérimentales obtenues radialement à la charge et les croix pour les données mesurées dans l'axe de la charge. Globalement, la modélisation numérique est en bon accord avec les résultats expérimentaux, suivant les deux directions, avec une très bonne restitution des temps d'arrivée sur toute la gamme de distance réduite testée. On remarque, néanmoins, que la surpression maximale simulée est surestimée pour le capteur P9 (capteur radial le plus éloigné de la charge), sur l'essai 100-S-S-S, alors que le temps d'arrivée calculé est correct. Cet écart reste dans l'incertitude de mesures expérimentales.

Du fait des faibles surpressions obtenues radialement lors de l'essai 20-S-S-PC, comparables au bruit des mesures acquises, les profils de pression mesurés lors de l'essai 44-S-S-MC (P1 et P3) ont été adjoints à ceux enregistrés lors de l'essai 20-S-S-PC (P7 et P8) et sont présentés sur la *Figure 8.4*. La surpression est surestimée par le code de simulation, notamment pour les capteurs placés au plus près de la charge (P1 et P7). Cette surestimation avait d'ailleurs déjà été soulignée lors de travaux antérieurs (cf. § 2.3.2 et [3]) et pourrait être corrigée par la détermination d'un critère de fragmentation de la mousse plus précis. Nous n'avons pas travaillé sur ce thème. Néanmoins, la forme du profil de pression, et plus particulièrement la détente, est bien restituée. Les temps d'arrivée réduits simulés sont, de plus, en excellente corrélation avec les temps d'arrivée expérimentaux.

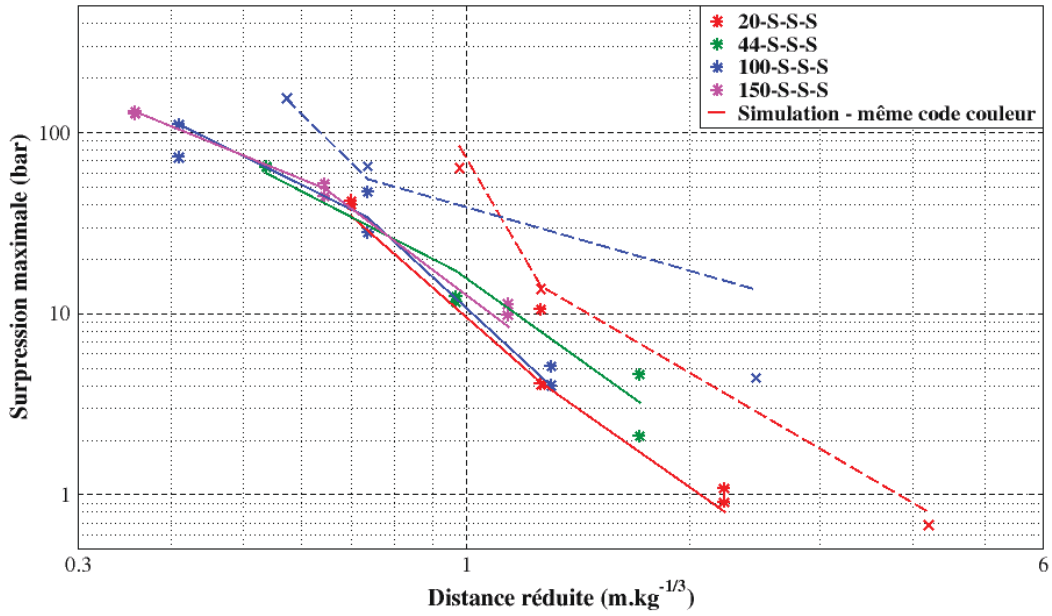


Figure 8.2 – Comparaison des suppressions maximales issues des profils expérimentaux (astérisques : direction axiale et croix : direction radiale) et numériques (traits continus : direction axiale et pointillés : direction radiale), en fonction de la distance réduite, pour tous les essais effectués dans l'air

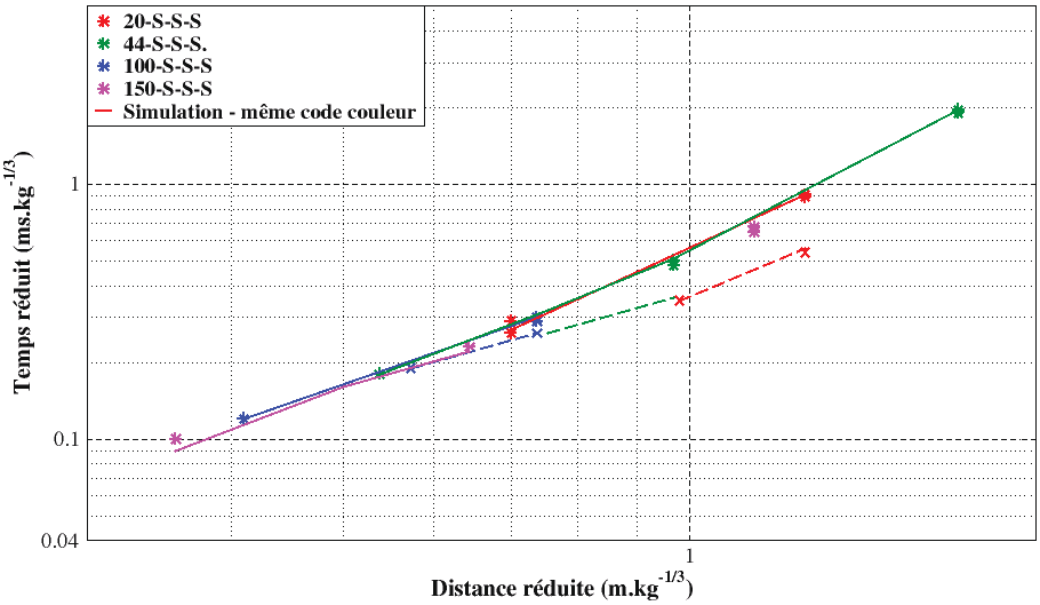


Figure 8.3 – Comparaison des temps réduits issus des profils expérimentaux (astérisques : direction axiale et croix : direction radiale) et numériques (traits continus : direction axiale et pointillés : direction radiale) en fonction de la distance réduite pour tous les essais effectués dans l'air

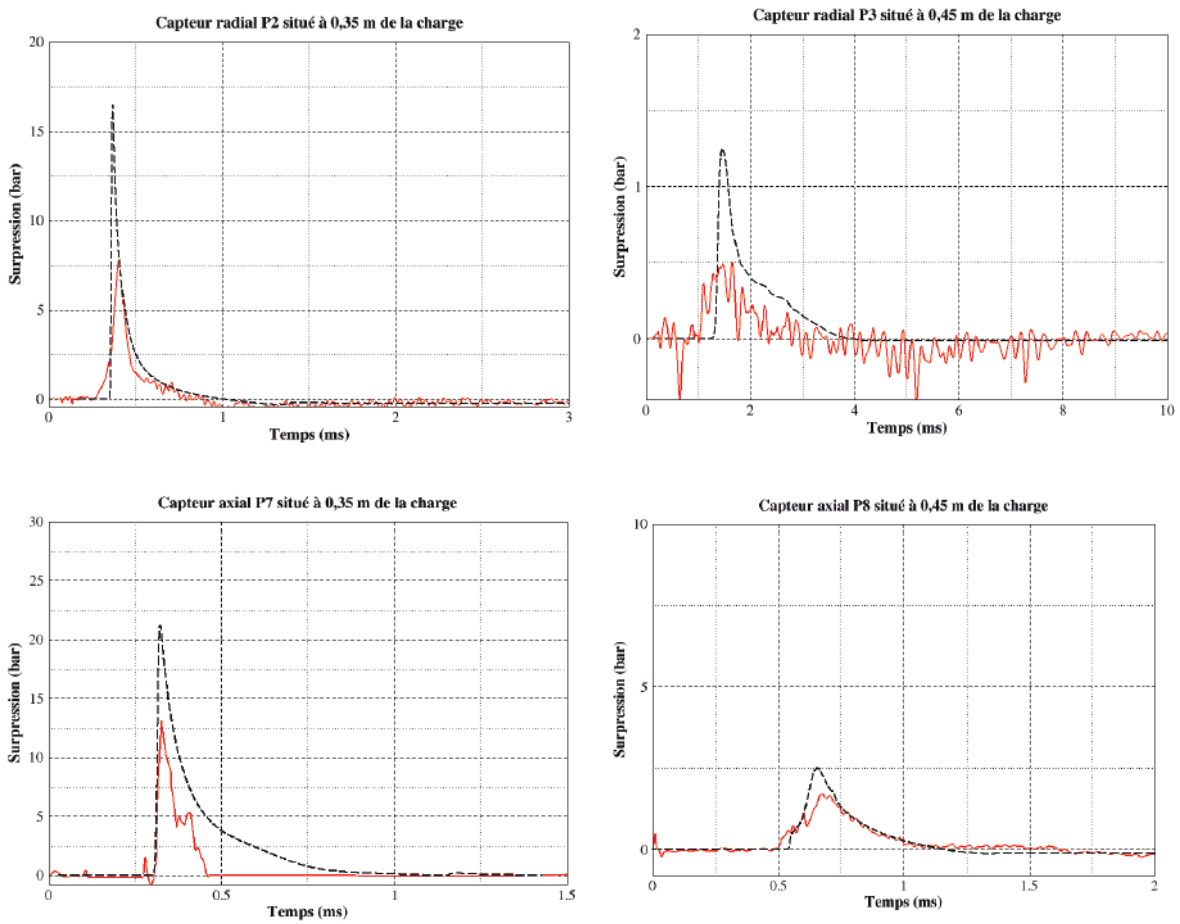
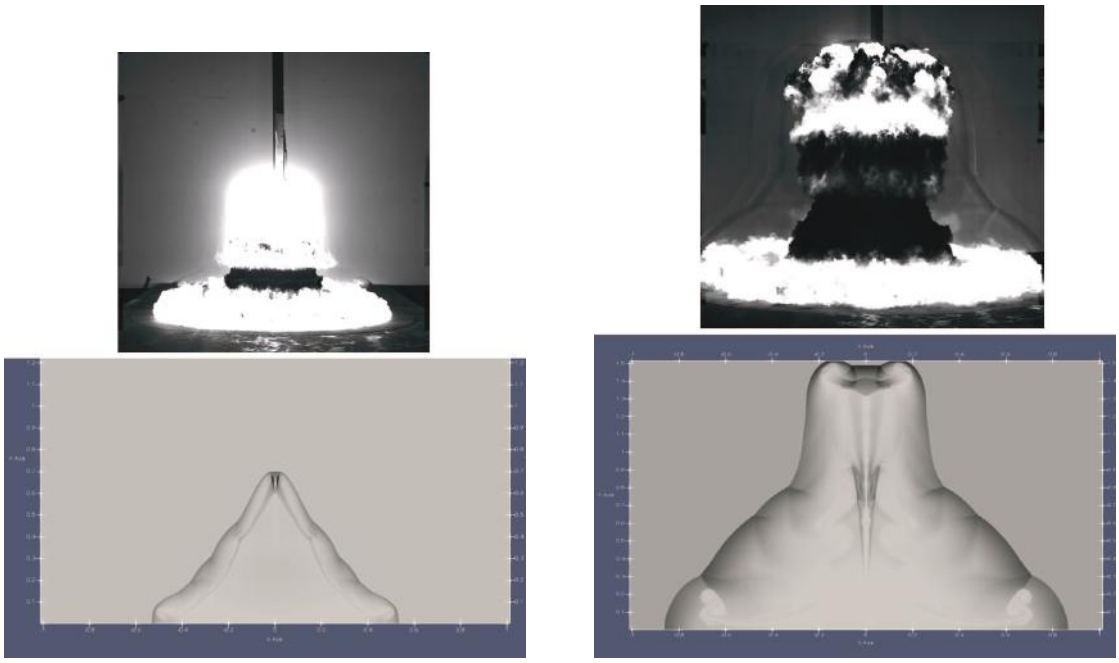


Figure 8.4 – Comparaison des profils de surpression expérimentaux (en rouge) et numériques (en pointillés noirs), générés par la détonation de charges cylindriques de 20 g (P_7 et P_8, cas 20-S-S-PC) et 44 g (P_1 et P_3, cas 44-S-S-MC), dans une mousse aqueuse

8.2.2 Analyse des caractéristiques géométriques de l'onde de souffle

Les points de mesures expérimentaux de la surpression fournissent des données discrètes, uniquement suivant les directions axiale et radiale. Afin d'évaluer la qualité de la restitution complète de l'onde de souffle issue de la détonation d'une charge cylindrique, les enregistrements obtenus par caméra sont analysés. La *Figure 8.5* présente, à deux instants donnés et à échelle comparable, les profils expérimentaux et numériques de l'onde de souffle générée par de la détonation d'une charge cylindrique de 100 g (essai 100-S-S-S). Le profil simulé de l'onde de souffle est obtenu par un "schlieren" (exponentielle des gradients de densité). On remarque que l'onde de recollement simulée est plus rapide que son homologue expérimentale, à 400 μs. Cela est dû à la forme de la composante axiale de l'onde, qui est plus allongée le long de l'axe de symétrie dans le cas numérique.



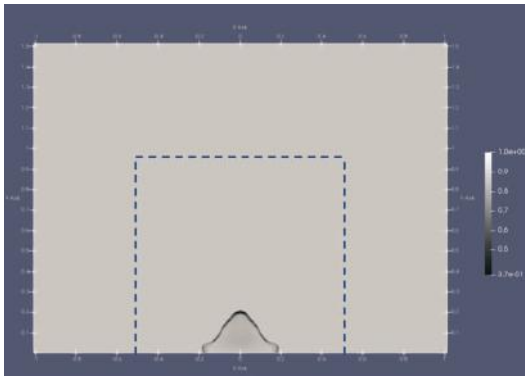
(a) t = 100 μs (b) t = 400 μs

Figure 8.5 – Comparaison entre la forme de l'onde de souffle issue de la détonation d'une charge cylindrique de 100 g (essai 100-S-S-S). 1ère ligne : Résultats expérimentaux (1024 x 1024), obtenus par ombroscopie, 2ème ligne : Résultats numériques(2 m x 1, 5 m)

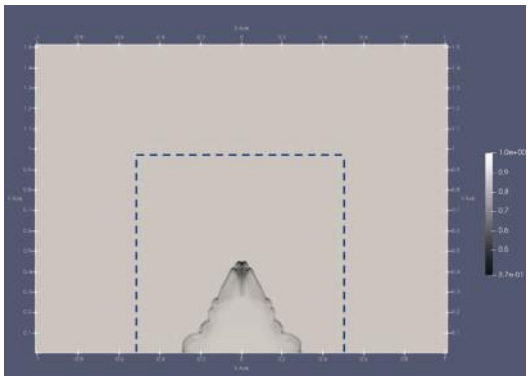
Proche de l'axe, la surpression sera donc sous-estimée numériquement dans les premiers instants après la détonation. On conserve tout de même, pour la partie axiale de l'onde, une géométrie plus resserrée. Radialement, la forme de l'onde simulée semble être similaire à celle observée expérimentalement. Comme on le remarque pour $t = 400$ μs, ce décalage s'atténue avec le temps.

Aucun moyen de visualisation à l'intérieur de la mousse n'ayant été mis en œuvre lors des campagnes expérimentales, seules des images issues de la simulation numérique seront présentées, pour le cas 100-S-S-PC. On observe, sur la *Figure 8.6*, l'évolution de l'onde de souffle dans la mousse, à différents instants. Le confinement aqueux est délimité par les traits pointillés bleus. Dès les premiers instants, les composantes axiale et radiale de l'onde sont différenciables, la partie axiale se développant plus rapidement que la partie radiale (cf. (a)). On remarque la présence d'une pointe sur l'axe vertical, située sur le sommet de l'onde de souffle, sûrement due aux instabilités numériques sur l'axe de symétrie. Cela pourrait expliquer l'écart observé entre les surpressions expérimentale et numérique évaluées, pour le capteur axial P7 situé à une hauteur de 35 cm (cf. *Fig. 8.4*). Rapidement, la composante axiale de l'onde devient prépondérante sur la composante radiale, qui se propage moins rapidement(cf. (b) et (c)). La sortie de la composante radiale de l'onde hors du confinement est marquée par une surpression moindre, par rapport au

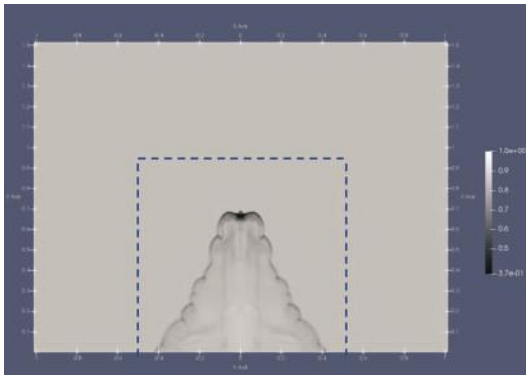
reste du profil, pour x = 0, 5 m (cf. (d)).



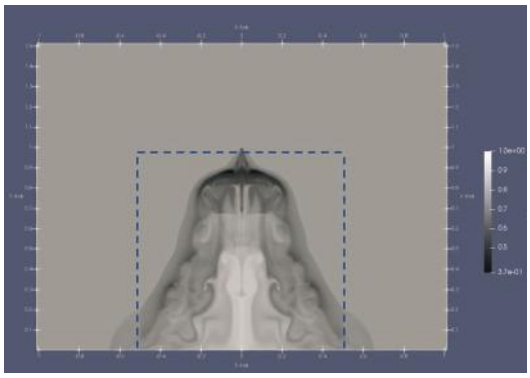
(a) t = 60 μs



(b) t = 200 μs



(c) t = 900 μs



(d) t = 1, 16 ms

Figure 8.6 – Images, à différents instants, de la forme de l'onde de souffle simulée, issue de la détonation d'une charge cylindrique de 100 g, en présence d'un confinement PC, sans particules

8.3 Étude de l'onde de souffle en présence des particules

Une fois la validation du modèle numérique effectuée, avec et sans confinement, sans particules, l'étape suivante est de s'assurer qu'en présence de celles-ci, le code restitue également la phénoménologie des ondes et la dynamique de ces particules. En effet, la modélisation des expériences mettant en jeu de l'explosif solide, de la mousse aqueuse et des particules solides, fait appel à tous les modèles et lois constitutives du code numérique. La simulation des expériences ADAMs s'appuie sur les lois retenues pour modéliser les échanges thermiques et de masse entre les phases 1, 2 et 3, ainsi que les transferts de quantité de mouvement entre les 4 phases. Au travers des différents cas traités, nous

allons démontrer la capacité du code à restituer les expériences.

8.3.1 Analyse des caractéristiques physiques de l'onde de souffle

La *Figure 8.7* présente les profils de pression expérimentaux et simulés pour l'essai 100-P_3-88-S. Seuls les résultats de quelques capteurs, représentatifs dans chaque direction, sont présentés. La simulation est recalée temporellement sur l'arrivée de l'onde sur le capteur P1. On remarque que le code M^3OUSSACA restitue correctement l'onde de souffle expérimentale dans l'air, que ce soit en termes de surpression ou de temps d'arrivée, avec des écarts à l'expérience inférieurs à ± 20 %, estimation habituelle de l'incertitude de mesures expérimentale. Les oscillations observées sur les signaux expérimentaux dans la direction radiale peuvent être attribuées à la vibration de la perche portant les capteurs de pression, lors du passage du choc et des particules.

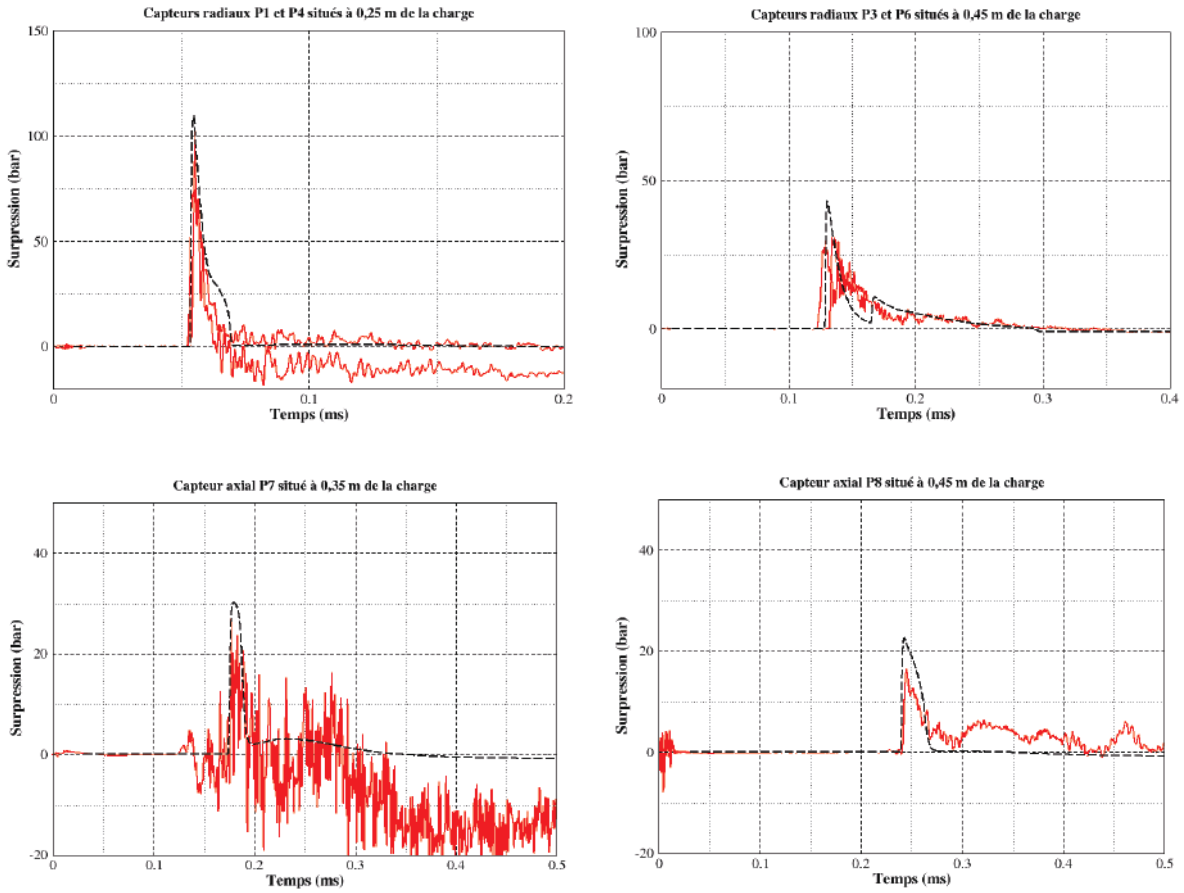


Figure 8.7 – Comparaison des profils de surpression expérimentaux (en rouge) et numériques (en pointillés noirs) pour l'essai 100-P_3-88-S

La simulation de tous les essais menés sans confinement et avec particules a été réalisée. Les surpressions maximales et les temps d'arrivée réduits simulés (traits continus et pointillés) sont comparés avec les données expérimentales correspondantes (astérisques et croix), en fonction de la distance réduite, sur les *Figures 8.8 et 8.9*. Globalement, les résultats numériques sont en bon accord avec les résultats expérimentaux, suivant les deux directions, avec une très bonne restitution des temps d'arrivée sur toute la gamme de distances réduites testée.

Pour des raisons évidentes de lisibilité, les résultats relatifs aux essais réalisés avec une charge de 44 g sont présentés séparément sur les *Figures 8.10 et 8.11*. Concernant les relevés de pression radiaux (astérisques), on remarque une dispersion de la surpression maximale, non seulement en fonction de la masse du chargement de particules, mais également pour une configuration donnée (par exemple 2 essais 44-P$_3$-44-S réalisés et 2 jauges de pression par position). Il est donc possible que cette disparité soit due aux incertitudes de mesures expérimentales. D'ailleurs, les surpressions maximales radiales simulées sont quasi-identiques, quelle que soit la masse du chargement de particules. Concernant les relevés axiaux (croix), la simulation tantôt surestime et tantôt sous-estime les données de surpressions maximales expérimentales, alors que les temps d'arrivée réduits sont correctement restitués. Cela sous-entend que ces écarts de surpression sont probablement également dus à l'incertitude expérimentale induite par la vibration de la perche.

De même, la simulation de tous les essais menés avec confinement et avec particules a été réalisée. Les surpressions maximales et les temps d'arrivée réduits simulés (trait continus et pointillés) sont comparés avec les données expérimentales correspondantes (astérisques et croix), en fonction de la distance réduite, sur les *Figures 8.12 à 8.15*. De manière globale, quelle que soit la masse d'explosif utilisée, les surpressions radiales numériques sont en accord avec les surpressions expérimentales. Par contre, axialement, la simulation surestime systématiquement les surpressions expérimentales, notamment pour les capteurs positionnés à proximité de la charge. Ces observations rejoignent celles constatées pour les cas avec confinement et sans particules.

L'analyse des résultats issus des essais réalisés avec une charge explosive de 44 g, conduit aux mêmes conclusions que précédemment. La surpression maximale et le temps d'arrivée réduit, simulés dans la direction radiale, ne varient pas en fonction du chargement de particules, contrairement aux résultats expérimentaux. Les incertitudes expérimentales sont probablement à l'origine de ces disparités mais elles peuvent également être due à la modélisation numérique, ne prenant pas en considération les phénomènes de coalescence particulaires, pouvant influer sur la composante radiale de l'onde.

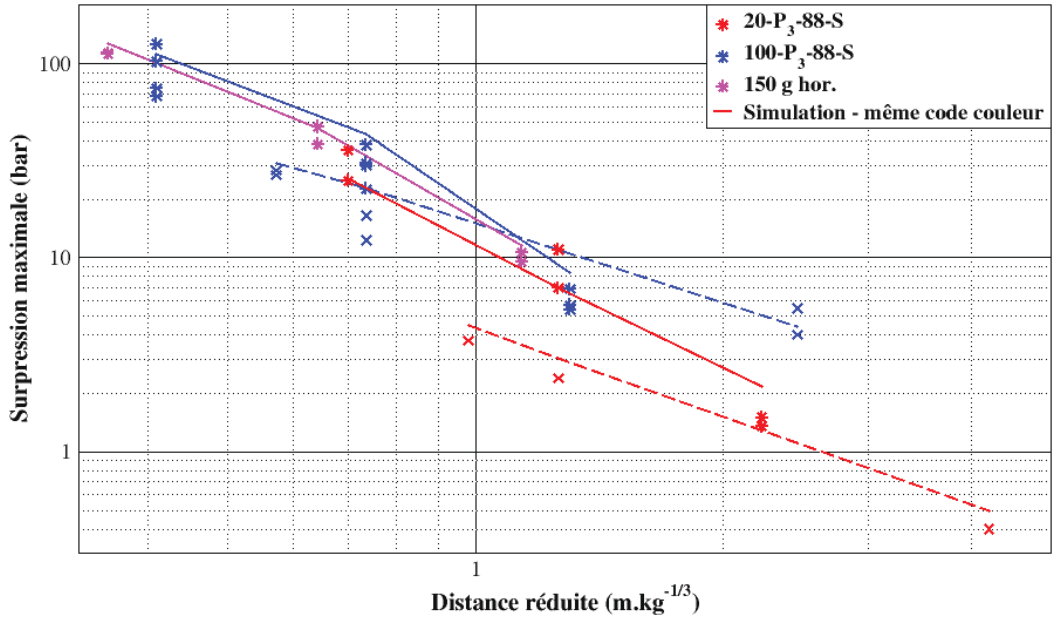


Figure 8.8 – Comparaison des surpressions maximales issues des profils expérimentaux (astérisques : direction axiale et croix : direction radiale) et numériques (traits continus : direction axiale et pointillés : direction radiale), en fonction de la distance réduite pour les essais effectués sans confinement et avec particules, hormis ceux impliquant une charge de 44 g

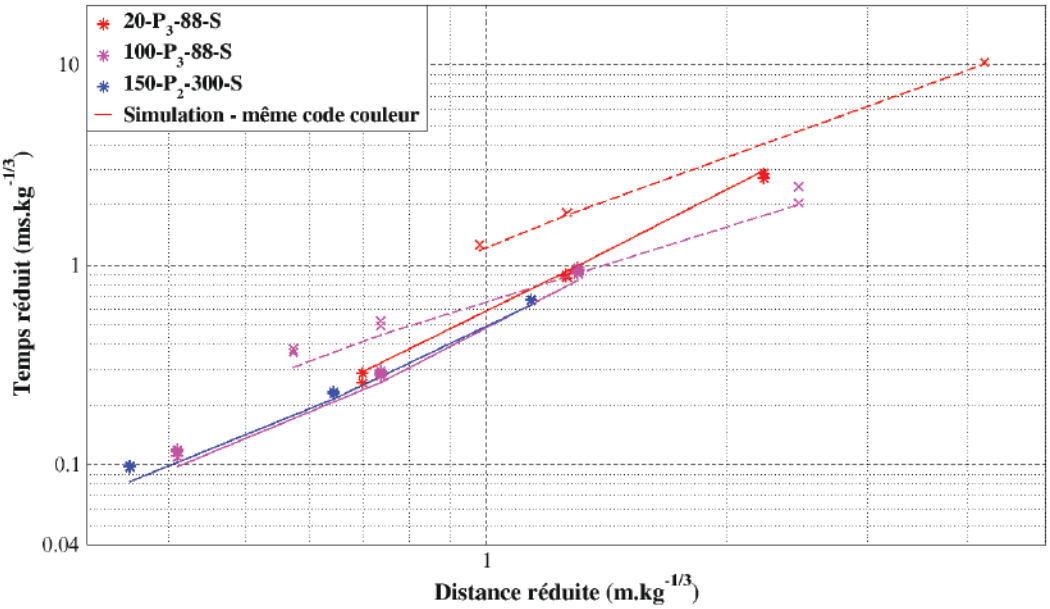


Figure 8.9 – Comparaison des temps réduits issus des profils expérimentaux (astérisques : direction axiale et croix : direction radiale) et numériques (traits continus : direction axiale et pointillés : direction radiale), en fonction de la distance réduite pour tous les essais effectués sans confinement et avec particules, hormis ceux impliquant une charge de 44 g

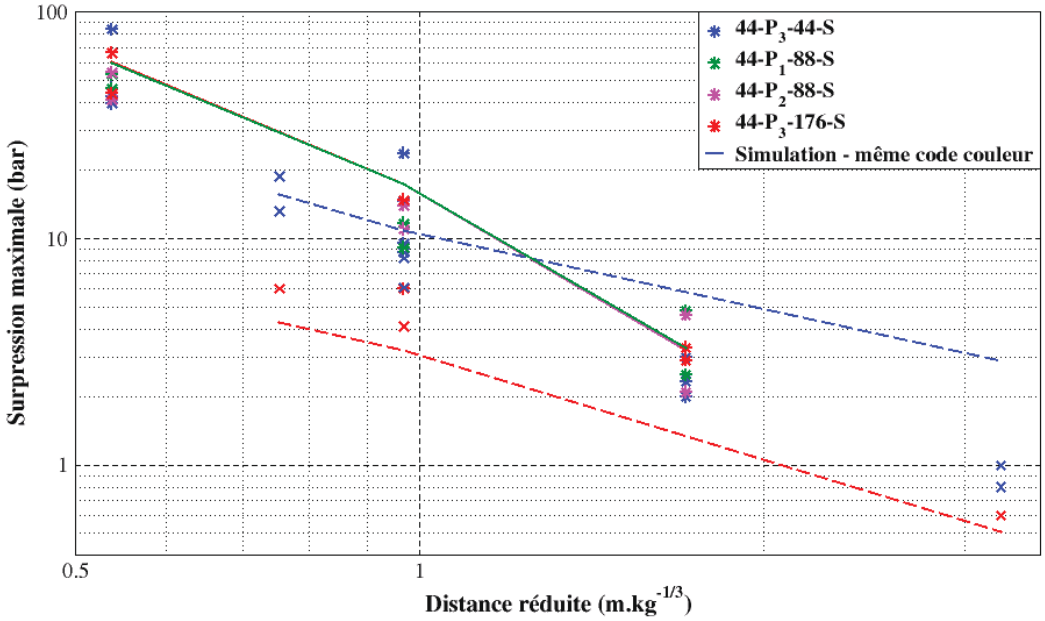


Figure 8.10 – Comparaison des surpressions maximales issues des profils expérimentaux (astérisques : direction axiale et croix : direction radiale) et numériques (traits continus : direction axiale et pointillés : direction radiale), en fonction de la distance réduite pour les essais effectués sans confinement et avec particules, et avec une charge de 44 g

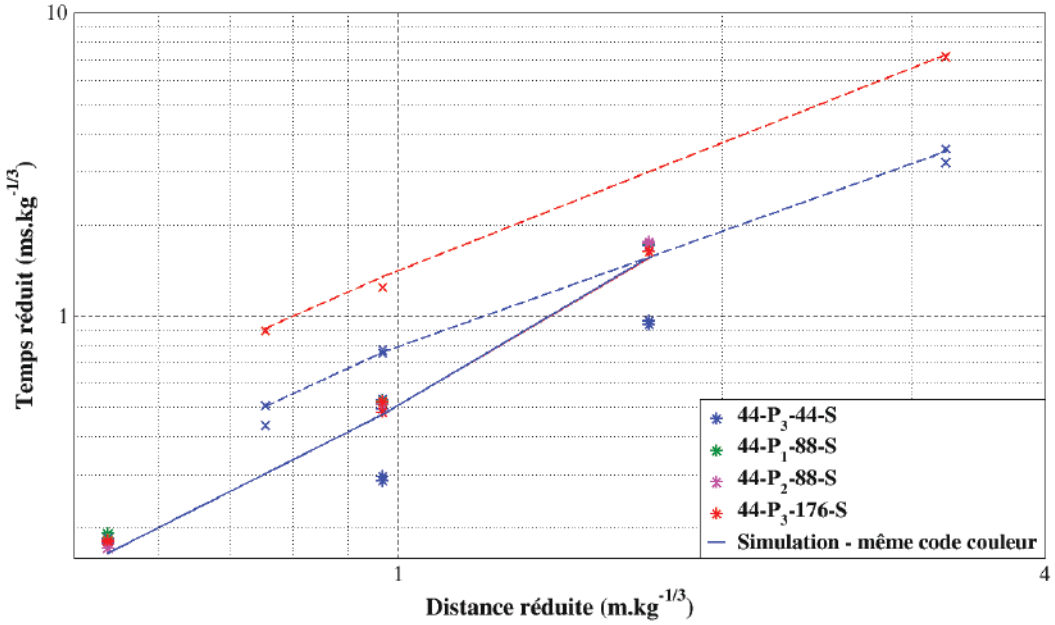


Figure 8.11 – Comparaison des temps réduits issus des profils expérimentaux (astérisques : direction axiale et croix : direction radiale) et numériques (traits continus : direction axiale et pointillés : direction radiale), en fonction de la distance réduite pour tous les essais effectués sans confinement et avec particules, et avec une charge de 44 g

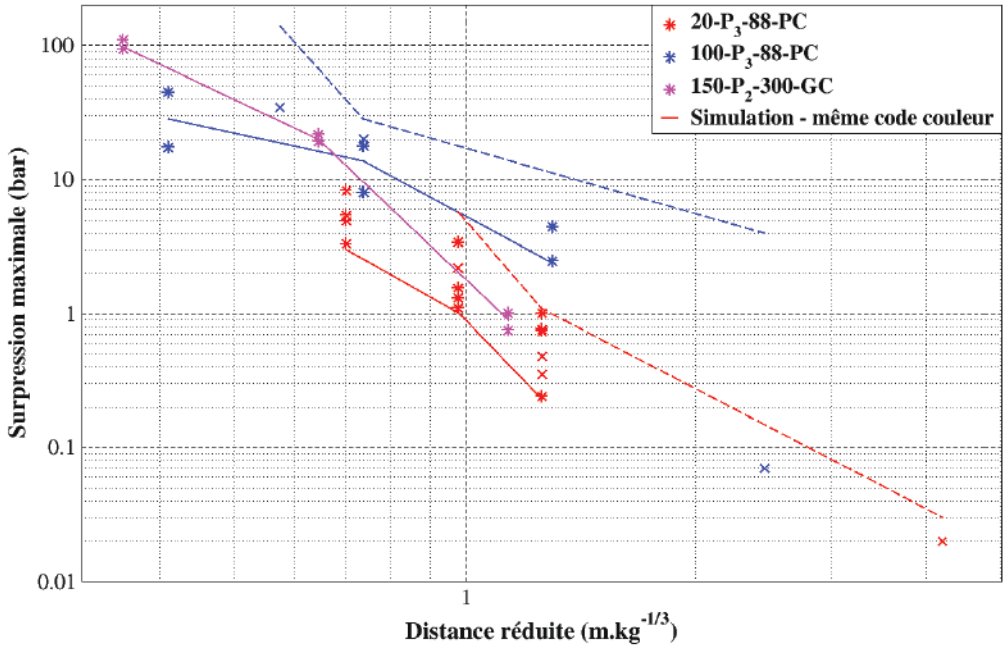


Figure 8.12 – Comparaison des surpressions maximales issues des profils expérimentaux (astérisques : direction axiale et croix : direction radiale) et numériques (traits continus : direction axiale et pointillés : direction radiale), en fonction de la distance réduite pour les essais effectués avec confinement et avec particules, hormis ceux impliquant une charge de 44 g

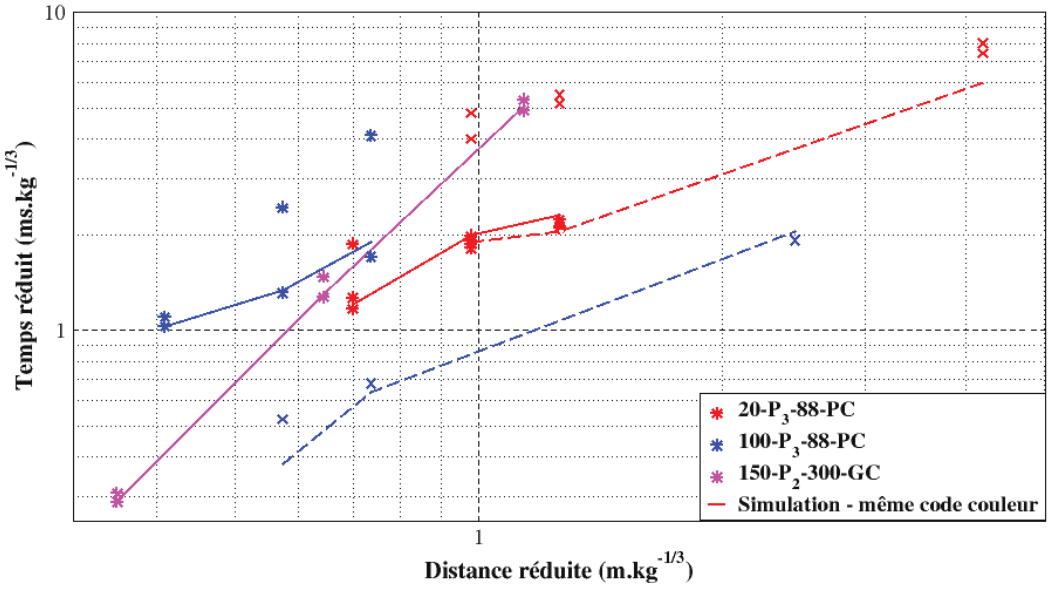


Figure 8.13 – Comparaison des temps réduits issus des profils expérimentaux (astérisques et croix) et numériques (traits continus et pointillés), en fonction de la distance réduite pour tous les essais effectués avec confinement et avec particules, hormis ceux impliquant une charge de 44 g

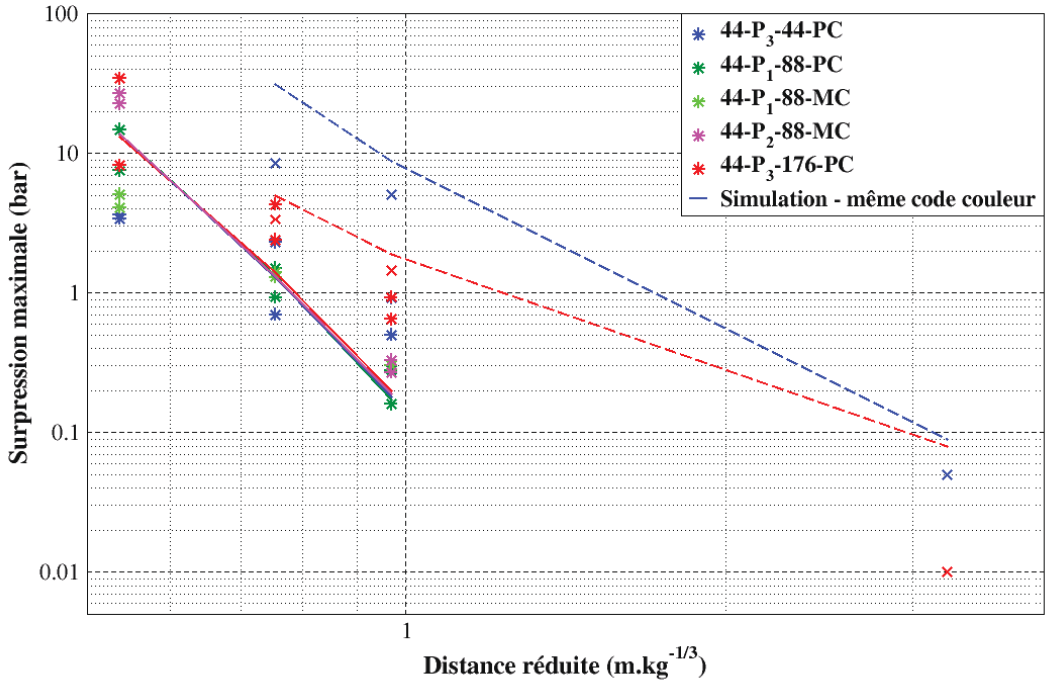


Figure 8.14 – Comparaison des surpressions maximales issues des profils expérimentaux (astérisques : direction axiale et croix : direction radiale) et numériques (traits continus : direction axiale et pointillés : direction radiale) en fonction de la distance réduite pour les essais effectués avec confinement et avec particules, et avec une charge de 44 g

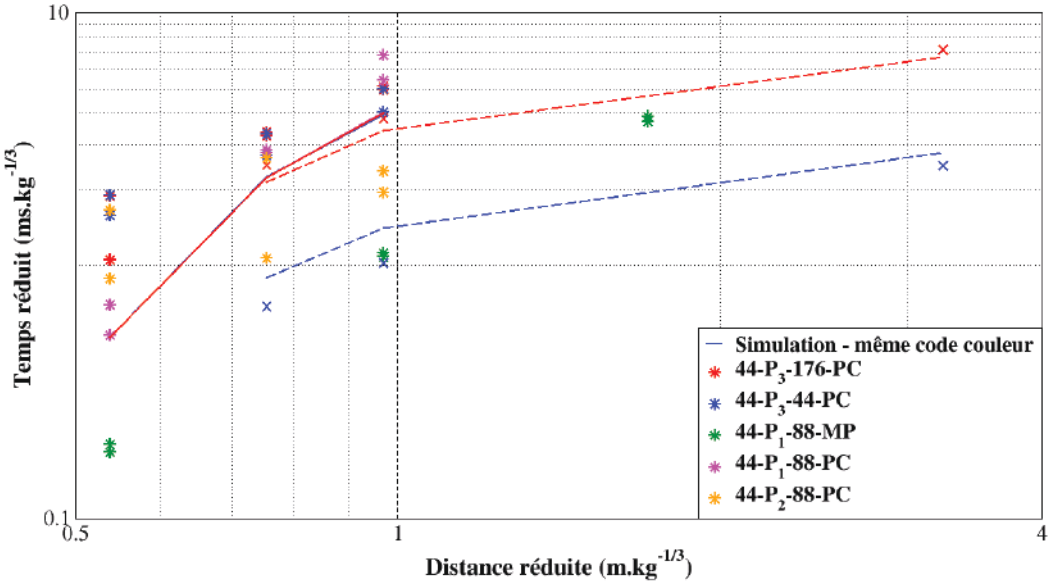


Figure 8.15 – Comparaison des temps réduits issus des profils expérimentaux (astérisques : direction axiale et croix : direction radiale) et numériques (traits continus : direction axiale et pointillés : direction radiale) en fonction de la distance réduite pour tous les essais effectués avec confinement et avec particules, et avec une charge de 44 g

8.3.2 Analyse des caractéristiques géométriques de l'onde de souffle

La dispersion des particules est étroitement liée à l'onde de souffle et aux produits de détonation générés par la détonation de la charge. Les *Figures 8.16 et 8.17* présentent la comparaison numérique entre la topologie de l'onde de souffle (à gauche) et la position des particules (à droite), à $0,14$ ms, pour les cas 44-P_3-44-S et 44-P_3-176-S.
On remarque que, pour un chargement en particules important, c'est-à-dire pour $R > 1$(cf. cas 44-P_3-176-S, sur la *Figure 8.16*), les particules sont positionnées en aval de l'onde de souffle, bien que le contournement d'onde observé expérimentalement ne soit pas correctement restitué (cf. *Fig. 7.15*).
Dans le cas d'un chargement en particules léger, c'est-à-dire pour $R \leq 1$ (cf. cas 44-P_3-44-S, sur la *Figure 8.17*), on observe bien un jet axial de particules donnant naissance à un choc attaché.
La simulation numérique restitue donc correctement les deux phénoménologies observées expérimentalement.

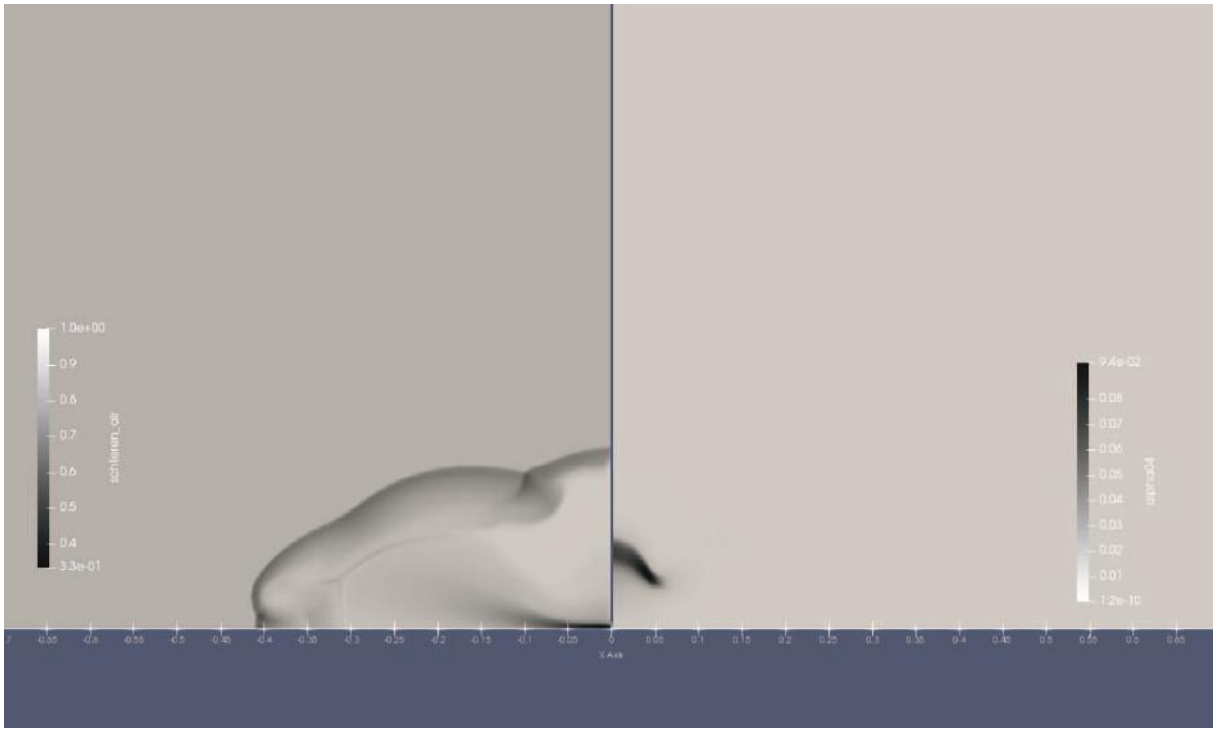


Figure 8.16 – Comparaison entre la topologie de l'onde de souffle (à gauche), obtenue par schlieren (phase 2) et la position des particules (α_4, à droite) à $t = 0,14$ ms, pour l'essai 44-P_3-176-S

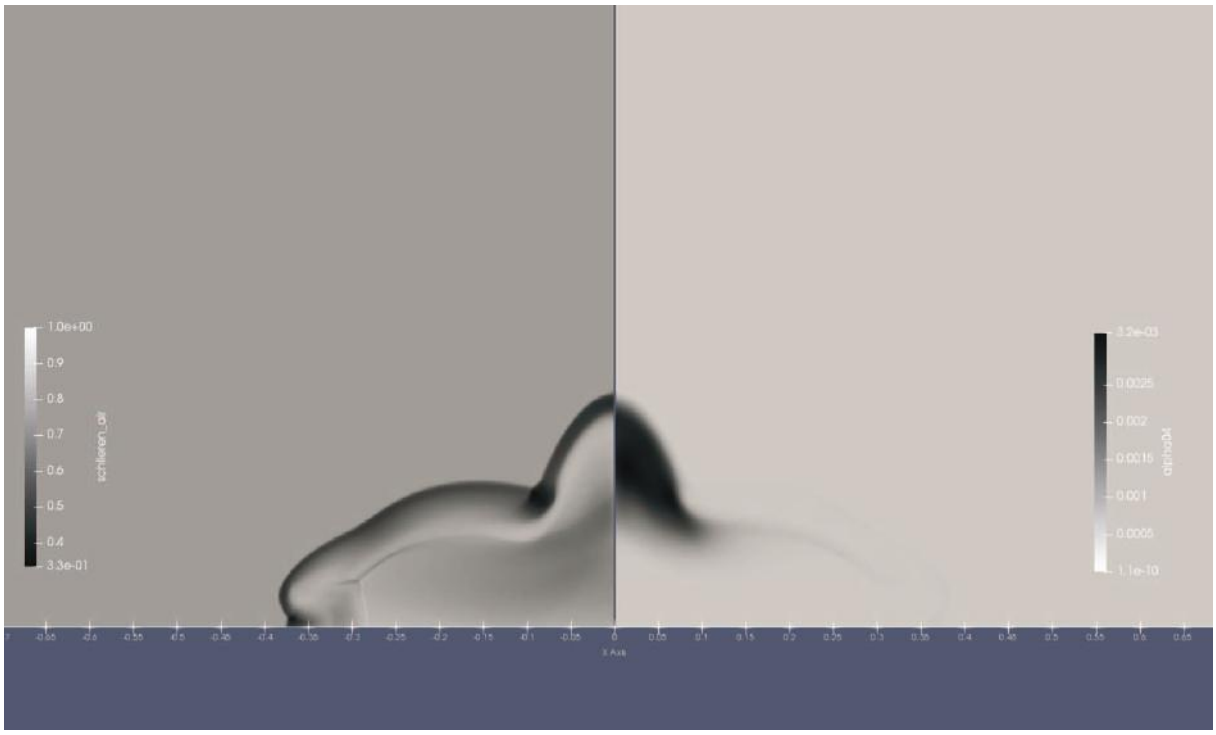


Figure 8.17 – Comparaison entre la topologie de l'onde de souffle (à gauche), obtenue par schlieren (phase 2), et la position des particules (α_4, à droite) à t = 0, 14 ms, pour l'essai 44-P$_3$-44-S

8.4 Étude de la restitution de la dynamique des différentes phases par M^{3}OUSSACA

Afin de s'assurer de la capacité de M^{3}OUSSACA à prédire la capture des particules, il est également important de vérifier le comportement des autres phases, notamment celui de la phase liquide de la mousse et celui des particules, tout particulièrement en termes de dispersion et de chronométrie des phénomènes.

8.4.1 Restitution de la dispersion des particules pour différentes valeurs de R

La *Figure 8.18* présente les dispersions expérimentale et simulée des particules (α_4) pour les essais 44-P$_3$-44-S (moitié droite des 6 images) et 44-P$_3$-176-S (moitié gauche des 6 images). L'analyse de ces images fait écho aux différentes phénoménologies de dispersion de particules, mises en évidence à la section 7.3.1, en fonction du rapport R entre la masse de particules et la masse de la charge.

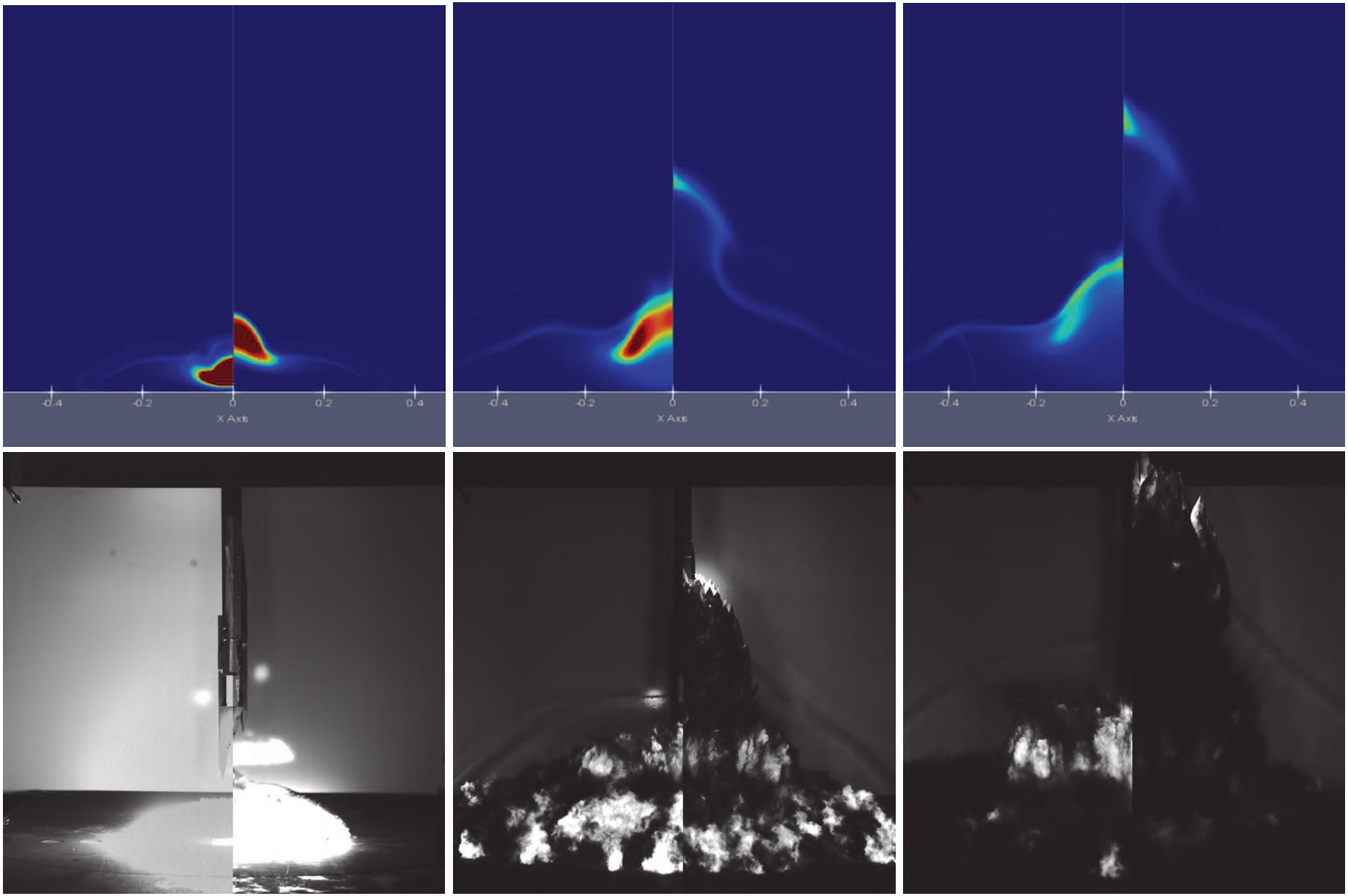
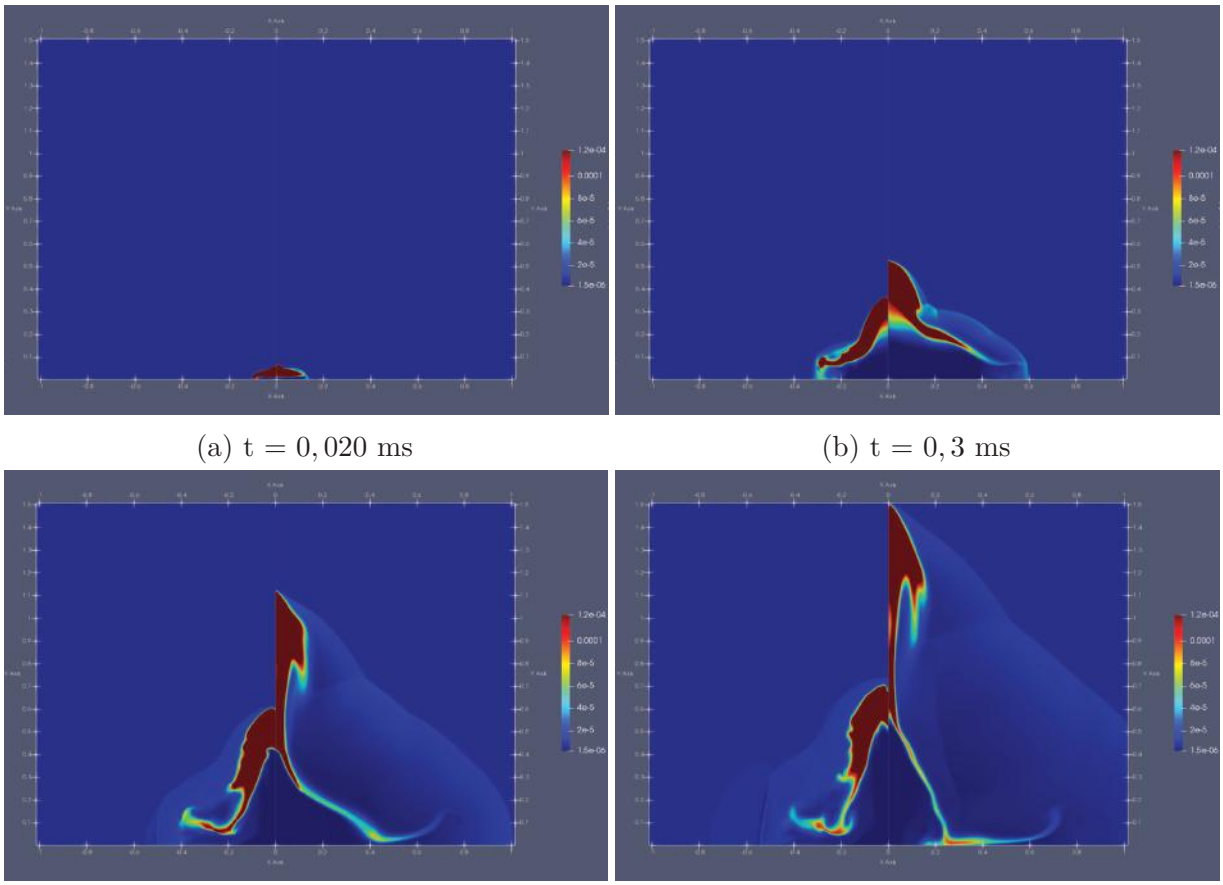


Figure 8.18 – Évolution des dispersions expérimentale (en bas) et simulée (en haut) des particules (α_4)pour les essais 44-P_3-176-S (moitié gauche des images, R > 1) et 44-P_3-44-S (moitié droite des images, R $\leq$ 1)

On remarque dans un premier temps que, tout comme observé expérimentalement, la direction principale de propagation des particules est la direction axiale. Dans la simulation, pour R > 1, le nuage de particules prend, dans les premiers instants, la forme d'une couronne de particules. En effet, on observe sur les parties gauches des images issues de la simulation numérique que les particules ont une concentration bien plus importante sur la partie basse du nuage qu'elles forment, donnant, en reconstruisant la géométrie 2D-axisymétrique, une couronne de particules. Ensuite, tout comme constaté expérimentalement, un jet central se forme, se propageant plus rapidement que cette couronne, qui est freinée.
De la même façon que dans l'expérience, dans le cas où R $\leq$ 1, le jet simulé est plus circonscrit autour de l'axe et la majorité des particules est située à son sommet. Néanmoins, la simulation accuse un léger retard par rapport à l'expérience. En effet, à égale distance, la vitesse simulée des particules est inférieure de 600 m·s^{-1} pour le premier cas et de 150 m·s^{-1} pour le second, à la vitesse expérimentale. Cet écart pourrait venir du fait que, dans M^{3}OUSSACA, ni les échanges thermiques entre les particules et les produits de détonation, ni les interactions entre particules ne sont pris en compte (cf. section 6.5). Les instabilités de type dendrites ne sont pas restituées par la simulation numérique, même si globalement celle-ci reproduit le jet de particules.

La *Figure 8.19* présente les simulations de la dispersion des particules pour les essais 44-P$_3$-44-PC et 44-P$_3$-44-S, respectivement positionnées sur la partie gauche (cas confiné) et la partie de droite (cas non confiné) des images. Dans les premiers instants, les particules progressent spatialement et temporellement de façon similaire, même si un léger décalage temporel est visible (cf. (a)). Dans le cas confiné, la progression des particules dans la mousse est ensuite plus lente et leur dispersion plus circonscrite autour de l'axe vertical, que dans la configuration sans confinement. On voit également apparaître, quel que soit le cas, une faible proportion de particules, le long du front de l'onde de souffle, dans les deux cas. La phase liquide de la mousse tient donc bien son rôle d'atténuation de la vitesse des particules.



(a) t = 0, 020 ms (b) t = 0, 3 ms

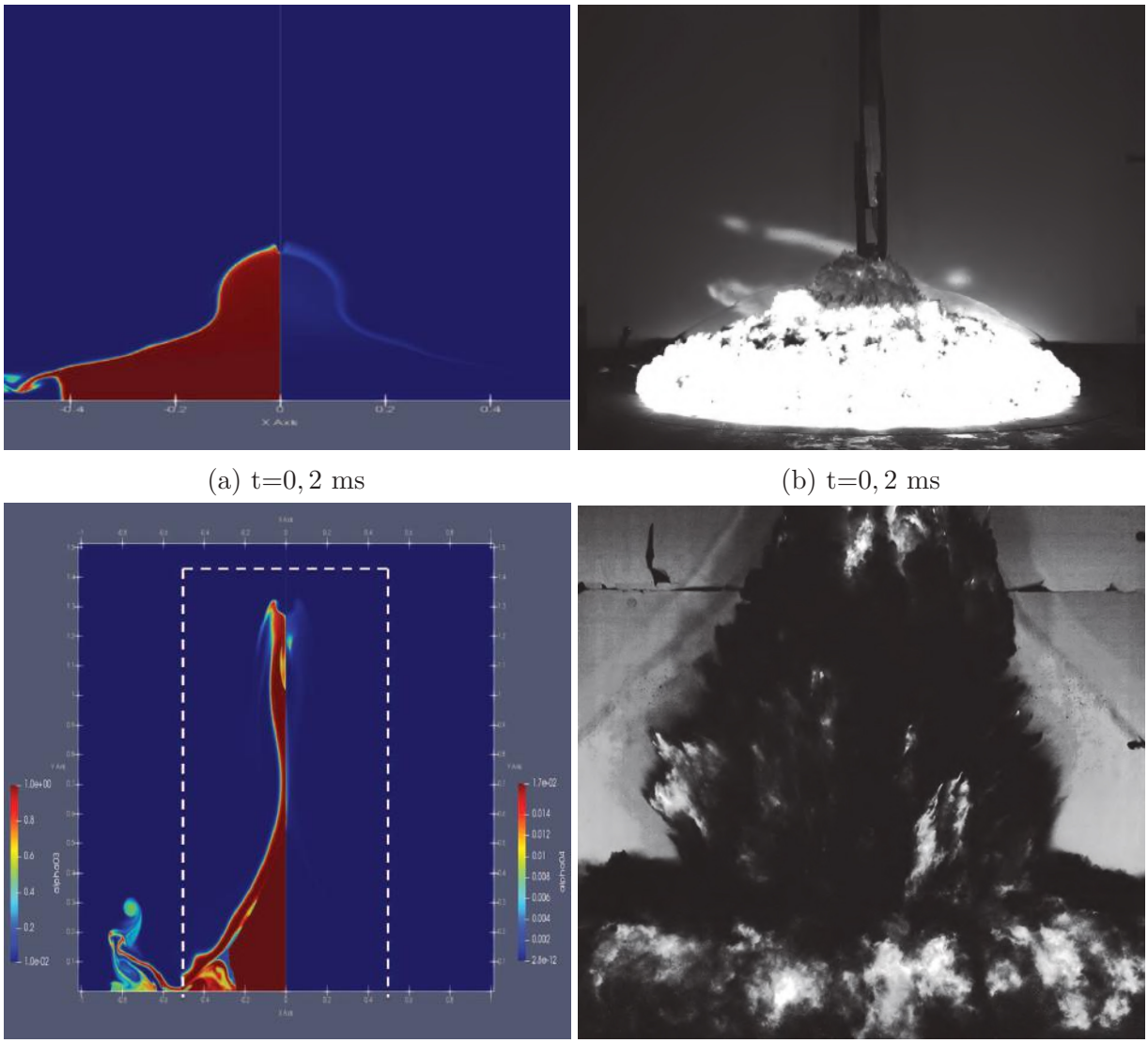
(c) t= 1 ms (d) t = 2, 1 ms

Figure 8.19 – Évolution de la dispersion simulée (α_4) des particules pour les essais 44-P$_3$-44-PC (partie gauche des images) et 44-P$_3$-44-S (partie droite des image)

8.4.2 Restitution de la dynamique spatiale entre les produits de détonation et les particules

La *Figure 8.20* présente la répartition spatiale expérimentale et simulée, à différents instants, des produits de détonation (α_3) et des particules (α_4), pour le cas 100-P$_3$-88-S. Sur les résultats simulés, les produits de détonation sont sur la partie gauche de l'image et les particules sur sa partie droite. Les deux images présentées à t = 0, 2 ms ont des échelles équivalentes. Ce n'est pas le cas pour les deux images associées à t = 0, 8 ms : la zone correspondant au champ de visualisation expérimental est matérialisée par les traits pointillés blancs, sur l'image issue de la simulation. Les produits de détonation se mélangent aux particules dans les premiers instants. Ils les poussent, créant une enveloppe particulaire à laquelle ces produits de détonation confèrent une partie de leur énergie cinétique. L'évolution spatiale des produits de détonation est assez bien restituée par le code M^{3}OUSSACA. Tout comme observé précédemment, au bout de quelques centaines de microsecondes, on sous-estime la vitesse de propagation des produits de détonation et,

intrinsèquement celle des particules (cf. *Fig. 8.20 (b)*).



(a) t=0, 2 ms (b) t=0, 2 ms

(c) t=0, 8 ms (d) t=0, 8 ms

Figure 8.20 – Évolutions expérimentale et simulée de la dispersion des produits de détonation (α_3, à gauche des images simulées) ainsi que celle des particules (α_4, à droite des images simulées), pour l'essai 100-P$_3$-88-S

8.4.3 Restitution de la dispersion des particules et de la phase liquide de la mousse, pour un cas avec confinement

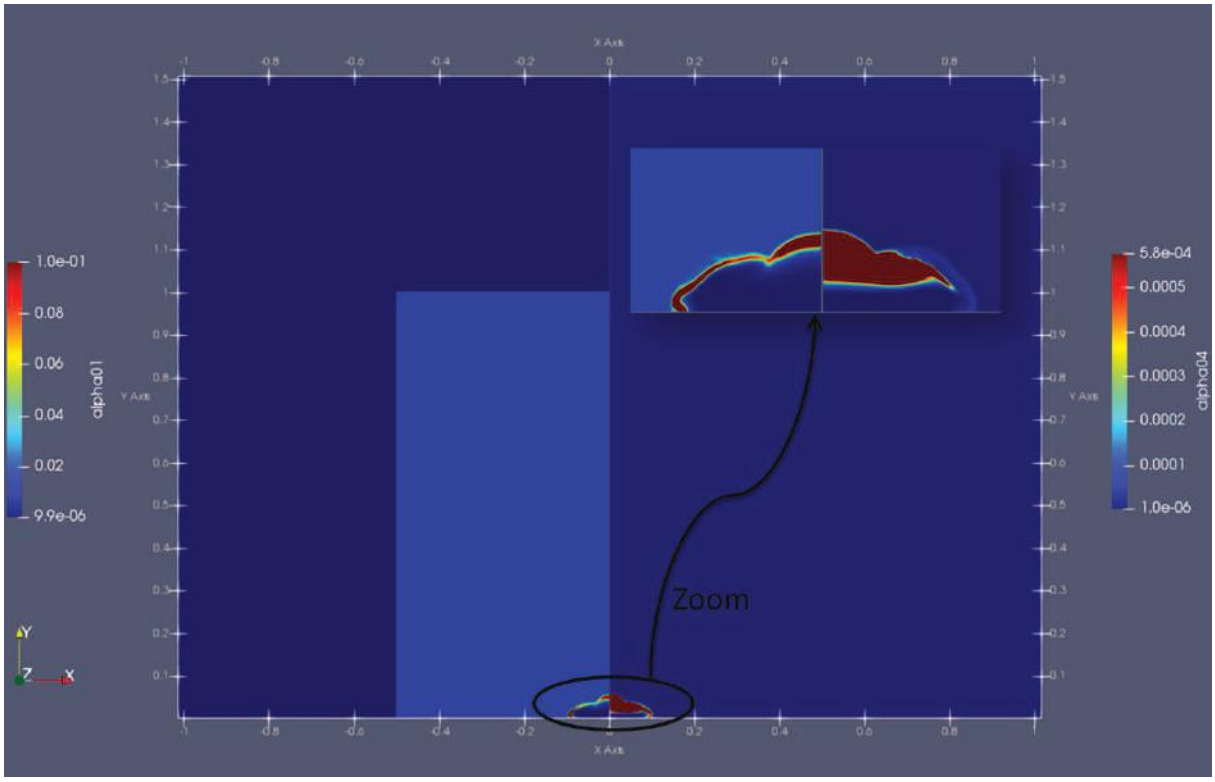
Les *Figures 8.21 à 8.26* présentent les dispersions expérimentale et simulée, en termes de fractions volumiques α_4 et α_1, des particules et de la phase liquide de la mousse, pour les cas 44-P$_3$-44-PC et 100-P$_3$-88-PC. Sur chaque figure, la simulation correspondant à la visualisation expérimentale est placée au-dessus de celle-ci. L'image de simulation est

composée, sur sa partie droite, de la phase liquide (phase 1) et, sur sa partie gauche, des particules (phase 4). Comme on peut l'observer sur les différentes figures, un front liquide, d'abord continu puis discontinu selon les interactions des ondes, se crée à l'intérieur du confinement. L'existence de ce front a été mis en évidence expérimentalement dans les travaux de F. Ballanger [3]. Ce front liquide formera par la suite des jets de mousse liquide, entourant les particules (cf. *Fig. 8.23*). Les particules restent toutefois, en grande majorité, localisées derrière ce front liquide. On observe une bonne concordance temporelle, entre les données numériques et expérimentales, pour le début de la déformation de la surface latérale du cylindre de mousse (cf. *Fig. 8.22*), le début de la déformation de la surface libre de la mousse (cf. *Fig. 8.23*) et la déformation latérale du confinement après 20 ms (cf. *Fig. 8.24*). Les dendrites expérimentales, visibles à partir de 6 ms, ne sont pas restituées par le code M^{3}OUSSACA. En effet, elles ne représentent pas une déformation globale du volume de la mousse, mais des instabilités 3D, liées à quelques particules qui ont une dynamique plus rapide que les autres. Ainsi, sur la *Figure 8.23*, la forme du confinement obtenue numériquement est représentative d'une déformation "en masse" de la mousse. Les premières dendrites, situées expérimentalement au-dessus de la masse dense de mousse, ne sont pas simulées. Les particules progressent dans la mousse sous la forme d'un jet creux, très rapidement ralenti par celle-ci. On remarque qu'après 20 ms, les particules sont toujours confinées par la mousse.

La dynamique mise en jeu pour le cas 100-P$_3$-88-PC est plus rapide, du fait de la plus grande masse d'explosif utilisée (cf. *Fig. 8.25 et 8.26*). Les différents phénomènes apparaissent donc plus rapidement que le cas présenté 44-P$_3$-44-PC, précédemment. Néanmoins, les conclusions sont les mêmes, concernant les correspondances temporelle et spatiale entre la simulation et l'expérience. Lors de l'essai 100-P$_3$-88-PC, une proportion de particules s'est échappée du confinement aqueux. En effet, pour ce cas, l'efficacité de la mousse a été évaluée à 96 %. Le code restitue qualitativement cette mesure, avec la présence de particules à l'extérieur du confinement (cf. *Fig. 8.26* (b)).

La simulation numérique reproduit correctement la dispersion des particules, avec et sans confinement, indépendamment du cas traité. Les autres phases que sont la phase liquide de la mousse et les produits de détonation sont également correctement restituées.

Dans la section qui suit, la masse de particules dispersées sera calculée numériquement.



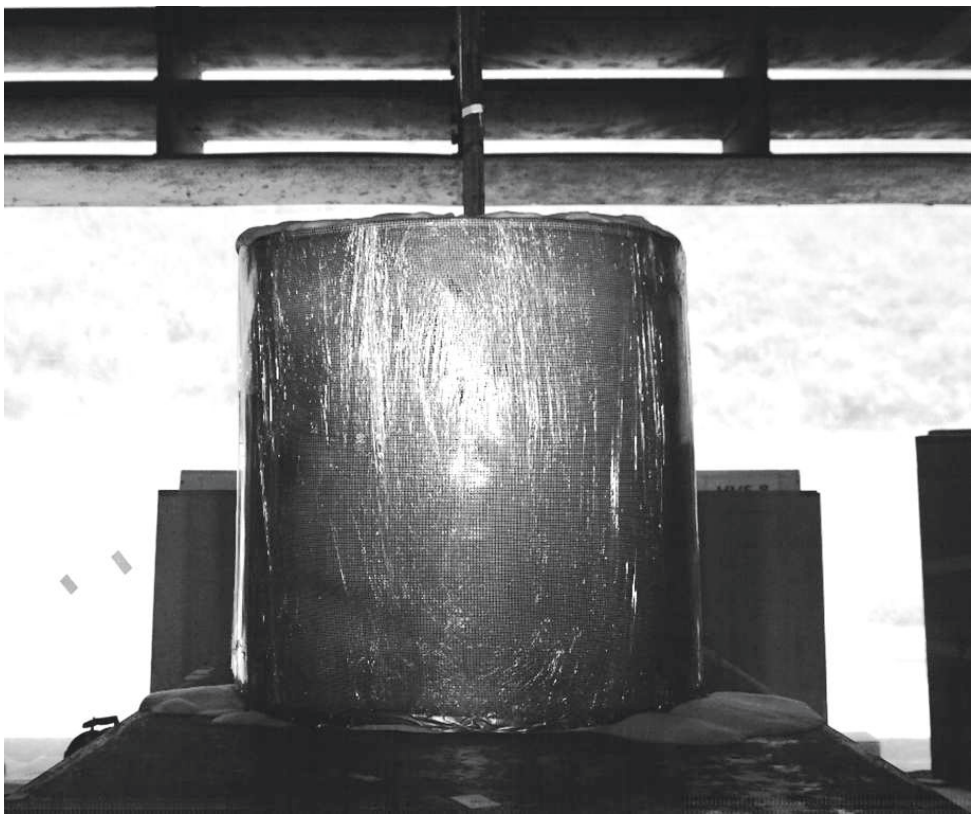
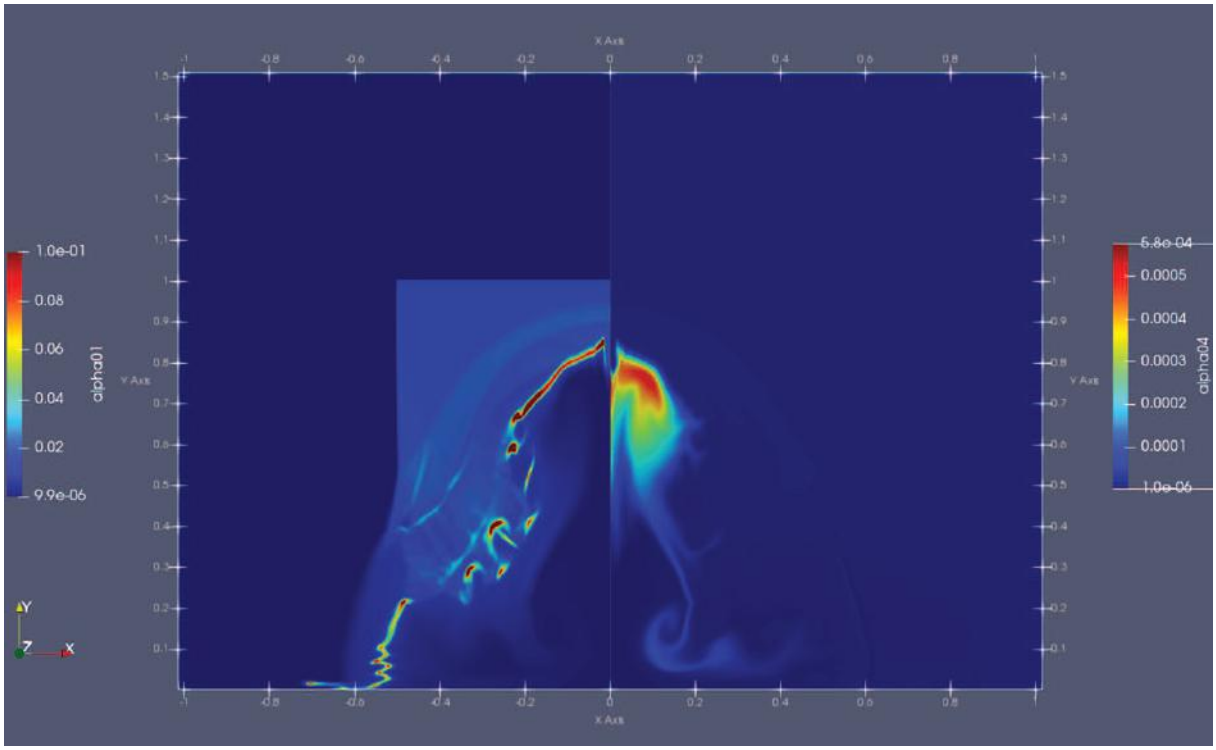
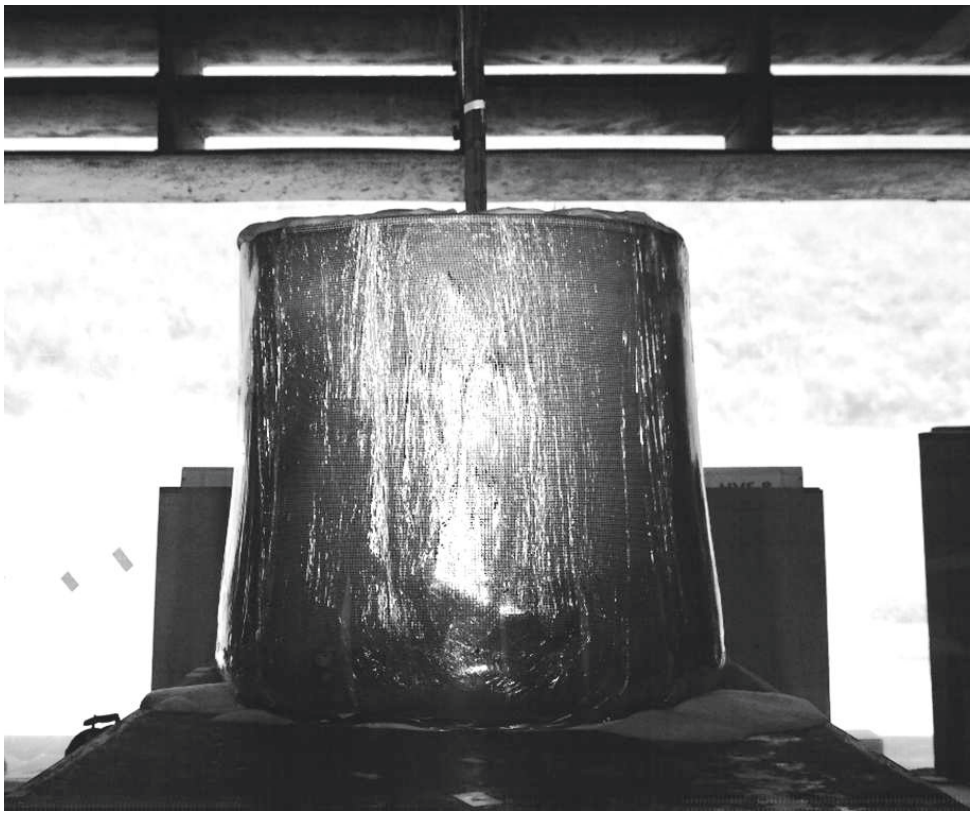


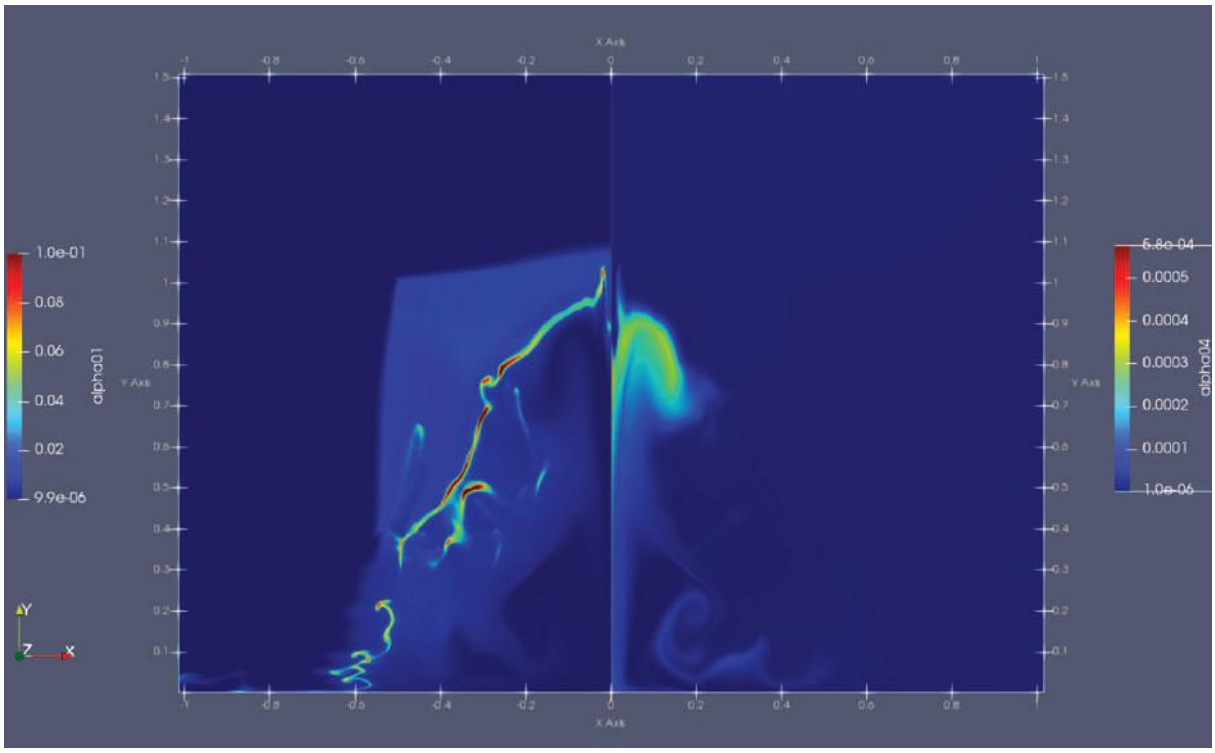
Figure 8.21 – Évolution de la dispersion de la phase liquide de la mousse (α_1, moitié gauche de l'image de simulation) et des particules (α_4, moitié droite de l'image de simulation), pour l'essai 44-P$_3$-44-PC, à $0,02$ ms

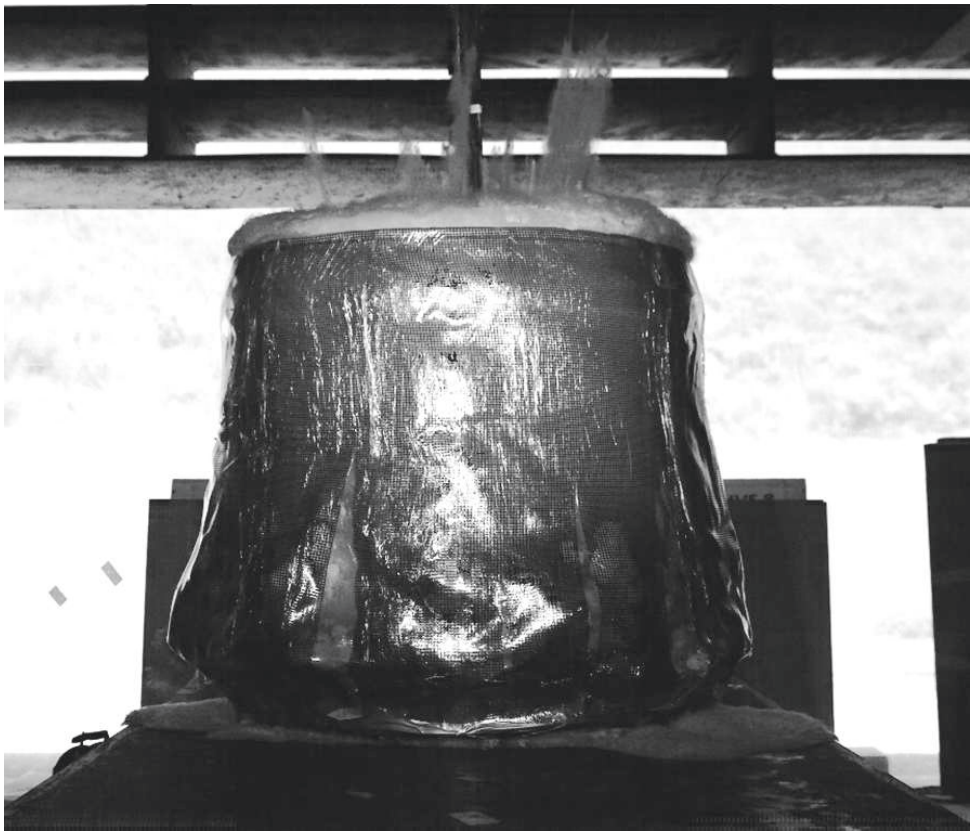




(a) Gonflement du bas du confinement

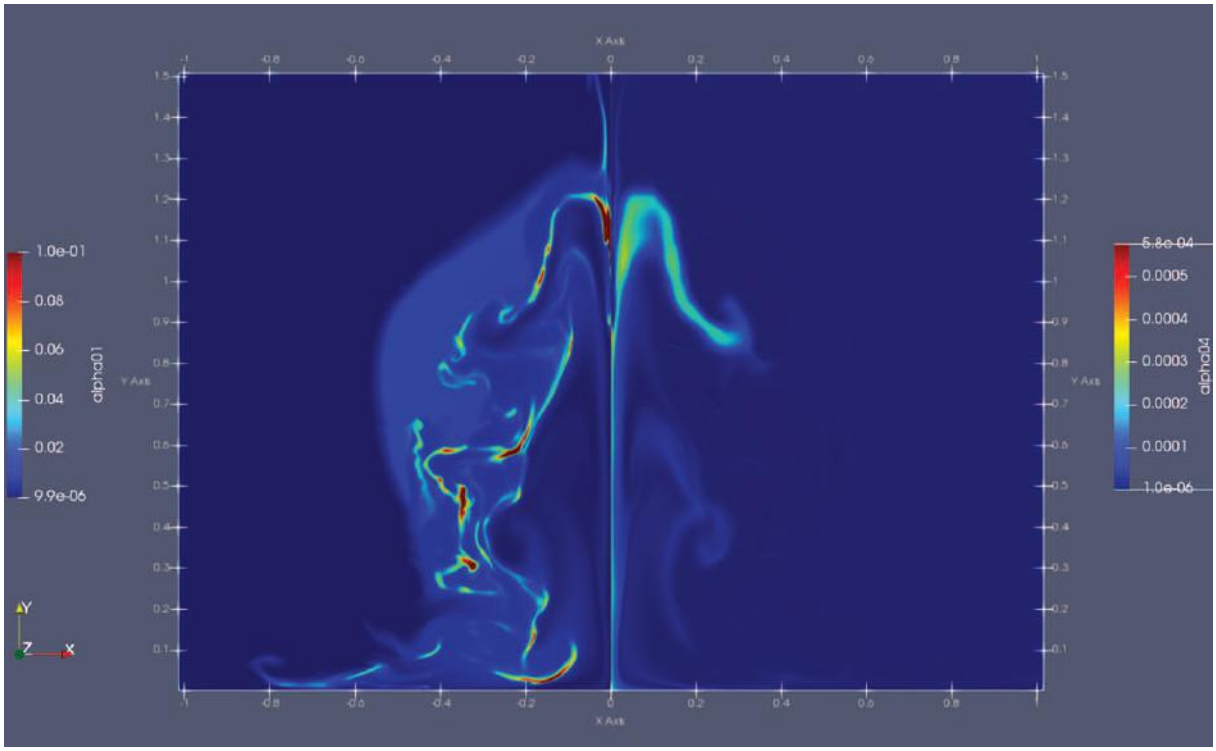
Figure 8.22 – Évolution de la dispersion de la phase liquide de la mousse (α_1) et des particules (α_4), pour l'essai 44-P$_3$-44-PC, à 3 ms





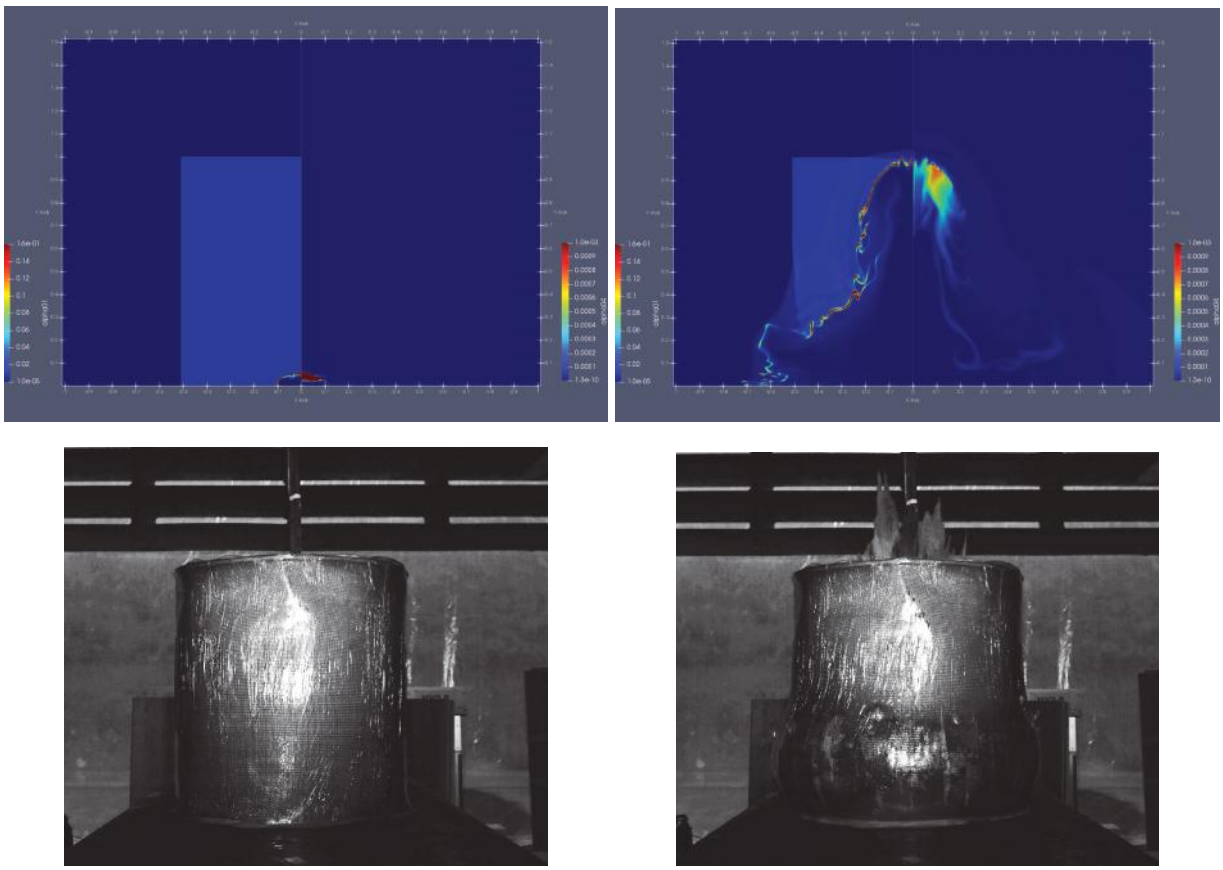
(a) Soulèvement de la surface libre de la mousse et début de la dispersion de la mousse en partie basse du confinement

Figure 8.23 – Évolution de la dispersion de la phase liquide de la mousse (α_1, moitié gauche de l'image de simulation) et des particules (α_4, moitié droite de l'image de simulation), pour l'essai 44-P$_3$-44-PC, à 6 ms



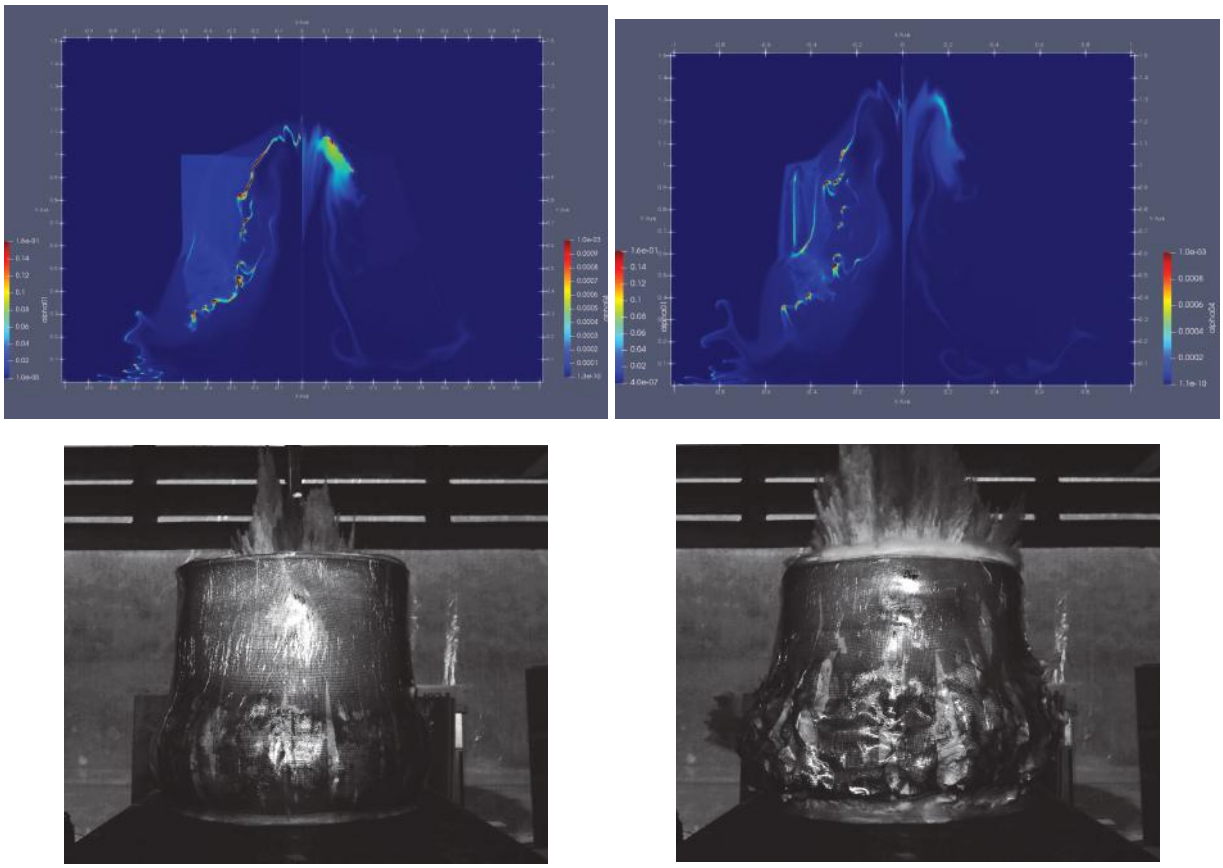
(a) Éjection de la mousse, enveloppant des particules, en partie haute et sur la surface latérale du confinement

Figure 8.24 – Évolution de la dispersion de la phase liquide de la mousse (α_1, moitié gauche de l'image de simulation) et des particules (α_4, moitié droite de l'image de simulation), pour l'essai 44-P_3-44-PC, à 10 ms



(a) t=0, 02 ms (b) t=2 ms - Gonflement du bas du confinement

Figure 8.25 – Évolution de la dispersion de la phase liquide de la mousse (α_1, moitié gauche de l'image de simulation) et des particules (α_4, moitié droite de l'image de simulation), pour l'essai 100-P$_3$-88-PC, de 0, 02 à 2 ms



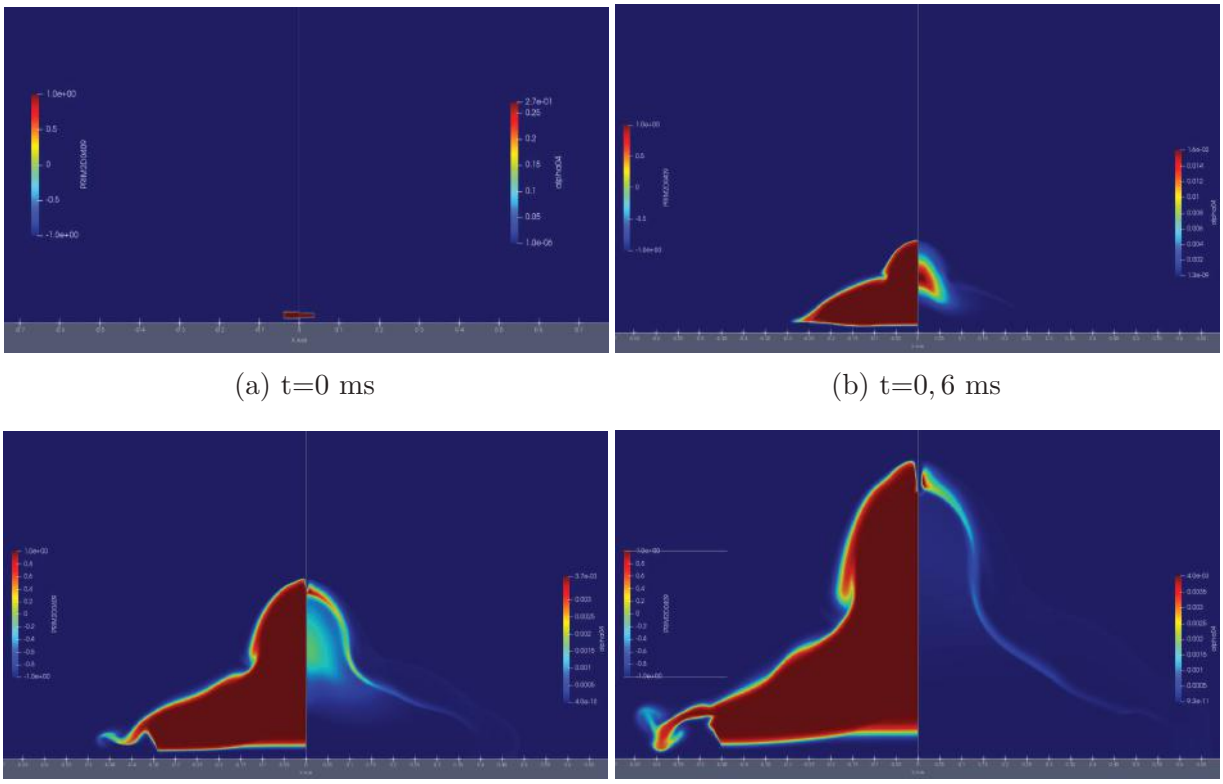
(a) t=2, 8 ms - Soulèvement de la surface libre de la mousse et début de la dispersion de la mousse en partie basse du confinement

(b) t=4, 5 ms - Éjection de la mousse, enveloppant des particules, en partie haute et sur la surface latérale du confinement

Figure 8.26 – Évolution de la dispersion de la phase liquide de la mousse (α_1, moitié gauche de l'image de simulation) et des particules (α_4, moitié droite de l'image de simulation), pour l'essai 100-P$_3$-88-PC, de $2,8$ à $4,5$ ms

8.5 Étude de l'efficacité de la mousse dans la capture de particules micrométriques

Le calcul de la masse de particules dispersées, avec confinement, s'effectuant à des temps longs (à partir de 20 ms) et représentant donc un nombre d'heures de calcul conséquent (64000 heures par cas sur un seul processeur), seuls deux cas ont été traités : les essais 44-P$_3$-44-PC et 100-P$_3$-88-PC. La masse dispersée hors du confinement aqueux est obtenue en intégrant sur le volume 2D-axisymétrique du domaine de calcul, la quantité de particules localisées hors du confinement.



(a) t=0 ms (b) t=0, 6 ms

(c) t=1, 4 ms (d) t=2, 8 ms

Figure 8.27 – Évolution de la dispersion de l'enveloppe des particules (moitié gauche des images) et des particules (α_4, moitié droite des images), pour l'essai 100-P$_3$-88-S

Afin de rendre le calcul de la masse de particules dispersées plus précis, sachant que chaque maille du domaine contient systématiquement une fraction volumique, même infime (indispensable au fonctionnement du code), de la phase solide (phase 4), une enveloppe suivant l'ensemble les particules positionnées initialement sur la charge explosive a été implémentée.

La *Figure 8.27* présente, à plusieurs instants, l'évolution de cette enveloppe, sur la partie gauche des images, et la fraction volumique des particules (α_4), sur leur partie droite,

pour le cas 100-P_3-88-S. On remarque que l'enveloppe englobe bien les particules que nous cherchons à localiser, dans le temps. Toutefois, certaines zones couvertes par l'enveloppe (notamment sous la couche de particules) ne contiennent pas les particules qui nous intéresse ($\alpha_4 \approx 10^{-11}$ à 10^{-5}) et seront tout de même prises en compte pour le calcul de la masse dispersée, conduisant à une surestimation de la valeur de cette masse.
On rappelle que la masse m_{pd} de particules dispersées est mesurée expérimentalement en se basant sur la masse de particules collectées m_{pc} sur les filtres d'HVS, quantifiée par la méthode ICP-MS. Une méthode théorique, prenant en compte la sédimentation est ensuite appliquée, afin d'évaluer, via un coefficient correcteur I, la masse dispersée m_{pd}, pour les essais confinés. Lors des essais réalisés sans confinement, le colmatage des filtres des HVS a provoqué un arrêt prématuré de ces derniers. Une masse collectable m_{cl} a donc été déterminée dans ce cas, représentative de la masse de particules qui aurait pu être collectée sans l'arrêt des HVS.
La masse dispersée, déterminée par un post-traitement du code M^3OUSSACA, est calculée comme suit :

$$mm_{pd} = \int H \, \pi\alpha_4 \, \rho_4 \, (x^2 - (x - dx^2)) \, dy \tag{8.1}$$

avec H = 0 si $\alpha_1 > 10^{-2}$ et H = 1 sinon.
Les Tableaux 8.1 et 8.2 présentent les masses de particules collectables (essais sans confinement) et dispersées (essais avec confinement), évaluées expérimentalement ou par simulation, pour les différents cas traités, respectivement avec et sans confinement. Les données issues des campagnes ADAMs et celles fournies par le code M^3OUSSACA y sont consignées.

Cas	m_{cl} expérimentale (g)	m_{pd} simulée (g)
44-P_3-44-S	$19,4$	$50,4$
100-P_3-88-S	$32,2$	$117,1$

Tableau 8.1 – Masses de particules collectables m_{cl} expérimentales et masses de particules dispersées m_{pd} simulées, pour les cas 44-P_3-44-S et 100-P_3-88-S

Cas	m_{pd} expérimentale (g)	m_{pd} simulée (g)
44-P_3-44-PC	$0,16$	$0,12$
100-P_3-88-PC	$0,48$	$0,42$

Tableau 8.2 – Masses de particules dispersées m_{pd}, expérimentale et simulée, pour les cas 44-P_3-44-PC et 100-P_3-88-PC

L'écart, sur le Tableau 8.1, entre les données expérimentales et numériques a deux origines. Premièrement, lors des expériences menées sans confinement, le colmatage des filtres ne nous a pas permis de déterminer la masse de particules effectivement dispersée, mais uniquement celle que nous aurions pu collecter, si les HVS avaient filtré l'aérosol de façon nominale. Cette masse est naturellement inférieure à la masse dispersée, lors de ces essais. Deuxièmement, le code de simulation ne prend pas en compte la sédimentation des particules, et ne simule pas le rôle des HVS. Sans confinement, les données de masse déterminées correspondent donc à la masse de particules mises en mouvement et dispersées dans le domaine de calcul (exemple : en toute rigueur, pour le cas 44-P_3-44-S cette valeur devrait être de 44 g). Ces masses sont, de plus, majorées par l'intégration, sur le volume du domaine, de mailles contenant, par défaut, une fraction volumique non-nulle de particules, comme expliqué précédemment.
Concernant les cas traités en présence d'un confinement aqueux, l'erreur numérique est moindre, du fait que seules les particules contenues dans l'enveloppe et extérieures au confinement sont prises en compte (c'est-à-dire les particules localisées dans la zone périphérique supérieure de l'enveloppe). Les données numériques sont en excellente concordance avec les résultats expérimentaux, attestant de la capacité du code M^{3}OUSSACA à prédire la capture, par mousse aqueuse, de particules dispersées par explosif.

8.6 Conclusions partielles

Le code de modélisation numérique développé permet de restituer la dispersion et la capture, en présence d'un confinement aqueux, de particules dispersées par explosif.
Le modèle bidimensionnel de détonation implémenté permet de restituer, dans l'air et sans confinement, la détonation d'une charge cylindrique, en termes de surpression et de temps d'arrivée. En présence d'un confinement, proche de la charge, on surestime la surpression (+ de 50 % d'écart). Cela pourrait être corrigé en affinant le critère de fragmentation de la mousse. En effet, celui-ci est transcrit dans M^{3}OUSSACA par une pression seuil au-dessus de laquelle la mousse se fragmente. En définissant un taux de déformation limite avant fragmentation, la phénoménologie proche de la charge pourrait être mieux restituée.
L'analyse des résultats numériques obtenus en présence de particules conduit aux mêmes conclusions. Le code numérique restitue les surpressions et les temps d'arrivée pour les différentes masses d'explosif et de chargements de particules testées.
En particulier, le code restitue correctement les phénomènes observés expérimentalement lorsque le rapport de la masse de particules sur celle de la charge explosive est supérieur ou inférieur à 1. Dans le premier cas, les particules sont dispersées selon une couronne et

restent en aval de l'onde de souffle. Dans le second cas, elles forment un jet axial dense qui traverse l'onde de souffle, sur l'axe vertical, créant un choc attaché. La vitesse des particules est sous-estimée par le code, probablement parce qu'il ne restitue pas correctement, dans les premiers instants, le contournement des particules par l'onde de souffle. La prise en compte des phénomènes de compactions des particules diminuerait leur dispersion et augmenterait donc leur vitesse.

Les modèles et les interactions liés à l'intégration de la phase solide (4) dans M^{3}OUSSACA mènent à une bonne restitution de la dispersion des particules, avec et sans confinement. Sans confinement, la vitesse de ces particules est légèrement sous-estimée. Cela pourrait être corrigé, non seulement, en tenant compte leurs transferts thermiques avec les produits de détonation (qui les poussent), mais aussi en prenant en considération les interactions particulaires, qui sont principalement cohésives. En effet, il semble que les particules se diluent plus rapidement dans la simulation. Dans la mousse, cet écart n'est pas observé, du fait que celle-ci forme, localement, un front liquide limitant la dispersion des particules. Par ailleurs, la dispersion spatiale et temporelle de la phase liquide de la mousse et des produits de détonation est également correctement restituée par le code numérique.

De manière générale, le code M^{3}OUSSACA restitue convenablement la capture des particules par la mousse aqueuse.

Néanmoins, seuls quatre essais ont été simulés. La simulation des autres essais permettrait de confirmer les conclusions formulées précédemment. Il serait aussi nécessaire d'étudier l'influence des caractéristiques de la mousse et de la granulométrie des particules sur les simulations. Enfin, des difficultés ont été rencontrées lors de la simulation de cas mettant en jeu les quatre phases que contient le code M^{3}OUSSACA : notamment, le code s'avère être peu robuste lorsque qu'une phase est localement minoritaire. Cette problématique devra être résolue pour mener les études complémentaires envisagées.

Chapitre 9

Conclusions et perspectives

Conclusions

La mousse est un milieu diphasique complexe, composé d'empilements de cellules polyédriques liquides emprisonnant une phase gazeuse dispersée. Sa stabilité varie de quelques minutes à plus de 4 heures, selon le moyen de génération utilisé, la composition chimique du mélange et la quantité d'eau qu'il contient. Les mousses utilisées lors de nos différentes campagnes expérimentales sont des mousses aqueuses sèches ayant un foisonnement de 60 et des cellules de taille comprise entre $0,1$ et 1 mm. Les deux thèses précédentes ainsi que ces travaux ont permis de démontrer que les mousses sont un moyen efficace d'atténuer les effets de souffle de la détonation d'une charge explosive, mais également de ralentir et capturer des particules micrométriques, potentiellement nocives.

L'étude expérimentale du comportement dynamique, dans l'air et dans la mousse, de particules micrométriques mises en vitesse par impulsion, a permis d'élargir notre compréhension des phénomènes mis en jeu. Elle a consisté en la réalisation de deux campagnes expérimentales, l'une en tube à choc réalisée dans les locaux du CEA et l'autre, en canon à plasma, réalisée à l'Institut PPrime. L'utilisation de différents matériaux et granulométries de particules a permis de mettre en lumière une concordance entre la granulométrie des particules, leur masse volumique et la dilution du jet qu'elles forment en se dispersant dans l'air. À diamètre de particules fixé, plus la masse volumique des particules est élevée, moins elles sont ralenties par la mousse. De plus, la relation entre la granulométrie des particules et la probabilité de traverser le nœud d'une cellule de mousse, et donc d'être ralenties par celui-ci, a été démontrée. L'étude menée a mis en évidence le fait que cette probabilité augmente avec la valeur du rapport de la surface d'un film sur la surface de contact de la particule. De plus, lorsque ce rapport est $\ll 1$, le phénomène de cicatrisation du film après le passage de la particule est possible, limitant les transferts de quantité de mouvement entre les deux phases (solide et liquide). Deux régimes de vitesses des particules ont été observés lors de cette étude. Le premier, caractérisé par des vitesses élevées

($\approx$ 150 m·s^{-1}), est atteint par des particules "sèches", après le passage desquelles les films de mousse se sont cicatrisés. Avec des vitesses plus faibles ($\approx$ 30 m·s^{-1}), le second régime concerne des particules "humides", qui ont arraché et emporté avec elles des fragments de mousse lorsqu'elles ont traversé le confinement aqueux. La mousse ralentit les particules par paliers, et le taux de ralentissement obtenu lors de ces deux campagnes est compris entre 70 et 98 %. Des lois de traînée dans l'air et la mousse ont été déterminées à l'aide du code LagFoam. Ces lois dépendent respectivement du nombre de Reynolds particulaire Re_p, pour la première, et de la hauteur de mousse traversée h_m et du rayon des particules r_p, pour la seconde. Elles conduisent à une bonne restitution du ralentissement de particules pour différents matériaux, granulométries, masses et vitesses initiales de particules ainsi que pour différents volumes de mousse.

L'étude expérimentale de la capture, par mousse aqueuse, de particules micrométriques dispersées par explosif, basée sur les campagnes ADAM 2 et ADAM 3, réalisées au CEA/Gramat, a permis d'enrichir notre savoir-faire et nos connaissances sur ce sujet, très peu documenté dans la littérature ouverte. L'utilisation de charges explosives cylindriques a également permis de mettre en évidence les différences existant, en termes de caractéristiques géométriques et hydrodynamiques, entre les ondes de souffle générées par un cylindre d'explosif et par une charge sphérique. Il a d'ailleurs été montré que, dans le cas cylindrique considéré, l'onde se décompose en trois parties, en l'occurrence une onde radiale, une onde axiale et une onde de recollement. Il a également été mis en lumière l'existence de lois de similitude, pour les surpressions maximales et les temps réduits, fonction de la distance réduite, en accord avec diverses données de référence [2, 3, 35, 24], pour les essais réalisés avec et sans confinement. Deux régimes de dispersion de particules, dépendant du ratio entre la masse de particules et la masse de la charge et influant sur la forme de l'onde de souffle ont été observés. Dans le premier cas, les particules sont dispersées selon une couronne et restent en aval de l'onde de souffle. Dans le second cas, elles forment un jet axial dense qui traverse l'onde de souffle, sur l'axe vertical, créant un choc attaché. L'utilisation de différentes granulométries et masses de particules a permis de déterminer l'influence de ces paramètres sur le taux capture de particules pour un confinement aqueux. La capacité qu'a la mousse à capturer des particules micrométriques a été démontrée, avec un taux de capture qui a été évalué entre $94,5$ et 100 %. De la même façon que pour un filtre THE, plus la granulométrie des particules est fine, moins la mousse est efficace. De même, plus la masse de particules mise en jeu est importante, moins le confinement sera efficace. Naturellement, le taux de capture augmente avec la taille de confinement aqueux. Finalement, il a été démontré que les produits de détonation sont moins efficacement capturés par la mousse, leur granulométrie étant plus fine.

Le code M^{3}OUSSACA restitue correctement les surpressions et les temps d'arrivée des ondes de souffle dans l'air. Dans la mousse, à proximité de la charge, la surpression est surestimée et les temps d'arrivée sont donc sous-estimés. Cela est potentiellement dû à de la diffusion numérique sur l'axe de symétrie du modèle. Les lois de traînée, de transferts de masse et d'énergie implémentées participent à la bonne reproduction des profils de pressions pour l'ensemble des domaines de sollicitation explorés, avec et sans particules. Les deux régimes de dispersion de particules observés expérimentalement sont retrouvés numériquement , bien que la simulation sous-estime légèrement la vitesse de ces particules, en l'absence de confinement. Dans la mousse, le comportement des quatre phases (phase liquide de la mousse, phase gazeuse de la mousse, phase gazeuse des produits de détonation et phase solide représentant les particules) est correctement restitué, permettant ainsi de retrouver les taux de capture annoncés expérimentalement. Le code M^{3}OUSSACA est donc prédictif, en termes de quantification de la capture, par la mousse, de particules micrométriques dispersées par explosif.

Perspectives

Afin de poursuivre ces travaux, plusieurs points pourraient être améliorés ou approfondis. Dans cette partie, quelques-uns d'entre eux seront mentionnés.

L'étude du ralentissement de particules micrométriques par mousse aqueuse a permis de déterminer l'influence de plusieurs paramètres sur ce ralentissement. Néanmoins, l'influence de la vitesse initiale des particules sur leur ralentissement pourrait être étudiée en étendant la gamme de vitesses explorées au-delà de 500 m·s^{-1}. En effet, la variation de la vitesse initiale d'une centaine de m·s^{-1} n'a aucune influence sur le ralentissement de ces dernières. De même, une étude plus poussée sur les différents paramètres physiques intervenant dans ce ralentissement (granulométrie et nature des particules, densité de la mousse) permettrait de rattacher les différentes constantes utilisées dans la loi de traînée aqueuse, à ces paramètres physiques.

Concernant l'étude de la capture, par mousse aqueuse, de particules dispersées par explosif, il serait nécessaire d'acquérir des résultats expérimentaux complémentaires, à plus petites échelles, dans le but de s'affranchir des problématiques de colmatage de filtre, pour les essais réalisés sans confinement. De même, la réalisation d'expériences couvrant une plage de valeurs de R, rapport de la masse de particules dispersées sur celle de la charge explosive, plus importante, permettrait d'obtenir de plus amples résultats sur les effets d'échelles liés à ce type d'expériences. De même, la réalisation d'expériences complémen-

taires de détonation de charges cylindriques en présence ou non d'un confinement aqueux et pour une gamme plus élargie de distances réduites permettrait d'alimenter et de mieux contraindre le code.
Numériquement, la correction des instabilités numériques, présentes sur l'axe de symétrie, permettrait une meilleure restitution de l'onde de souffle aqueuse. De plus, le modèle de propagation du front de détonation bidimensionnel pourrait être amélioré, par le couplage de M^{3}OUSSACA avec un code hydrodynamique donnant, à l'instant initial, les caractéristiques de ce front. Enfin, lors des campagnes ADAMs, un chargement de particules dense était dispersé dans l'air. Afin de restituer correctement cette étape, le code M^{3}OUSSACA devra intégrer les phénomènes de compactions dynamiques du lit de particules solides, dans un formalisme multiphasique en déséquilibre de vitesses, ainsi que les transferts thermiques entre les phases gazeuses et la phase solide.

Bibliographie

[1] L. Domergue, R. Nicolas, J.-C. Marle, L. Mathey, M. D'aloisio, L. Buche, and C. Hubert. « Shock Wave Attenuation in Aqueous Foam ». Volume WIT Transactions on the Built Environment, Safety and Security Engineering III, 108. 2009, pages 82 –92 (cité en pages 1, 31).

[2] E. D. Prete. « Choc et onde de souffle dans les mousses aqueuses. Etude expérimentale et modélisation numérique. » PhD thesis. Université de Rouen, 2012 (cité en pages 1, 9, 10, 11, 19, 23, 24, 29, 31, 32, 58, 59, 126, 238).

[3] F. Ballanger. « Confinement de la détonation d'un objet explosif par mousse aqueuse sèche. Etude expérimentale et numérique. » PhD thesis. ISAE-ENSMA, 2015 (cité en pages 1, 9, 10, 11, 15, 25, 29, 30, 32, 34, 59, 60, 126, 133, 173, 175, 208, 225, 238).

[4] R. Clift and W. Gauvin. « The motion of particles in turbulent gas streams ». 1970 (cité en pages 2, 42, 44).

[5] N. Schiller. « Drag coefficient correlation ». *Z. ver. Deursch. Ing* (1935) (cité en pages 2, 42).

[6] C. Oseen. « Ueber den gueltigkeitsbereich der stockesschen widerstandsformel ». *Friedlander* (1913) (cité en pages 2, 3, 42, 79, 80).

[7] G. Rodriguez, P. Grandeboeuf, M. Khelifi, and J. Haas. « Drag coefficient measurement of spheres in a vertical shock tube and numerical simulation ». 1993 (cité en pages 2, 43).

[8] X. Rogue, G. Rodriguez, J. Haas, and R. Saurel. « Experimental and numerical investigaton of the shock-induced fluidization of particles bed ». *Shock Waves* (1998) (cité en pages 2, 3, 43, 71).

[9] A. L. Goff. « Figures d'impact : tunnels, vases, spirales et bambous ». PhD thesis. Université de Pierre et Marie Curie, 2009 (cité en pages 2, 55, 56, 57, 58, 106).

[10] C. Henderson. « Drag coefficients of spheres in continuum and rarefied flows ». *AIAA Journal* 14 (1976) (cité en pages 3, 43, 44, 79).

[11] Encyclo-ecolo. URL: https://www.encyclo-ecolo.com/Chene-liege (cité en page 6).

[12] Corkup. URL: https://corkup.fr/le-liege-fabrication-caracteristiques (cité en page 6).

[13] *Moyens fixes de lutte contre l'incendie - Stockages de liquides inflammables et de gaz inflammables liquéfiés*. Technical report DRA-16-156884-04985B. INERIS, Nov. 2016 (cité en page 7).

[14] J. Plateau. *Statique expérimentale et théorique des liquides soumis aux seules forces moléculaires*. Editions Gauthier-Villars, 1873 (cité en page 9).

[15] I. Cantat, S. Cohen-Addad, F. Elias, F. Graner, R. Hohler, O. Pitois, F. Rouyer, and A. Saint-Jalmes. *Les mousses : Structure et dynamique*. Collection Échelles. Editions Belin, 2010 (cité en page 9).

[16] T. Kelvin. *Philos. Mag.* 24 (1887) (cité en page 9).

[17] A.-B. Britan, G. Ben-Dor, H. Shapiro, M. Liverts, and I. Shreiber. « Drainage Effects on Shock Wave Propagating through Aqueous Foams ». *Colloids and Surfaces : Physicochemical Engineering Aspects* 309 (2007), pages 137–150 (cité en pages 10, 23).

[18] D. Weaire and S. Hutzler. *The Physics of Foams*. Oxford University Press, 1999 (cité en page 18).

[19] N. Gimenez. « Viellissement hydrolytique de mousses syntactiques époxyde-amine/verre pour l'utilisation thermique sous hautes pressions : Mécanismes de dégradation et simulation de la prise d'eau. » PhD thesis. INSA de Lyon, 2005 (cité en page 20).

[20] B. Imbert. *Etude d'un émulseur capable de produire une mousse visqueuse - l'émulseur R3x*. Technical report Note interne CEA -7/02/2013. 2013 (cité en page 20).

[21] A. Zimmermann. *Etude de l'auto portance des mousses pour le confinement des explosions*. Technical report. 2016 (cité en page 20).

[22] *Qualité de la mousse obtenue avec l'émulseur R3x et la lance LD 150 à convection libre - Comparaison avec la mousse obtenue avec les lances MAS à petite échelle*. Technical report 4600330515/P6G21. ERPI, Nov. 2018 (cité en pages 21, 22).

[23] J. Krasinski and A. Khosla. « Shock Wave Propagation and Attenuation in Foams ». *5 th Australian Conference on Hydraulics and Fluid Mechanics*. a noter, a noter (cité en page 23).

[24] W. Hartman, B. Boughton, and M. Larsen. *Blast Mitigation Capabilities of Aqueous Foam*. Technical report SAND2006-0533. Sandia National Laboratories, 2006 (cité en pages 23, 31, 35, 36, 173, 175, 238).

[25] B. Gelfand and M. Silnikov. « Explosions and Blast Control » (2004) (cité en page 23).

[26] V. Kudinov, B. Palamarchuk, B. Gelfand, and S. Gubin. « Shock waves in gas-liquid foams ». *Applied Mechanics* 13.3 (1977), pages 279–283 (cité en page 23).

[27] G. Jourdan, C. Mariani, L. Houas, A. Chinnayya, A. Hadjadj, E. D. Prete, J. Haas, N. Rambert, D. Counilh, and S. Faure. « Analysis of shock-wave propagation in aqueous foams using shock tube experiments ». *Physics of Fluids* 27.056101 (2015) (cité en pages 23, 126).

[28] a. Chauvin and al. « Experimental investigation of the propagation of a planar shock wave through a two-phase gas-liquid medium. » *Physics of Fluids* 733 (2011), pages 113301–113314 (cité en pages 23, 134).

[29] D. Counilh, E. D. Prete, A. Chinnayya, A. Hadjadj, N. Rambert, J. Haas, G. Jourdan, C. Mariani, and L. Houas. « Numerical modelling of shock wave propagation in a shock tube filled with aqueous foam ». *Proc. of the 29th International Symposium of Shock Waves (ISSW29)* (2013) (cité en page 26).

[30] A. Borisov, B. Gelfand, V. Kudinov, B. Palamarchuk, V. Stepanov, E. Timofeev, and S. Khomik. « Shock waves in water foams ». *Annalen der Physik* 435 (1943), pages 421–436 (cité en page 28).

[31] B. Hopkinson. *British Ordnance Board Minutes*. Technical report 13565. 1915 (cité en page 31).

[32] C. Cranz. *Lehrbuch der Ballistik*. Springer-Verlag, 1926 (cité en page 31).

[33] B. Palamarchuk and A. Postnov. « Shock Waves Attenuation at condensed HE detonations placed in gas contained envelopes. » *Applied Mechanics The use of explosion energy in welding techniques* (1989) (cité en page 31).

[34] B. Gelfand. « Attenuation of blast waves in two-phase mixtures ». *Proceedings of the International Symposium on Interdisciplinary Shock Wave Research, ISISW* 22.3 (22-24 March 2004), pages 150–166 (cité en page 31).

[35] *Unified Facilities Criteria 3-340-02 : Structures to resist the effects of accidental explosions*. Technical report. United State of America Department of Defense, Dec. 2008 (cité en pages 35, 36, 173, 175, 238).

[36] A. Lefrancois, S. Chapelle, S. Pauly, F. Donadieu, and J. Mespoulet. « Tremendous increase of the blast effect above HE plates characterised by small scale experiments ». *Military Aspects of Blast and Shock 20*. Oslo, Norway, Sept. 2008 (cité en page 35).

[37] L. Zhigang and W. Hai. « Drag force, diffusion coefficient, and electric mobily of small particles. I. Theory applicable to free-molecule regime ». *Physical Review* 68.6 (2003), pages 201–265 (cité en page 43).

[38] O. Igra and K. Takayama. « Shock tube study of the drag coefficient of a sphere in a non-stationary flow ». 1991 (cité en pages 43, 44).

[39] O. Igra and K. Takayama. « Shock tube study of the drag coefficient of a sphere in a non-stationary flow ». *Proceedings of the Royal Society of London A* (1993) (cité en pages 43, 44).

[40] C. Devals, G. Jourdan, J. Estivalezes, E. Meshkov, and L. Houas. « Shock tube spherical particle accelerating study for drag coefficient determination ». *Shock Waves* (2003) (cité en page 43).

[41] T. Suzuki, Y. Sakamura, O. Igra, T. Adachi, S. Kobayashi, A. Kotani, and Y. Funawatashi. « Shock tube study of particles'motion behind a planar shock wave ». *Measurement Science and Technology* (2005) (cité en page 43).

[42] G. Jourdan, L. Houas, O. Igra, J. Estivalezes, C. Devals, and E. Meshkov. « Drag coefficient of a sphere in a non-stationary flow ». *Proceedings of the Royal Society of London A* (2007) (cité en page 43).

[43] X. Rogue. « Expériences et simulations d'écoulements diphasiques en tube à choc ». PhD thesis. Université de Provence Aix-Marseille I, 1997 (cité en page 43).

[44] A. Martinez and C. O. K. Prestridge. « A new experiment to measure shocked particle drag using multi-pulse particle image velocimetry and particle tracking ». *Exp Fluids* 56 (2015). Edited by Springer-Verlag (cité en pages 44, 114).

[45] G. Tedeschi, H. Gouin, and M. Elena. « Résolution de l'équation du mouvement d'une particule à travers une onde de choc ». *La recherche aérospatiale* (1992) (cité en page 44).

[46] M. Sommerfield. « On the importance of the Basset history term on the particle motion induced by a plane shock wave ». 1993 (cité en page 44).

[47] G. Gouesbet and G. Gréhan. *Generalized lorenz-mie theories*. 2011 (cité en page 45).

[48] G. D. Boer, C. D. Weerd, D. Thoenes, and H. Goossens. « Laser diffraction spectrometry : Fraunhofer diffraction versus Mie Scattering ». *Particle Particle Sytems Caractherization* 4.1 () (cité en page 46).

[49] V. Marple and K. Willeke. « Inertial impactor : theory, design and use ». *Academic Press* (1976) (cité en page 47).

[50] V. Marple, K. Rubow, and S. Bohm. « A micro-orifice uniform deposit impactor ». *J. Aerosol Sc.* 434 (1991) (cité en page 47).

[51] J. Mitchell, P. Costa, and S. Waters. « An assessment of Andersen Mark-II cascade impactor ». *Journal of aerosol science* (1988). Edited by Elsevier (cité en page 47).

[52] V. Marple, D. Roberts, J. Romay, N. Miller, K. Truman, M. van Oort, B. Olson, M. Holroyd, J. Mitchell, and D. Hochrainer. « Next generation pharmaceutical impactor. Part I :Design ». *Journal of aerosol medicine* 3 (2003) (cité en page 47).

[53] V. Marple, J. Romay, N. Miller, B. Olson, K. Santhanakrishnan, J. Mitchell, and B. Hudson-Curtis. « Next generation pharmaceutical impactor. Part II :Archival calibration ». *Journal of aerosol medicine* 3 (2003) (cité en page 47).

[54] V. Marple, B. Olson, K. Santhanakrishnan, D. Roberts, J. Mitchell, and B. Hudson-Curtis. « Next generation pharmaceutical impactor. Part II : Extension of archival calibration to 15L/min ». *Journal of aerosol medicine* 4 (2004) (cité en page 47).

[55] M. Diouri, D. Bouland, C Frambourt, and G. Madelaine. *Nouveau spectromètre diffusionnel et inertiel*. Edited by Elsevier. 1988 (cité en page 47).

[56] J. Agarwal, R. Remiarz, F. Quant, and G. Sem. « Real-time aerodynamic particle size analyser ». *J. Aerosol Sc.* 222 (1982) (cité en page 48).

[57] J. Laborde. « Le comportement des aérosols : de l'installation à l'environnement ». 2005 (cité en page 49).

[58] P. Letourneau, P. Mulcey, and J. Vendel. « Aerosol penetration inside HEPA filtration media » () (cité en page 49).

[59] P. Letourneau, V. Renaudin, and J. Vendel. « Effects of the particle penetration inside the filter medium on the HEPA filter pressure drop ». 1990 (cité en page 50).

[60] S. Sutter, J. Johnston, and J. Mishima. *Aerosols generated by free fall spills of powders and solutions in static air*. 1981 (cité en page 50).

[61] M. Williams. « On some exact solutions of the space and time dependent coagulation equation for aerosols ». *J. of Colloid and Interface Science* 101 (1984) (cité en page 51).

[62] D. Cooper and M. Horowitz. « Exposure from indoor powder released : models and experiments ». *Am. Ind. Hyg. Assoc.* 47 (1993) (cité en page 51).

[63] M. Williams and S. Loyalka. « Theory and practice with special applications to the nuclear industry ». *Aerosol Science* (1991) (cité en page 51).

[64] 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*. Technical report DPEA/SERAC/LPMAC/03-14. CEA/Saclay, France: Institut de Radioprotection et de Sûreté nucléaire, Apr. 2003 (cité en pages 51, 202).

[65] J. Duespujols. *Spectrométrie d'émission des rayons X. Fluorescence X*. 2000 (cité en page 52).

[66] S. Eggins and J. Shelley. « Deposition and element fractionation process during atmospheric pressure laser sampling for analysis by ICP-MS ». *Applied Surface Science* 127-129 (1998) (cité en page 52).

[67] D. Frost, H. Kleine, M. slanik, A. H. ans S. McCahan, F. Zhang, and S. Murray. « Blast wave from heterogeneous explosives ». Volume 2. 1999 (cité en page 52).

[68] F. Zhang, D. Frost, P. thibault, and S. Murray. « Explosive dispersal of solid particle ». *Shock Waves* 10 (2001) (cité en page 52).

[69] D. Frost, F. Zhang, D. Ornthanalai, Z. Zarei, and V. Tanguays. « Particle momentum effects from the detonation of heterogeneous explosives ». *J. Appl. Phys.* 101 (2007) (cité en page 52).

[70] D. Frost, F. Zhang, and S. Goroshin. « Jet formation during explosive particle dispersal ». 2010 (cité en page 52).

[71] A. Milne, C. Parrish, and I. Worland. « Dynamics fragmentation of blast mitigants ». *Shock Waves* 20 (2010) (cité en page 52).

[72] C. Parrish and I. Worland. « Dynamic jet formation from mitigation materials ». Volume 1. 2011 (cité en page 52).

[73] D. Frost, Y. Grégroire, and S. G. F. Zhang. « Particle jet formation during explosive dispersal of solid particles ». *Phys. Fluids* 24 (2012) (cité en page 52).

[74] V. Boiko, V. Kiselev, S. Kiselev, A. Papyrin, S. Poplavsky, and V. Fomin. « Shock wave interaction with a cloud of particles ». *Shock Waves* 7 (1996) (cité en pages 52, 53).

[75] V. Rodriguez, R. Saurel, G. Jourdan, and L. Houas. « Solid-particle jet formation undershock-wave acceleration ». *Phys. Rev.* 88 (2013) (cité en page 53).

[76] V. Rodriguez, R. Saurel, G. Jourdan, and L. Houas. « External front instabilities induced by a shocked particle ring ». *Phys. Rev.* 90 (2014) (cité en page 53).

[77] V. Rodriguez, R. Saurel, G. Jourdan, and L. Houas. « Impulsive dispersion of granular layer by a weak blast wave ». *Shock Waves* 27 (2016). Edited by Springer-Verlag (cité en pages 53, 54).

[78] F. Zhang, R. Ripley, A. Yoshinika, C. Findlay, J. Anderson, and B. V. Rosen. « Explosive dispersal of solid particles ». *Shock Waves* 25 (2015) (cité en page 53).

[79] D. Frost. « Heterogeneous / particle-laden blast waves ». *Shock Waves* 28 (2018) (cité en page 53).

[80] H. Brode. « Numerical solutions of spherical blast wave ». *J. Appl. Phys.* 26 (1955) (cité en page 53).

[81] Y. Ling, A. Haselbacher, and S. Balachandar. « Simulation and scaling analysis of a spherical particle-laden blast wave ». *Shock Waves* 28 (2018) (cité en page 53).

[82] P. Bulat, N. Volkov, and T. Ilyna. « Interaction of a shock wave with a cloud of particles ». *Mathematics Education* 11 (2016) (cité en page 53).

[83] T. Xu, F. Lien, H. Ji, and F. Zhang. « Formation of particle jetting in a cylindrical shock tube ». *Shock Waves* 23 (2013) (cité en page 53).

[84] P. Maire, R. Abgrall, J. Breil, and J. Ovadia. « A cell-centered lagrangian scheme for two-dimensional compressible flow problems ». *Siam J.Sc. Comput.* 29 (2007), pages 1781–1824 (cité en page 62).

[85] G. Carré, S. D. Pino, B. Després, and E. Labourasse. « A cell-centered lagrangian hydrodynamics scheme on general unstructured meshes in arbitrary dimension ». *Journal of Computational Physics* (2009), pages 5160–5183 (cité en page 62).

[86] V. Carrier. « Coalescence in draining foams ». *Langmuir* (2003), page 4535 (cité en page 62).

[87] S. Philippe. « Développement d'une formulation arbitrairement lagrangienne eulérienne pour la simulation tridimensionnelle du laminage de produits plats ». PhD thesis. Ecole Nationale Supérieure des Mines de Paris, 2009, pages 16–22 (cité en page 66).

[88] M. Mikart. *Analyse de la projection de particules en milieu diphasique.* ISAE-ENSMA, 2015 (cité en page 76).

[89] X. Rogue. « Expériences et simulations d'écoulements diphasiques en tube à choc ». PhD thesis. Université de Provence Aix-Marseille I, 1997 (cité en page 79).

[90] K. C. Adiga, H. D. Willaver, R. Aranth, and F. Williams. « Implication of droplet breakup and formation of ultra fine mist in blast mitigation ». *Fire Safety Journal* 44 (2009), pages 363–369 (cité en page 126).

[91] R. Abgrall and R. Saurel. « Discrete equations for physical and numerical compressible multiphase mixtures ». *Journal of Computational Physics* 186.2 (2003), pages 361–196 (cité en page 128).

[92] A. Chinnayya, E. Daniel, and R. Saurel. « Modelling detonation waves in heterogeneous energetic materials ». *Journal of Computational Physics* 196.2 (2004), pages 490–538 (cité en page 129).

[93] M. Ishii and T. Hibiki. *Thermo-Fluid Dynamics of Two-Phase Flow.* Editions Springer, 2011, pages 330–345 (cité en page 130).

[94] D. R. Guildenbecher, C. López-Riviera, and P. E. Sojka. « Secondary atomization ». *Exp. Fluids* 46 (2009), pages 371–402 (cité en page 133).

[95] M. Pilch and C. Erdman. « Use of breakup time data and velocity history data to predict the maximum size of stable fragments for acceleration-induced breakup of liquid drop ». *Proc. R. Soc. Lond. A* 414 (1987), pages 197–219 (cité en page 134).

[96] A. Ranger and J. Nicholls. « Aerodynamic shattering of liquid drops ». *AIAA Journal* 7 (1969), pages 285–290 (cité en page 134).

[97] B. Gelfand. « Droplet breakup phenomena in flows with velocity lag ». *Progress in Energy and Combustion Science* 22.3 (1996), pages 201–265 (cité en page 134).

[98] A. Chauvin, E. Daniel, A. Chinnayya, J. Massoni, and G. Jourdan. « Shock waves in sprays : numerical study of secondary atomization and experimental comparisons ». *Shock waves* 27.056101 (2015) (cité en page 134).

[99] W. Fickett and W. Davis. *Detonation : Theory and Experiment*. Dover Publications, 1979 (cité en page 135).

[100] O. L. Métayer, J. Massoni, and 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 (2004), pages 265–276 (cité en page 137).

[101] G. Baudin and R. Serradeill. « Review of Jones-Wilkins-Lee equation of state ». *EPJ Web of Conferences* 10.00021 (2010) (cité en page 138).

Annexe A

Schéma de GLACE

Système à résoudre :

$$\begin{cases} \rho D_t \tau = \nabla u \\ \rho D_t 1 = 0 \\ \rho D_t u = -\nabla p \\ \rho D_t \tau = -\nabla(pu) \end{cases} \tag{A.1}$$

avec,

$$\begin{aligned} D_t \phi &= \partial t \phi + u \nabla \phi \\ \epsilon = E - \frac{1}{2} u^2 ; \tau &= \frac{1}{\rho} \\ p &= p(\tau, \epsilon) \end{aligned}$$

avec ρ la densité de masse et τ le volume spécifique. $\mathbf{u}$ et E sont respectivement la vitesse et la densité d'énergie totale. ϵ est la densité d'énergie interne, et p la pression. Par ailleurs, D_t est la dérivée lagrangienne.

Construction du schéma de GLACE

La construction s'appuie sur une discrétisation de l'opérateur gradient compatible avec la discrétisation de l'opérateur divergence et sur une généralisation nodale des formules qui caractérisent un solveur de Riemann approché (Solveur de Godunov unidimensionnel).
Soit $\nu \subset \mathbb{R}^d$ décomposé en mailles d'indice j avec d la dimension de l'espace $d = 1, 2, 3$.

Le volume de la maille j est noté V_j. V_j se déplace au cours du temps car le maillage se déplace. On notera donc V_j^k le volume au pas de temps k. Soit r les indices des sommets de la maille. Un noeud r a donc pour position $x_r \in \mathbb{R}^d$. On doit donc calculer V_j en fonction de la position des points x_r et V_j'(t) qui est la variation du volume de la maille en fonction de la vitesse des points : u_r(t) = x_r' (t).

Définition des $\mathbf{C}_{jr}$

Il existe une famille de vecteurs $\mathbf{C}_{jr} \in \mathbb{R}^d$, ne dépendant que des positions et des connectivités des sommets x_r, et permettant le calcul exact de la variation du volume V_j' de la maille, $\forall u_r$ des sommets et $\forall j$:

$$\forall j, \forall x_r, \exists \mathbf{C}_{jr} tq \forall \mathbf{u}_r, V_j'(t) = \sum_r (\mathbf{C}_{jr}, \mathbf{u}_r)$$

Les $\mathbf{C}_{jr}$ ainsi construits vérifient donc :

- $\mathbf{C}_{jr} = \nabla_{x_r} V_j$
- $\sum_r \mathbf{C}_{jr} = 0$
- $\sum_j \mathbf{C}_{jr} = 0$

Soit $r = j + \frac{1}{2}$ le noeud entre les mailles j et $j+1$. Alors avec les différentes propriétés des $\mathbf{C}_{jr}$ on a en $1D$ $C_{j,j+\frac{1}{2}} = 1$ et $C_{j,j-\frac{1}{2}} = -1$

Discrétisation de l'opérateur divergence et du gradient

La masse M_j d'une maille lagrangienne ne dépend pas du temps. On a

$$M_j = V_j(t)\rho_j(t)$$

Soit $\tau_j = \frac{1}{\rho_j}$ le volume spécifique. On a donc

$$M_j \tau_j'(t) = V_j'(t) = \sum_r (\mathbf{C}_{jr}, \mathbf{u}_r)$$

De l'équation de la conservation du volume, on peut faire l'approximation suivante :

$$\int_j \nabla \mathbf{u} dx \approx \sum_r (\mathbf{C}_{jr}, \mathbf{u}_r)$$

De façon similaire on peut dire :

$$\int_j \nabla p dx \approx \sum_r \mathbf{C}_{jr} p_{jr}$$

et

$$\int_j \nabla (pu) dx \approx \sum_r \mathbf{C}_{jr} p_{jr} \mathbf{u}$$

Solveurs nodaux

Le schéma de GLACE utilise l'invariant acoustique de Godunov, qui est une généralisation des solveurs de Riemann approchés en $1D$, dans la direction parallèle au vecteur C_{jr}.

$$dp + (\rho c) d\mathbf{un} = 0 \quad \text{donc} \quad p_{jr} - p_j + (\rho_j c_j)(\mathbf{u}_r - \mathbf{u}_j, \mathbf{n}_{jr}) = 0 \tag{A.2}$$

avec $\mathbf{n}_{jr} = \frac{C_{jr}}{C_{jr}}$ direction normale et $|n_{jr}| = 1$ et c_j la vitesse du son dans la maille j.
La loi d'action et de réaction autour d'un noeud r implique

$$\sum_j \mathbf{C}_{jr} p_{jr} = 0 \tag{A.3}$$

En combinant (A.2) et (A.3) on a le système linéaire suivant :

$$A_r \mathbf{u}_r = b_r \tag{A.4}$$

$$\text{avec } A_r = \sum_j \rho_j c_j \frac{\mathbf{C}_{jr} \otimes \mathbf{C}_{jr}}{\mathbf{C}_{jr}} \tag{A.5}$$

$$\tag{A.6}$$

A_r est une matrice symétrique positive et inversible pour un maillage non dégénéré.

$$\mathbf{b}_r = \sum_j \mathbf{C}_{jr} p_j + \sum_j \mathbf{C}_{jr} \rho_j c_j (\mathbf{C}_{jr}, \mathbf{u}_j) \tag{A.7}$$

La solution est donc

$$\mathbf{u}_r = A_r^{-1} \mathbf{b}_r \tag{A.8}$$

Une fois $\mathbf{u}_r$ déterminée, on obtient p_{jr} avec (A.2).

Annexe B

Propriétés du modèle et du schéma développés

Propriétés du modèle

Propriété 1 (Conservation)**.** *Le modèle (4.1)–(4.2) est conservatif en masse et volume. De plus il est conservatif en termes de somme des impulsions du fluide et du solide ainsi qu'en termes de somme de leurs énergies totales.*

Démonstration. La conservation de la masse et du volume du fluide est une conséquence directe des équations d'Euler sans frottement, l'équation (4.1) étant inchangée.
La variation de quantité de mouvement totale s'écrit

$$\mathcal{J}'(t) = \int_{\Omega_f(t)} \rho_f D_t \mathbf{u}_f \; d\Omega_f(t) + M_s \mathbf{u}_s',$$

donc, d'après (4.13) et (4.2), on a

$$\begin{aligned}
\mathcal{J}'(t) &= \int_{\Omega_f(t)} -\nabla p_f + \mathbf{1}_{\Omega_s(t)} \rho_f \nu(\mathbf{u}_s - \mathbf{u}_f) \; d\Omega_f(t) + \int_{\Omega_s(t)} \rho_f \nu(\mathbf{u}_f - \mathbf{u}_s), \\
\mathcal{J}'(t) &= \int_{\Omega_f(t)} -\nabla p_f \; d\Omega_f(t) + \int_{\Omega_s(t)} \rho_f \nu(\mathbf{u}_s - \mathbf{u}_f) + \int_{\Omega_s(t)} \rho_f \nu(\mathbf{u}_f - \mathbf{u}_s), \\
\mathcal{J}'(t) &= -\int_{\partial\Omega_f(t)} p_f \mathbf{n}_{\partial\Omega_f(t)},
\end{aligned}$$

où $\mathbf{n}_{\partial\Omega_f(t)}$ est la normale sortante à $\Omega_f(t)$. Ceci prouve que la variation d'impulsion n'est liée qu'aux forces de pressions extérieures exercées sur le fluide.
En procédant de la même manière, on montre la conservation de la somme des énergies totales : $\mathcal{E}$. On a

$$\mathcal{E}'(t) = \int_{\Omega_f(t)} \rho_f D_t E_f \; d\Omega_f(t) + M_s E_s',$$

où $E'_s = \epsilon'_s + K'_s$, et K'_s désigne la variation d'énergie cinétique du solide. On a

$$K'_s = \frac{1}{2}(\mathbf{u}_s \cdot \mathbf{u}_s)' = \mathbf{u}_s^T \mathbf{u}'_s = \frac{1}{M_s} \int_{\Omega_s(t)} \rho_f \nu \ \mathbf{u}_s^T (\mathbf{u}_f - \mathbf{u}_s).$$

Donc

$$\begin{aligned}
\mathcal{E}'(t) = \int_{\Omega_f(t)} & -\nabla \cdot (p_f \mathbf{u}_f) + \mathbf{1}_{\Omega_s} \rho_f \nu \ \mathbf{u}_f^T (\mathbf{u}_s - \mathbf{u}_f) \ d\Omega_f(t) + M_s E'_s \\
& + \int_{\Omega_s(t)} \rho_f \nu \ \|\mathbf{u}_f - \mathbf{u}_s\|^2 + \int_{\Omega_s(t)} \rho_f \nu \ \mathbf{u}_s^T (\mathbf{u}_f - \mathbf{u}_s), \\
\mathcal{E}'(t) = & - \int_{\partial\Omega_f(t)} p_f \mathbf{u}_f \cdot \mathbf{n}_{\partial\Omega_f(t)}
\end{aligned}$$

Là encore, la variation d'énergie totale n'est liée qu'au travail des forces de pression extérieures appliquées au fluide. □

Remarque 1. *On peut affiner le résultat et montrer pour l'énergie totale et la quantité de mouvement qu'il y a conservation* ***locale*** *dans les zones où le fluide est seul. Par contre, ces conservations sont* ***globales*** *dans les zones où le solide est présent.*

Propriété 2. *Le modèle (4.1)–(4.2) est invariant par changement de repère Galiléen.*

Démonstration. On omet les conditions aux limites.
Soit $(\tau_f, \mathbf{u}_f, \epsilon_f, \mathbf{u}_s, \epsilon_s)$ solution de (4.1)–(4.2) pour des données initiales $(\tau_f^0, \mathbf{u}_f^0, \epsilon_f^0, \mathbf{u}_s^0, \epsilon_s^0)$.
Soit $\mathbf{u}_G \in \mathbb{R}^d$, il faut montrer que $(\tau_f, \mathbf{u}_f + \mathbf{u}_G, \epsilon_f, \mathbf{u}_s + \mathbf{u}_G, \epsilon_s)|_{\mathbf{x}-t\mathbf{u}_G,t}|$, pour un état initial défini par $(\tau_f^0, \mathbf{u}_f^0 + \mathbf{u}_G, \epsilon_f^0, \mathbf{u}_s^0 + \mathbf{u}_G, \epsilon_s^0)$, est solution de (4.1)–(4.2).
Injectons cette solution dans le système, en notant l'énergie totale du fluide E_f^G, on a dans ce cas

$$\begin{aligned}
\rho_f D_t^G \tau_f &= \nabla \cdot (\mathbf{u}_f + \mathbf{u}_G), \\
\rho_f D_t^G (\mathbf{u}_f + \mathbf{u}_G) &= -\nabla p_f + \mathbf{1}_{\Omega_s} \rho_f \nu (\mathbf{u}_s + \mathbf{u}_G - \mathbf{u}_f - \mathbf{u}_G), \\
\rho_f D_t^G E_f^G &= -\nabla \cdot (p_f (\mathbf{u}_f + \mathbf{u}_G)) + \mathbf{1}_{\Omega_s} \rho_f \nu \ (\mathbf{u}_f + \mathbf{u}_G)^T (\mathbf{u}_s + \mathbf{u}_G - \mathbf{u}_f - \mathbf{u}_G), \\
M_s (\mathbf{u}_s + \mathbf{u}_G)' &= \int_{\Omega_s} \rho_f \nu (\mathbf{u}_f + \mathbf{u}_G - \mathbf{u}_s - \mathbf{u}_G), \\
M_s \epsilon'_s &= \int_{\Omega_s} \rho_f \nu \ \|\mathbf{u}_f + \mathbf{u}_G - \mathbf{u}_s - \mathbf{u}_G\|^2,
\end{aligned}$$

où
$D_t^G = \partial_t + (\mathbf{u}_s + \mathbf{u}_G) \cdot \nabla = D_t + \mathbf{u}_G \cdot \nabla$. Comme $\mathbf{u}_G$ est constante en espace et en temps,

on a alors

$$\begin{aligned}
\rho_f D_t^G \tau_f &= \nabla \cdot \mathbf{u}_f, \\
\rho_f D_t^G \mathbf{u}_f &= -\nabla p_f + \mathbf{1}_{\Omega_s} \rho_f \nu (\mathbf{u}_s - \mathbf{u}_f), \\
\rho_f D_t^G E_f^G &= -\nabla \cdot (p_f \mathbf{u}_f) - \mathbf{u}_G \cdot \nabla p_f + \mathbf{1}_{\Omega_s} \rho_f \nu \ (\mathbf{u}_f + \mathbf{u}_G)^T (\mathbf{u}_s - \mathbf{u}_f), \\
M_s \mathbf{u}_s' &= \int_{\Omega_s} \rho_f \nu (\mathbf{u}_f - \mathbf{u}_s), \\
M_s \epsilon_s' &= \int_{\Omega_s} \rho_f \nu \ \|\mathbf{u}_f - \mathbf{u}_s\|^2.
\end{aligned}$$

La première équation montre que τ_f et donc ρ_f sont bien les solutions du problème initial transportées à vitesse $\mathbf{u}_G$. Il en va de même pour l'équation d'impulsion, l'accélération est transportée à vitesse $\mathbf{u}_G$. Enfin, il en va de même pour les deux équations d'évolution du solide. Reste donc à analyser l'équation d'énergie.
Pour cela, commençons par expliciter la variation d'énergie cinétique dans le repère se déplaçant à vitesse $\mathbf{u}_G$. On a (pour des solutions régulières [1])

$$(\mathbf{u}_f + \mathbf{u}_G)^T \rho_f D_t^G (\mathbf{u}_f + \mathbf{u}_G) = (\mathbf{u}_f + \mathbf{u}_G)^T (-\nabla p_f + \mathbf{1}_{\Omega_s} \rho_f \nu (\mathbf{u}_s - \mathbf{u}_f)),$$

soit

$$\rho_f D_t^G K_f^G = \rho_f D_t^G \frac{1}{2} \|\mathbf{u}_f + \mathbf{u}_G\|^2 = (\mathbf{u}_f + \mathbf{u}_G)^T (-\nabla p_f + \mathbf{1}_{\Omega_s} \rho_f \nu (\mathbf{u}_s - \mathbf{u}_f)).$$

La variation d'énergie interne s'écrit donc

$$\begin{aligned}
\rho_f D_t^G \epsilon_f = -\nabla \cdot (p_f \mathbf{u}_f) - \mathbf{u}_G \cdot \nabla p_f + \mathbf{1}_{\Omega_s} \rho_f \nu \ (\mathbf{u}_f + \mathbf{u}_G)^T (\mathbf{u}_s - \mathbf{u}_f) \\
+ (\mathbf{u}_f + \mathbf{u}_G)^T (\nabla p_f - \mathbf{1}_{\Omega_s} \rho_f \nu (\mathbf{u}_s - \mathbf{u}_f)),
\end{aligned}$$

soit

$$\begin{aligned}
\rho_f D_t^G \epsilon_f &= -\nabla \cdot (p_f \mathbf{u}_f) - \mathbf{u}_G \cdot \nabla p_f + (\mathbf{u}_f + \mathbf{u}_G)^T (\nabla p_f) \\
&= -p_f \nabla \cdot \mathbf{u}_f,
\end{aligned}$$

qui n'est autre que la variation d'énergie interne transportée. □

1. Pour être écrit proprement, la démonstration doit être faite au sens des distributions, et il est nécessaire de donner un sens aux éventuels produits non conservatifs.

Propriétés du schéma

Propriété 3 (Conservation)**.** *Le schéma défini par (4.3)–(4.5) est conservatif en masse et en volume pour le fluide et le solide. Il est également conservatif pour la somme de leurs impulsions et pour la somme de leurs énergies totales.*

Démonstration. Les conservations de la masse et du volume du fluide et du solide sont évidentes.

Calculons la somme des impulsions au temps $n+1$ en omettant les conditions aux limites pour simplifier la présentation. On a

$$\sum_j m_j \mathbf{u}_j^{n+1} + M_s \mathbf{u}_s^{n+1} = \sum_j m_j \mathbf{u}_j^n + \Delta t \sum_j \left(-\sum_r \mathbf{F}_{jr} + \mathbf{1}_{j\subset\Omega_s} \sum_r \rho_r \nu B_{jr} (\mathbf{u}_s^{n+1} - \mathbf{u}_j^{n+1}) \right) + M_s \mathbf{u}_s^n + \Delta t \sum_{j\in\mathcal{M}\cap\Omega_s} \sum_r \rho_r \nu B_{jr} (\mathbf{u}_j^{n+1} - \mathbf{u}_s^{n+1}),$$

donc, comme $\sum_j \sum_r \mathbf{F}_{jr} = \sum_r \sum_j \mathbf{F}_{jr} = \mathbf{0}$, d'après (4.5), on a

$$\sum_j m_j \mathbf{u}_j^{n+1} + M_s \mathbf{u}_s^{n+1} = \sum_j m_j \mathbf{u}_j^n + M_s \mathbf{u}_s^n.$$

Procédons maintenant de même pour l'énergie totale. La première étape consiste à calculer la variation d'énergie cinétique que nous ajouterons ensuite à (4.5) pour calculer l'énergie totale.

On a

$$\mathbf{u}_s^{n+1} - \mathbf{u}_s^n = \frac{\Delta t}{M_s} \sum_{j\in\mathcal{M}\cap\Omega_s} \sum_r \rho_r \nu B_{jr} (\mathbf{u}_j^{n+1} - \mathbf{u}_s^{n+1}),$$

soit

$$\|\mathbf{u}_s^{n+1}\|^2 - \|\mathbf{u}_s^n\|^2 = \frac{\Delta t}{M_s} \sum_{j\in\mathcal{M}\cap\Omega_s} \sum_r \rho_r \nu \, (\mathbf{u}_s^{n+1} + \mathbf{u}_s^n)^T B_{jr} (\mathbf{u}_j^{n+1} - \mathbf{u}_s^{n+1}),$$

et donc

$$K_s^{n+1} = K_s^n + \frac{\Delta t}{M_s} \sum_{j\in\mathcal{M}\cap\Omega_s} \sum_r \rho_r \nu \, \frac{(\mathbf{u}_s^{n+1} + \mathbf{u}_s^n)^T}{2} B_{jr} (\mathbf{u}_j^{n+1} - \mathbf{u}_s^{n+1}).$$

On écrit maintenant la somme des énergies totales,

$$\sum_j m_j E_j^{n+1} + M_s E_s^{n+1} = \sum_j m_j E_j^n + \Delta t \sum_j \left(-\sum_r \mathbf{F}_{jr} \cdot \mathbf{u}_r + \mathbf{1}_{j\subset\Omega_s} \sum_r \rho_r \nu \ \mathbf{u}_r^T B_{jr} (\mathbf{u}_s^{n+1} - \mathbf{u}_j^{n+1}) \right)$$
$$+ M_s \epsilon_s^n + \Delta t \sum_{j\in\mathcal{M}\cap\Omega_s} \sum_r \rho_r \nu \left(\mathbf{u}_r - \frac{\mathbf{u}_s^{n+1} + \mathbf{u}_s^n}{2} \right)^T B_{jr} (\mathbf{u}_j^{n+1} - \mathbf{u}_s^{n+1})$$
$$+ M_s K_s^n + \Delta t \sum_{j\in\mathcal{M}\cap\Omega_s} \sum_r \rho_r \nu \ \frac{(\mathbf{u}_s^{n+1} + \mathbf{u}_s^n)^T}{2} B_{jr} (\mathbf{u}_j^{n+1} - \mathbf{u}_s^{n+1})$$

$$\sum_j m_j E_j^{n+1} + M_s E_s^{n+1} = \sum_j m_j E_j^n + M_s \epsilon_s^n + M_s K_s^n = \sum_j m_j E_j^n + M_s E_s^n.$$

□

Propriété 4. *Le schéma (4.3)–(4.5) est invariant par changement de repère Galiléen.*

Démonstration. Pour démontrer cette propriété, on choisit l'état au temps $t = t^n$ $(\bar{\tau}_j^n, \bar{\mathbf{u}}_j^n + \mathbf{u}_G, \bar{\epsilon}_j^n, \bar{\mathbf{u}}_s^n + \mathbf{u}_G, \bar{\epsilon}_s^n)$ et on va montrer que $\forall \mathbf{u}_G \in \mathbb{R}^d$, la solution donnée par (4.3)–(4.5) est $(\bar{\tau}_j^{n+1}, \bar{\mathbf{u}}_j^{n+1} + \mathbf{u}_G, \bar{\epsilon}_j^{n+1}, \bar{\mathbf{u}}_s^{n+1} + \mathbf{u}_G, \bar{\epsilon}_s^{n+1})$.

La première étape consiste à calculer la vitesse du maillage $\mathbf{u}_r$ et à montrer que $\mathbf{u}_r = \bar{\mathbf{u}}_r + \mathbf{u}_G$. On a à partir de (4.5)

$$\sum_j \mathbf{C}_{jr} p_j + \sum_j A_{jr} (\mathbf{u}_j^n - \mathbf{u}_r) + \sum_j \mathbf{1}_{j\subset\Omega_s} \rho_r \nu B_{jr} (\mathbf{u}_s^n - \mathbf{u}_r) = \mathbf{0},$$

soit

$$\left(\sum_j A_{jr} + \sum_j \mathbf{1}_{j\subset\Omega_s} \rho_r \nu B_{jr} \right) \mathbf{u}_r = \sum_j \mathbf{C}_{jr} p_j + \sum_j A_{jr} \mathbf{u}_j^n + \sum_j \mathbf{1}_{j\subset\Omega_s} \rho_r \nu B_{jr} \mathbf{u}_s^n.$$

On rappelle que $\mathbf{C}_{jr}$ et B_{jr} ne dépendent que de la géométrie de la maille et que A_{jr} ne dépend que de la géométrie et de $\rho_j c_j$, où $c_j = c(\rho_j, \epsilon_j)$ est la vitesse du son. De même ρ_r ne dépend que des ρ_j et ν ne dépend (éventuellement) que des quantités thermodynamiques ou de l'écart des vitesses fluide/solide. Toutes ces quantités sont donc indépendantes de $\mathbf{u}_G$ et il en va de même pour $p_j = p(\rho_j, \epsilon_j)$. Explicitons maintenant le schéma dans le cas $(\tau_j^n, \mathbf{u}_j^n, \epsilon_j^n, \mathbf{u}_s^n, \epsilon_s^n) = (\bar{\tau}_j^n, \bar{\mathbf{u}}_j^n + \mathbf{u}_G, \bar{\epsilon}_j^n, \bar{\mathbf{u}}_s^n + \mathbf{u}_G, \bar{\epsilon}_s^n)$. On a donc

$$\left(\sum_j \bar{A}_{jr} + \sum_j \mathbf{1}_{j\subset\Omega_s} \bar{\rho}_r \bar{\nu} \bar{B}_{jr} \right) \mathbf{u}_r = \sum_j \bar{\mathbf{C}}_{jr} \bar{p}_j + \sum_j \bar{A}_{jr} (\bar{\mathbf{u}}_j^n + \mathbf{u}_G) + \sum_j \mathbf{1}_{j\subset\Omega_s} \bar{\rho}_r \bar{\nu} \bar{B}_{jr} (\mathbf{u}_s^n + \mathbf{u}_G),$$

soit

$$\left(\sum_j \bar{A}_{jr} + \sum_j \mathbf{1}_{j\subset\Omega_s}\bar{\rho}_r\bar{\nu}\bar{B}_{jr}\right)\mathbf{u}_r$$
$$= \sum_j \bar{\mathbf{C}}_{jr}\bar{p}_j + \sum_j \bar{A}_{jr}\bar{\mathbf{u}}_j^n + \sum_j \mathbf{1}_{j\subset\Omega_s}\bar{\rho}_r\bar{\nu}\bar{B}_{jr}\mathbf{u}_s^n + \left(\sum_j \bar{A}_{jr} + \sum_j \mathbf{1}_{j\subset\Omega_s}\bar{\rho}_r\bar{\nu}\bar{B}_{jr}\right)\mathbf{u}_G.$$

Tout d'abord, comme la matrice $\sum_j \bar{A}_{jr} + \sum_j \mathbf{1}_{j\subset\Omega_s}\bar{\rho}_r\bar{\nu}\bar{B}_{jr}$ est symétrique définie positive, la solution de ce système $\mathbf{u}_r$ existe et est unique.

Notons $\bar{\mathbf{u}}_r$ la solution associée au cas particulier $\mathbf{u}_G = \mathbf{0}$. Par linéarité, et comme $\mathbf{u}_r$ est unique, on a montré que :

$$\left(\sum_j \bar{A}_{jr} + \sum_j \mathbf{1}_{j\subset\Omega_s}\bar{\rho}_r\bar{\nu}\bar{B}_{jr}\right)(\bar{\mathbf{u}}_r + \mathbf{u}_G)$$
$$= \sum_j \bar{\mathbf{C}}_{jr}\bar{p}_j + \sum_j \bar{A}_{jr}\bar{\mathbf{u}}_j^n + \sum_j \mathbf{1}_{j\subset\Omega_s}\bar{\rho}_r\bar{\nu}\bar{B}_{jr}\mathbf{u}_s^n + \left(\sum_j \bar{A}_{jr} + \sum_j \mathbf{1}_{j\subset\Omega_s}\bar{\rho}_r\bar{\nu}\bar{B}_{jr}\right)\mathbf{u}_G.$$

Cette première étape étant terminée, on déduit alors que $\mathbf{x}_r^{n+1} = \mathbf{x}_r^n + \Delta t(\bar{\mathbf{u}}_r + \mathbf{u}_G)$. Le volume au temps $t = t^{n+1}$ s'écrit

$$\bar{V}_j^{n+1} = \frac{1}{d}\sum_r \bar{\mathbf{C}}_{jr}^{n+1}\cdot\mathbf{x}_r^{n+1}.$$

Comme par définition, $\mathbf{C}_{jr} = \nabla_{\mathbf{x}_r} V_j$, $\bar{\mathbf{C}}_{jr}^{n+1}$ est indépendant de $\mathbf{u}_G$, et que par ailleurs, $\sum_r \mathbf{C}_{jr} = \mathbf{0}$ en géométrie plane, il vient :

$$\bar{V}_j^{n+1} = \frac{1}{d}\sum_r \bar{\mathbf{C}}_{jr}^{n+1}\cdot(\mathbf{x}_r^n + \Delta t(\bar{\mathbf{u}}_r + \mathbf{u}_G)),$$
$$\bar{V}_j^{n+1} = \frac{1}{d}\sum_r \bar{\mathbf{C}}_{jr}^{n+1}\cdot\mathbf{x}_r^n + \Delta t\frac{1}{d}\sum_r \bar{\mathbf{C}}_{jr}^{n+1}\cdot\bar{\mathbf{u}}_r + \Delta t\frac{1}{d}\underbrace{\sum_r \bar{\mathbf{C}}_{jr}^{n+1}\cdot\mathbf{u}_G}_{=\mathbf{u}_G\cdot\sum_r\bar{\mathbf{C}}_{jr}^{n+1}=\mathbf{0}}.$$

On a montré que $\bar{V}_j^{n+1}$ est indépendant de $\mathbf{u}_G$. Le caractère Lagrangien du schéma implique donc que $\bar{\rho}_j^{n+1} = \frac{M_j}{\bar{V}_j^{n+1}}$ est aussi indépendant de $\mathbf{u}_G$. Comme $\bar{\tau}_j^{n+1} = \frac{1}{\bar{\rho}_j^{n+1}}$, il en va de même pour le volume spécifique.

Forts de ces résultats, il vient immédiatement, d'après (4.5), que $\bar{\mathbf{F}}_{jr}$ est indépendant de $\mathbf{u}_G$.

Intéressons nous maintenant aux vitesses au temps t^{n+1}. Pour la partie fluide, consi-

dérons séparément les cas où la maille fluide j est dans le solide (en frottement) ou en dehors du solide (libre).

Cas libre : $j \in \mathcal{M} \cap (\Omega_f \setminus \Omega_s)$**.** On a

$$\mathbf{u}_j^{n+1} = \bar{\mathbf{u}}_j^n + \mathbf{u}_G - \frac{\Delta t}{m_j} \sum_r \bar{\mathbf{F}}_{jr}.$$

Comme $\bar{\mathbf{F}}_{jr}$ est indépendant de $\mathbf{u}_G$ et en notant $\bar{\mathbf{u}}_j^{n+1}$ la solution dans le cas $\mathbf{u}_G = \mathbf{0}$, on a bien $\mathbf{u}_j^{n+1} = \bar{\mathbf{u}}_j^{n+1} + \mathbf{u}_G$.

Cas avec frottement : $j \in \mathcal{M} \cap \Omega_s$**.** Dans ce cas, le système linéaire suivant doit être résolu :

$$\begin{cases} \mathbf{u}_{j_0}^{n+1} = \bar{\mathbf{u}}_{j_0}^n + \mathbf{u}_G + \frac{\Delta t}{m_{j_0}} \left(-\sum_r \bar{\mathbf{F}}_{j_0 r} + \sum_r \bar{\rho}_r \bar{\nu} \bar{B}_{j_0 r} (\mathbf{u}_s^{n+1} - \mathbf{u}_{j_0}^{n+1}) \right), \\ \vdots \\ \mathbf{u}_{j_N}^{n+1} = \bar{\mathbf{u}}_{j_N}^n + \mathbf{u}_G + \frac{\Delta t}{m_{j_N}} \left(-\sum_r \bar{\mathbf{F}}_{j_N r} + \sum_r \bar{\rho}_r \bar{\nu} \bar{B}_{j_N r} (\mathbf{u}_s^{n+1} - \mathbf{u}_{j_N}^{n+1}) \right), \\ \mathbf{u}_s^{n+1} = \bar{\mathbf{u}}_s^n + \mathbf{u}_G + \frac{\Delta t}{M_s} \sum_{j \in \mathcal{M} \cap \Omega_s} \sum_r \bar{\rho}_r \bar{\nu} \bar{B}_{jr} (\mathbf{u}_j^{n+1} - \mathbf{u}_s^{n+1}), \end{cases}$$

où $\{j \in \mathcal{M} \cap \Omega_s\} = \{j_0, \ldots, j_N\}$, soit

$$\bar{A} \begin{pmatrix} \mathbf{u}_{j_0}^{n+1} \\ \vdots \\ \mathbf{u}_{j_N}^{n+1} \\ \mathbf{u}_s^{n+1} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} m_{j_0} \bar{\mathbf{u}}_{j_0}^n + m_{j_0} \mathbf{u}_G - \Delta t \sum_r \bar{\mathbf{F}}_{j_0 r} \\ \vdots \\ m_{j_N} \bar{\mathbf{u}}_{j_N}^n + m_{j_N} \mathbf{u}_G - \Delta t \sum_r \bar{\mathbf{F}}_{j_N r} \\ M_s \bar{\mathbf{u}}_s^n + M_s \mathbf{u}_G \end{pmatrix}, \tag{B.1}$$

avec $\bar{A} := \bar{D} + \bar{M}$, où $\bar{M}$ est la matrice semi-définie positive

$$\bar{M} := \Delta t \begin{pmatrix} \sum_r \bar{\rho}_r \bar{\nu} \bar{B}_{j_0 r} & 0 & 0 & \cdots & 0 & -\sum_r \bar{\rho}_r \bar{\nu} \bar{B}_{j_0 r} \\ 0 & \sum_r \bar{\rho}_r \bar{\nu} \bar{B}_{j_1 r} & 0 & \cdots & 0 & -\sum_r \bar{\rho}_r \bar{\nu} \bar{B}_{j_1 r} \\ 0 & 0 & \ddots & \cdots & 0 & -\sum_r \bar{\rho}_r \bar{\nu} \bar{B}_{j_2 r} \\ \vdots & \vdots & \cdots & \ddots & 0 & \vdots \\ 0 & \cdots & 0 & \cdots & \sum_r \bar{\rho}_r \bar{\nu} \bar{B}_{j_N r} & -\sum_r \bar{\rho}_r \bar{\nu} \bar{B}_{j_N r} \\ -\sum_r \bar{\rho}_r \bar{\nu} \bar{B}_{j_0 r} & -\sum_r \bar{\rho}_r \bar{\nu} \bar{B}_{j_1 r} & \cdots & & -\sum_r \bar{\rho}_r \bar{\nu} \bar{B}_{j_N r} & \sum_{j \in \mathcal{M} \cap \Omega_s} \sum_r \bar{\rho}_r \bar{\nu} \bar{B}_{jr} \end{pmatrix},$$

et $\bar{D}$ est la matrice diagonale définie positive suivante

$$\bar{D} := \begin{pmatrix} m_{j_0} I_d & 0 & \cdots & 0 & 0 \\ 0 & \ddots & \ddots & \vdots & \vdots \\ \vdots & \ddots & \ddots & 0 & 0 \\ 0 & \cdots & 0 & m_{j_N} I_d & 0 \\ 0 & \cdots & 0 & 0 & M_s I_d \end{pmatrix}.$$

La matrice $\bar{A}$ est donc symétrique définie positive. $(\mathbf{u}_{j_0}^{n+1}, \ldots, \mathbf{u}_{j_N}^{n+1}, \mathbf{u}_s^{n+1})$ existe donc et est défini de manière unique par (B.1).

Soit donc, $(\bar{\mathbf{u}}_{j_0}^{n+1}, \ldots, \bar{\mathbf{u}}_{j_N}^{n+1}, \bar{\mathbf{u}}_s^{n+1})$ la solution de (B.1) dans le cas $\mathbf{u}_G = \mathbf{0}$. Comme on a

$$\bar{M} \begin{pmatrix} \mathbf{u}_G \\ \vdots \\ \mathbf{u}_G \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mathbf{0} \\ \vdots \\ \mathbf{0} \end{pmatrix},$$

et comme $\bar{\mathbf{F}}_{jr}$ est indépendant de $\mathbf{u}_G$, dans le cas général ($\forall \mathbf{u}_G \in \mathbb{R}^d$), il vient

$$\bar{A} \begin{pmatrix} \bar{\mathbf{u}}_{j_0}^{n+1} + \mathbf{u}_G \\ \vdots \\ \bar{\mathbf{u}}_{j_N}^{n+1} + \mathbf{u}_G \\ \bar{\mathbf{u}}_s^{n+1} + \mathbf{u}_G \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} m_{j_0} \bar{\mathbf{u}}_{j_0}^n + m_{j_0} \mathbf{u}_G - \Delta t \sum_r \bar{\mathbf{F}}_{j_0 r} \\ \vdots \\ m_{j_N} \bar{\mathbf{u}}_{j_N}^n + m_{j_N} \mathbf{u}_G - \Delta t \sum_r \bar{\mathbf{F}}_{j_N r} \\ M_s \bar{\mathbf{u}}_s^n + M_s \mathbf{u}_G \end{pmatrix},$$

On a donc montré que, quel que soit le cas (que la maille j soit dans Ω_s ou non), on a bien $\forall \mathbf{u}_G \in \mathbb{R}^d$, $\mathbf{u}_j^{n+1} = \bar{\mathbf{u}}_j^{n+1} + \mathbf{u}_G$ et $\mathbf{u}_s^{n+1} = \bar{\mathbf{u}}_s^{n+1} + \mathbf{u}_G$.

Au vu de ce qu'on a prouvé sur les différentes vitesses et d'après (4.4), on déduit immédiatement que $\forall \mathbf{u}_G \in \mathbb{R}^d$, on a $\epsilon_s^{n+1} = \bar{\epsilon}_s^{n+1}$.

Pour terminer la démonstration, il reste à montrer que la nouvelle énergie interne pour le fluide est aussi indépendante de $\mathbf{u}_G$. De ce qui précède et d'après (4.3), il vient, $\forall \mathbf{u}_G \in \mathbb{R}^d$

$$E_j^{n+1} = E_j^n + \frac{\Delta t}{m_j} \left(-\sum_r \bar{\mathbf{F}}_{jr} \cdot (\bar{\mathbf{u}}_r + \mathbf{u}_G) + \mathbf{1}_{j \subset \Omega_s} \sum_r \bar{\rho}_r \bar{\nu} \, (\bar{\mathbf{u}}_r + \mathbf{u}_G)^T \bar{B}_{jr} (\bar{\mathbf{u}}_s^{n+1} - \bar{\mathbf{u}}_j^{n+1}) \right),$$

soit

$$\epsilon_j^{n+1} + \frac{1}{2}\|\bar{\mathbf{u}}_j^{n+1} + \mathbf{u}_G\|^2 = \bar{\epsilon}_j^n + \frac{1}{2}\|\bar{\mathbf{u}}_j^n + \mathbf{u}_G\|^2 \\ + \frac{\Delta t}{m_j}\left(-\sum_r \bar{\mathbf{F}}_{jr}\cdot(\bar{\mathbf{u}}_r + \mathbf{u}_G) + \mathbf{1}_{j\subset\Omega_s}\sum_r \bar{\rho}_r\bar{\nu}\ (\bar{\mathbf{u}}_r + \mathbf{u}_G)^T\bar{B}_{jr}(\bar{\mathbf{u}}_s^{n+1} - \bar{\mathbf{u}}_j^{n+1})\right),$$

qui n'est d'autre que

$$\epsilon_j^{n+1} = \bar{\epsilon}_j^n - (\bar{\mathbf{u}}_j^{n+1} - \bar{\mathbf{u}}_j^n)^T\left(\frac{\bar{\mathbf{u}}_j^n + \bar{\mathbf{u}}_j^{n+1}}{2} + \mathbf{u}_G\right) \\ + \frac{\Delta t}{m_j}\left(-\sum_r \bar{\mathbf{F}}_{jr}\cdot(\bar{\mathbf{u}}_r + \mathbf{u}_G) + \mathbf{1}_{j\subset\Omega_s}\sum_r \bar{\rho}_r\bar{\nu}\ (\bar{\mathbf{u}}_r + \mathbf{u}_G)^T\bar{B}_{jr}(\bar{\mathbf{u}}_s^{n+1} - \bar{\mathbf{u}}_j^{n+1})\right).$$

Regroupons maintenant les termes contenant $\mathbf{u}_G$. Il vient

$$\epsilon_j^{n+1} = \bar{\epsilon}_j^n - \frac{1}{2}(\bar{\mathbf{u}}_j^{n+1} - \bar{\mathbf{u}}_j^n)^T\left(\bar{\mathbf{u}}_j^n + \bar{\mathbf{u}}_j^{n+1}\right) + \frac{\Delta t}{m_j}\left(-\sum_r \bar{\mathbf{F}}_{jr}\cdot\bar{\mathbf{u}}_r + \mathbf{1}_{j\subset\Omega_s}\sum_r \bar{\rho}_r\bar{\nu}\ \bar{\mathbf{u}}_r^T\bar{B}_{jr}(\bar{\mathbf{u}}_s^{n+1} - \bar{\mathbf{u}}_j^{n+1})\right) \\ + \frac{\Delta t}{m_j}\left(-\sum_r \bar{\mathbf{F}}_{jr}\cdot\mathbf{u}_G + \mathbf{1}_{j\subset\Omega_s}\sum_r \bar{\rho}_r\bar{\nu}\ \mathbf{u}_G^T\bar{B}_{jr}(\bar{\mathbf{u}}_s^{n+1} - \bar{\mathbf{u}}_j^{n+1})\right) - \mathbf{u}_G\cdot(\bar{\mathbf{u}}_j^{n+1} - \bar{\mathbf{u}}_j^n),$$

qui, d'après (4.3) se simplifie en

$$\epsilon_j^{n+1} = \bar{\epsilon}_j^n + \frac{\|\bar{\mathbf{u}}_j^n\|^2}{2} - \frac{\|\bar{\mathbf{u}}_j^{n+1}\|^2}{2} + \frac{\Delta t}{m_j}\left(-\sum_r \bar{\mathbf{F}}_{jr}\cdot\bar{\mathbf{u}}_r + \mathbf{1}_{j\subset\Omega_s}\sum_r \bar{\rho}_r\bar{\nu}\ \bar{\mathbf{u}}_r^T\bar{B}_{jr}(\bar{\mathbf{u}}_s^{n+1} - \bar{\mathbf{u}}_j^{n+1})\right).$$

Tous les termes du membre de droite sont indépendants de $\mathbf{u}_G$, on a donc bien $\forall \mathbf{u}_G \in \mathbb{R}^d$, $\epsilon_j^{n+1} = \bar{\epsilon}_j^{n+1}$. Ceci achève la démonstration. □

Annexe C

Volumes correspondant aux hauteurs de mousse

C.1 Campagne en tube à choc impliquant des billes de verre millimétriques

h_m (mm)	Volume (dm^3)
150	1,18
300	2,36
450	3,53
600	4,71

Tableau C.1 – Volumes correspondant aux différentes hauteurs de mousse traversées, lors de la campagne en tube à choc impliquant des billes de verre millimétriques

C.2 Campagne en tube à choc impliquant des particules micrométriques

h_m (cm)	Volume (dm^3)	h_m (cm)	Volume (dm^3)
5	3,13	22,5	14,06
10	6,25	25	15,63
12,5	7,81	27,5	17,19
15	9,38	30	18,75
17,5	10,94	35	21,88
20	12,5		

Tableau C.2 – Volumes correspondant aux différentes hauteurs de mousse traversées, lors de la campagne en tube à choc impliquant des particules micrométriques

C.3 Campagne en canon à plasma

h_m (cm)	Volume (dm^3)
10	1
13	1,3
20	2
25	2,5
30	3

Tableau C.3 – Volumes correspondant aux différentes hauteurs de mousse traversées, lors de la campagne en canon à plasma

C.4 Campagnes en ADAMs

Dénomination	Volume (dm^3)
PC	785,4
MC	1178,1
GC	4712,2

Tableau C.4 – Volume correspondant aux différents volumes de mousse traversée, lors des campagnes ADAM 2 et ADAM 3

Annexe D

Paramètres intervenant dans la formulation du coefficient de frottement dans la mousse en fonction du matériau

Matériau	C(h_m)	E(h_m)
WO_3	$5{,}575 \cdot h_m^{-0{,}504}$	$0{,}202 \cdot^{-0{,}589}$
W	$8{,}800 \cdot h_m^{-0{,}332}$	$0{,}240 \cdot^{-0{,}556}$
Ve	$4{,}626 \cdot h_m^{-0{,}598}$	$0{,}107 \cdot^{-0{,}883}$

Tableau D.1 – Valeurs de C(h_m) et de E(h_m) en fonction du matériau

Annexe E

Images extraites des vidéos enregistrées lors des essais ADAM 2 et ADAM 3

Ci-dessous est présenté l'ensemble des images acquises par vidéo numérique ultra-rapide pour chacun des essais effectués. On rappelle le programme expérimental : Pour

Numéro de l'essai	Masse de la charge (g)	WO_3	Masse de WO_3 (g)	Confinement
1	44	Sans	Sans	Sans
2	44	P_1	88	Sans
3	44	P_1	88	PC
4	44	P_1	88	MC
5	44	P_2	88	Sans
6	44	Sans	Sans	MC
7	44	P_2	88	MC
8	150	Sans	Sans	Sans
9	150	P_2	300	Sans
10	150	P_2	300	GC

Tableau E.1 – Liste des essais menés lors de la campagne ADAM 2

rappel :

La granulométrie des particules est la suivante :

- $P_1 = 1,7\ \mu$m,
- $P_2 = 4,45\ \mu$m,
- $P_3 = 5\ \mu$m.

et la taille des confinement :

- PC = Petit Confinement : rayon = 50 cm et hauteur 100 cm,
- MC = Moyen Confinement : rayon = 50 cm et hauteur 150 cm,
- GC = Grand Confinement : rayon = 100 cm et hauteur 150 cm.

Numéro de l'essai	Masse de la charge (g)	WO_3	Masse de WO_3 (g)	Confinement
1	20	Sans	Sans	Sans
2	20	P_3	88	Sans
3	44	P_3	44	Sans
4	44	P_3	176	Sans
5	100	Sans	Sans	Sans
6	100	P_3	88	Sans
7	20	P_3	88	MC
8	20	P_3	88	PC
9	20	Sans	Sans	MC
10	44	P_3	44	PC
11	44	P_3	176	PC
12	100	P_3	88	PC
13	44	P_3	44	Sans
14	20	P_3	88	Sans

Tableau E.2 – Liste des essais menés lors de la campagne ADAM 3

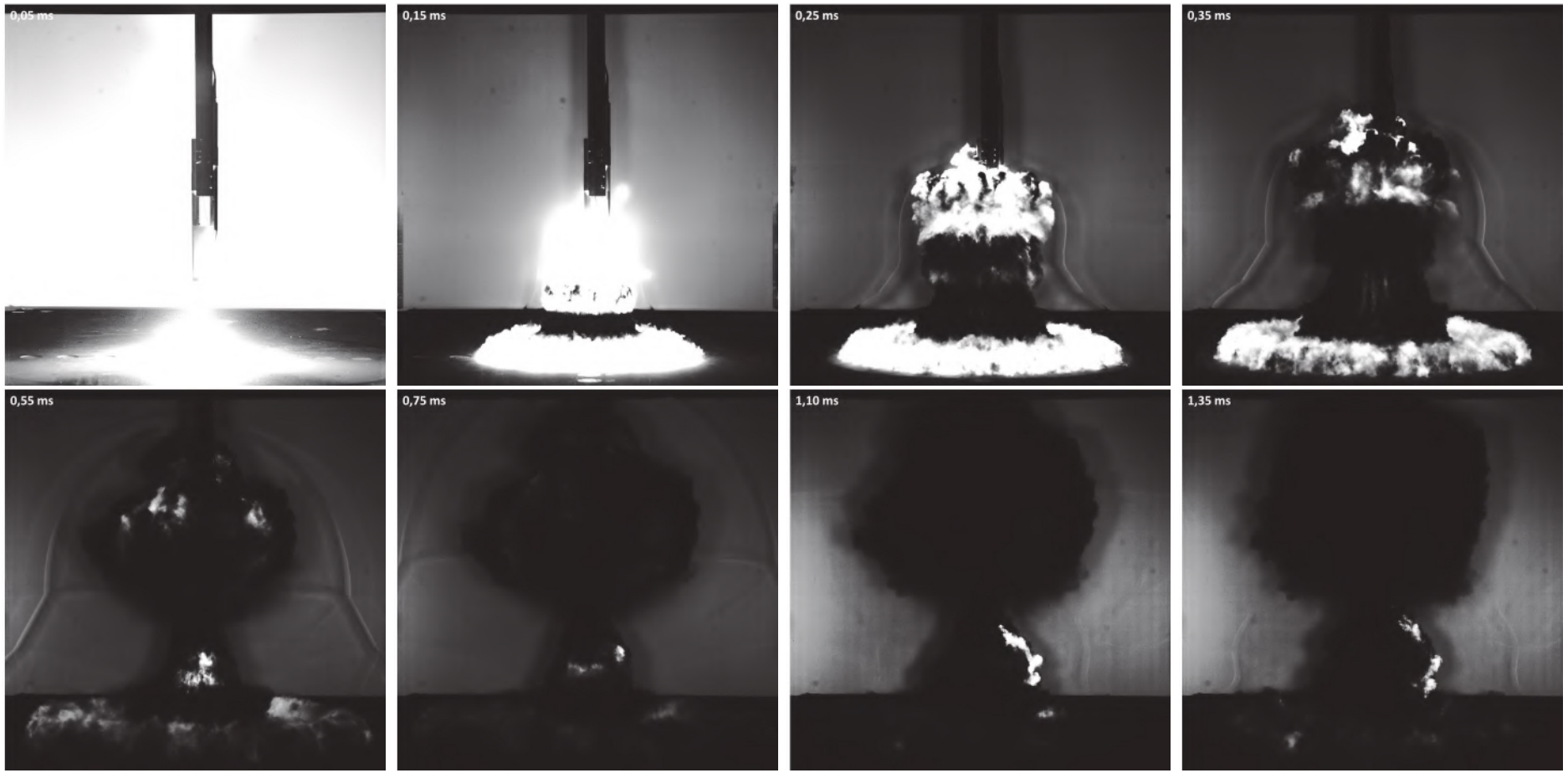


Figure E.1 – Images issues de l'essai 20-S-S-S (champ optique : 1024 x 1024 mm^2)

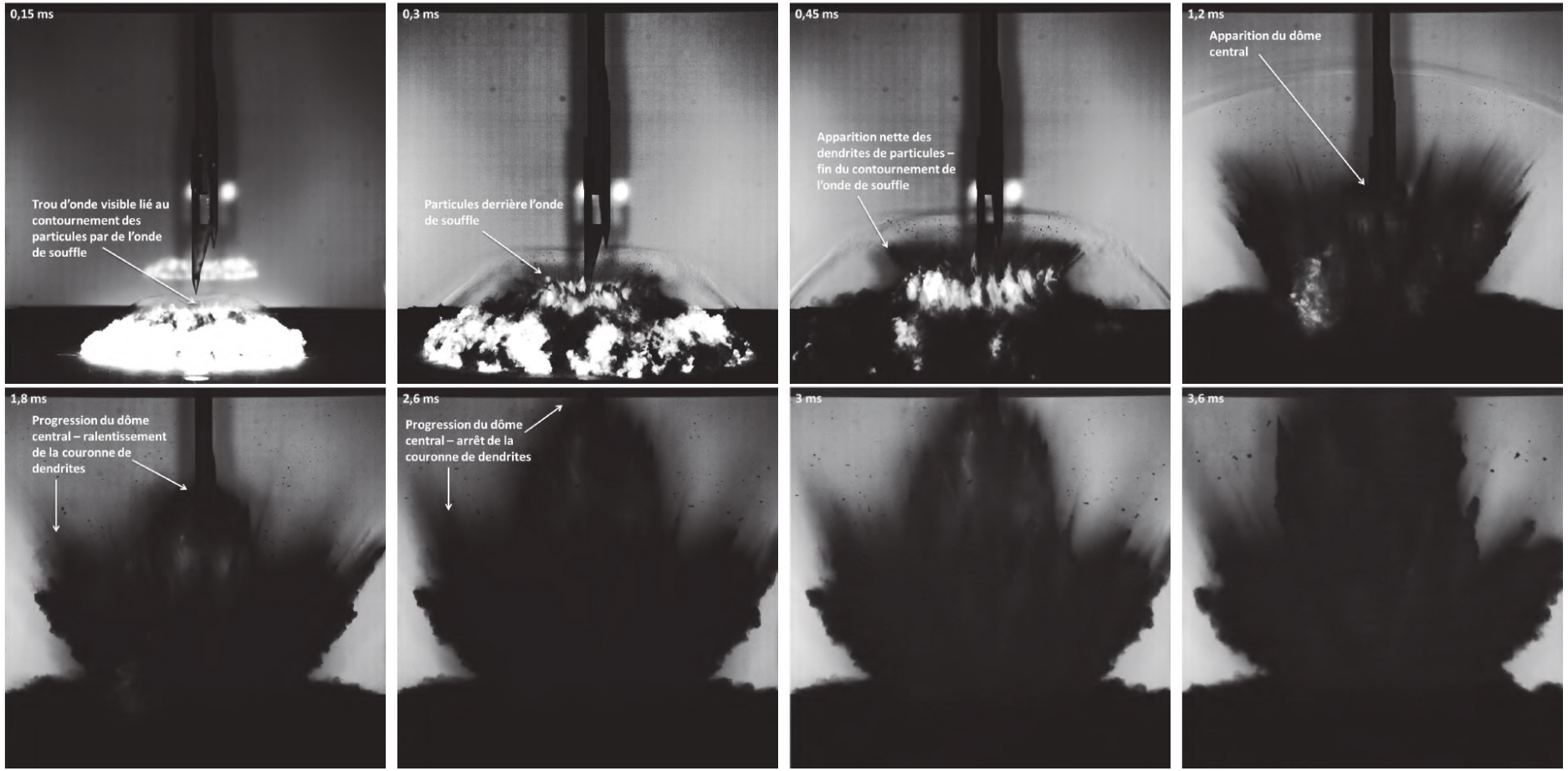


Figure E.2 – Images issues de l'essai 20-P_3-88-S (champ optique : 1024 x 1024 mm^2)

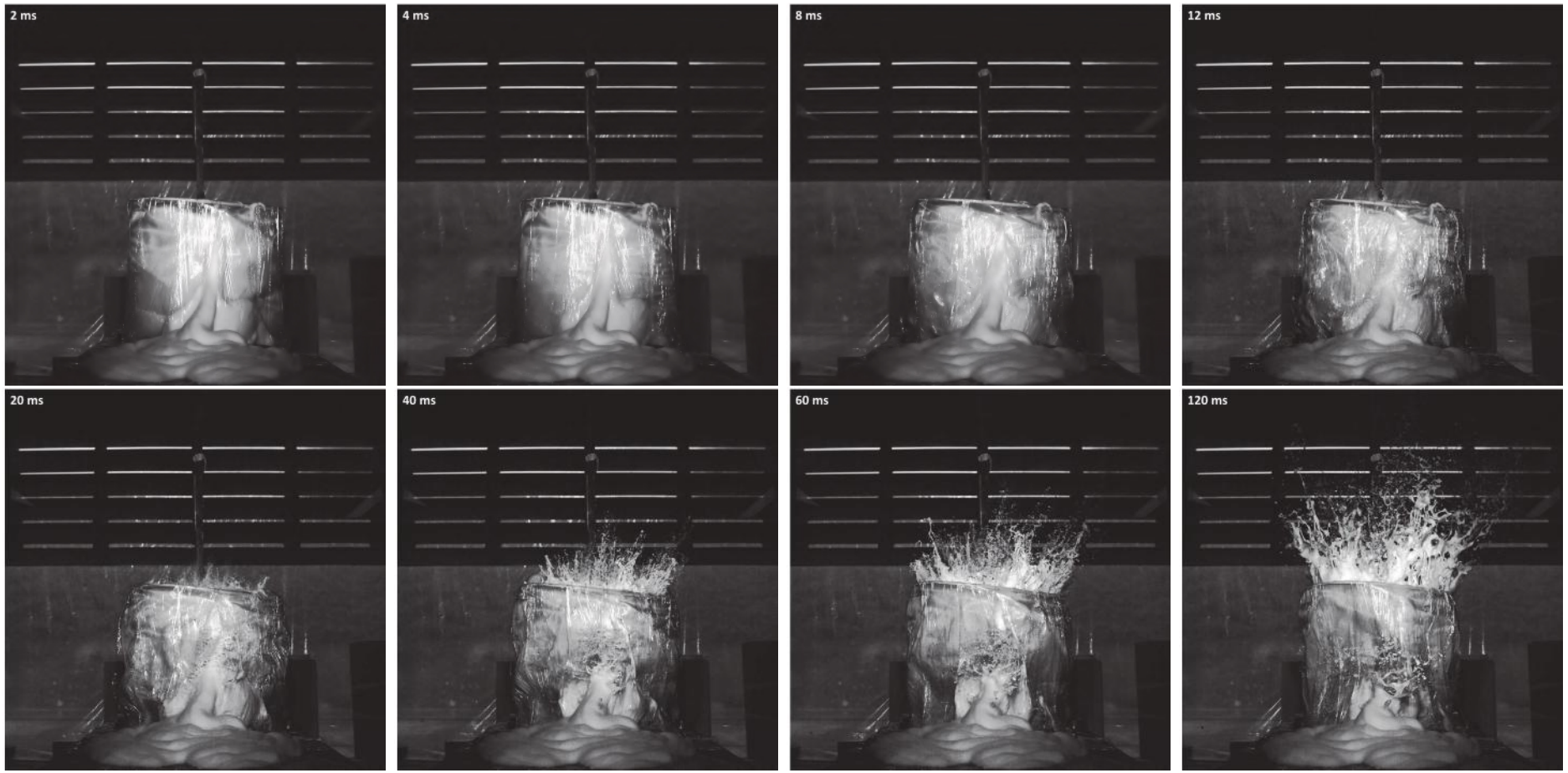


Figure E.3 – Images issues de l'essai 20-S-S-PC (champ optique : 1024 x 1024 mm^2)

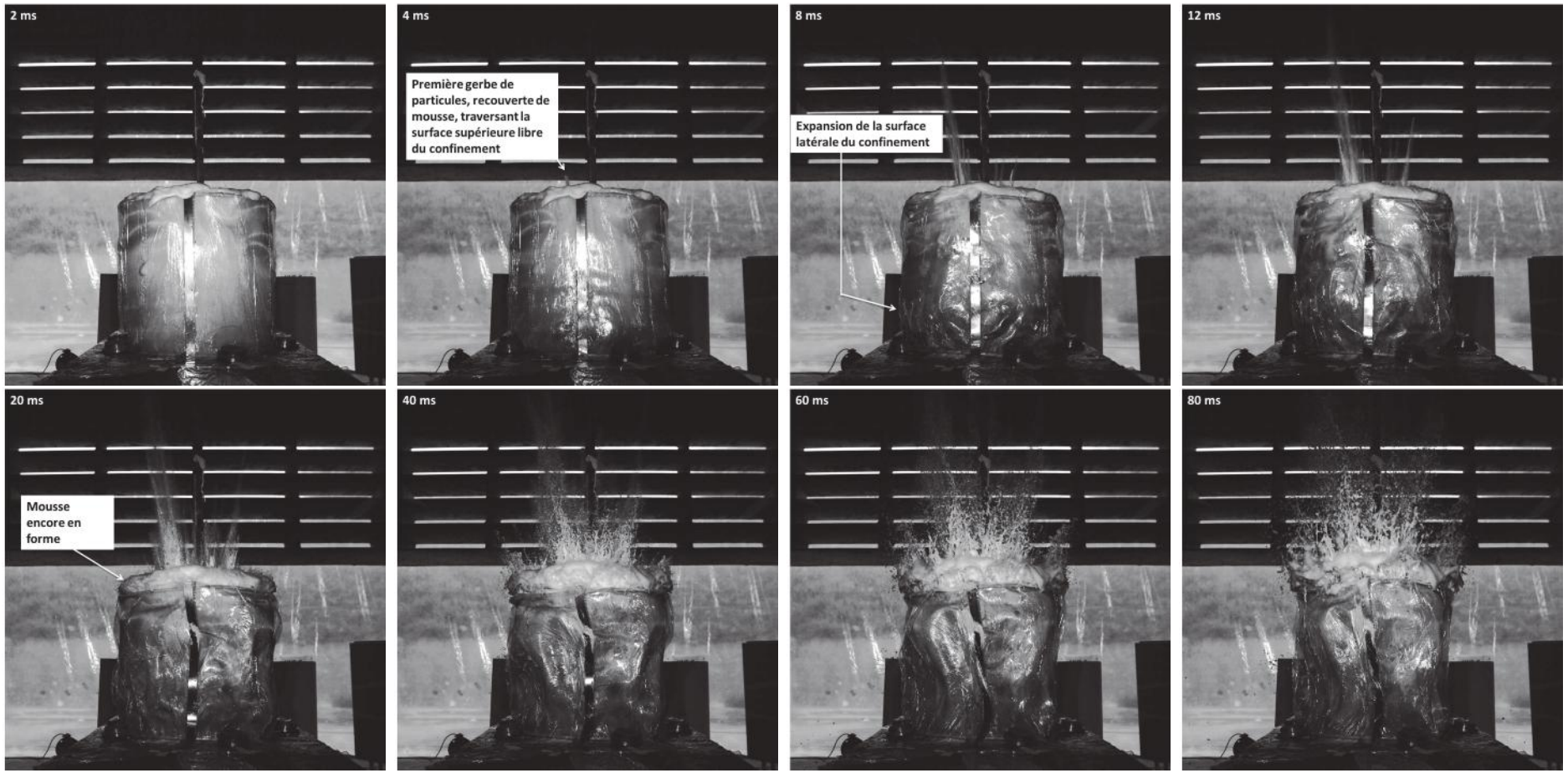


Figure E.4 – Images issues de l'essai 20-P_3-88-PC (champ optique : 1024 x 1024 mm^2)

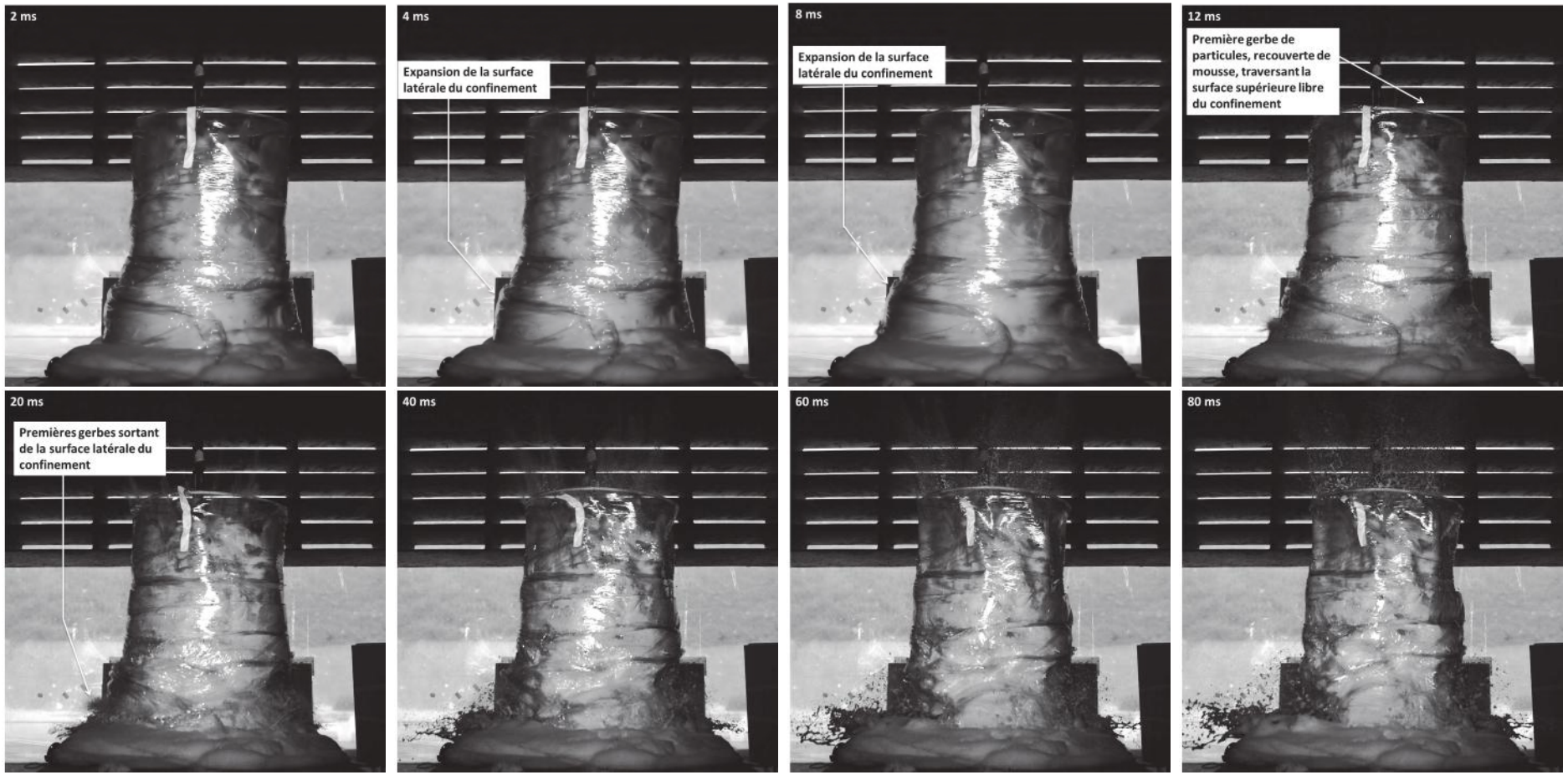


Figure E.5 – Images issues de l'essai 20-P_3-88-MC (champ optique : 1024 x 1024 mm^2)

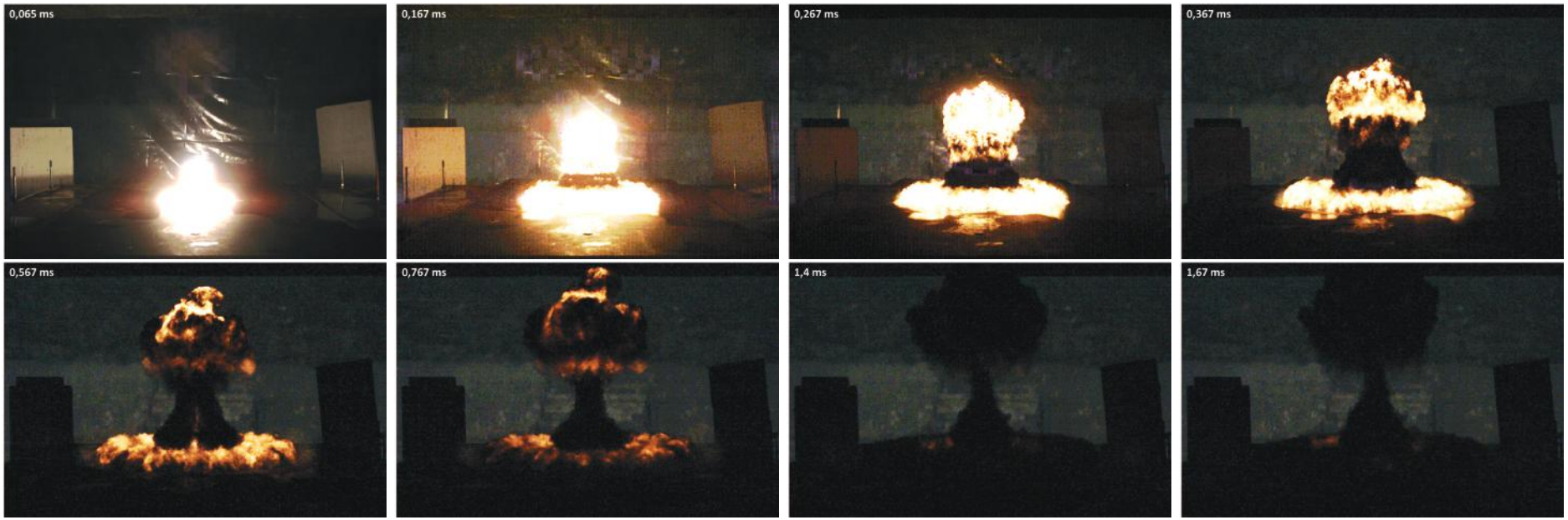


Figure E.6 – Images issues de l'essai 44-S-S-S (champ optique : 1024 x 1024 mm^2)

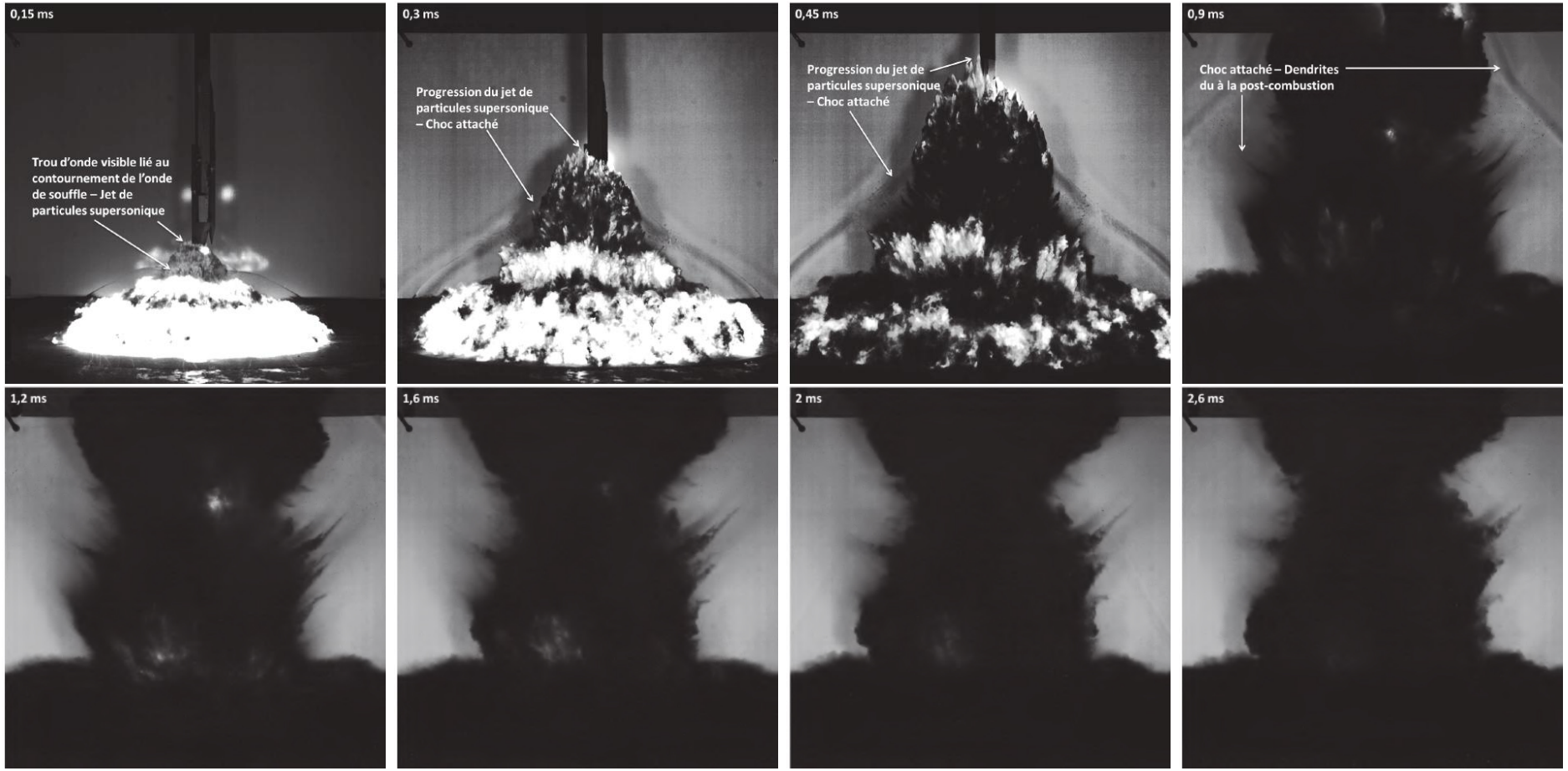


Figure E.7 – Images issues de l'essai 44-P_3-44-S (champ optique : 1024 x 1024 mm^2)

Figure E.8 – Images issues de l'essai 44-P_1-88-S (champ optique : 1024 x 1024 mm^2)

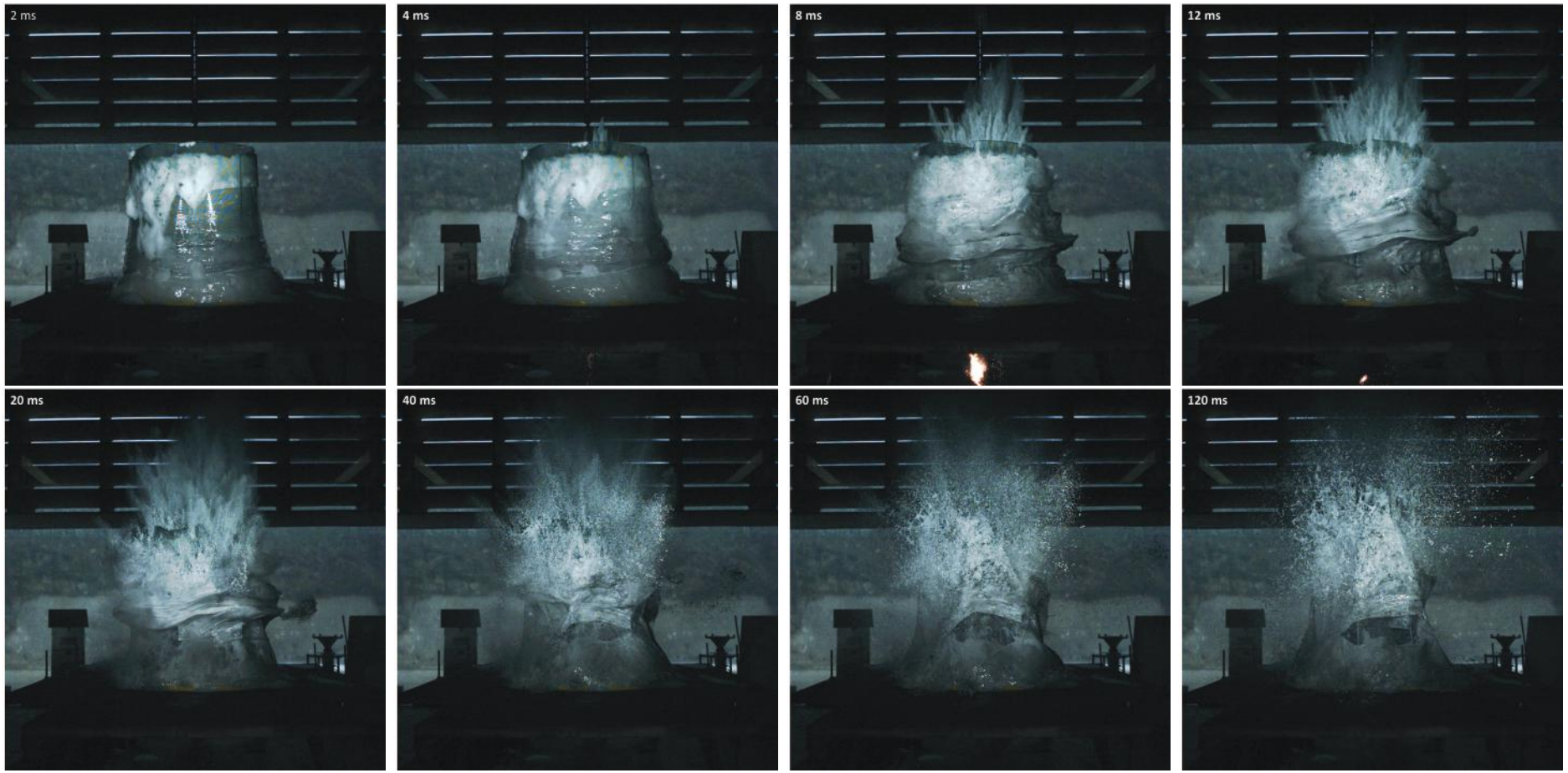


Figure E.9 – Images issues de l'essai 44-P_2-88-S (champ optique : 1024 x 1024 mm^2)

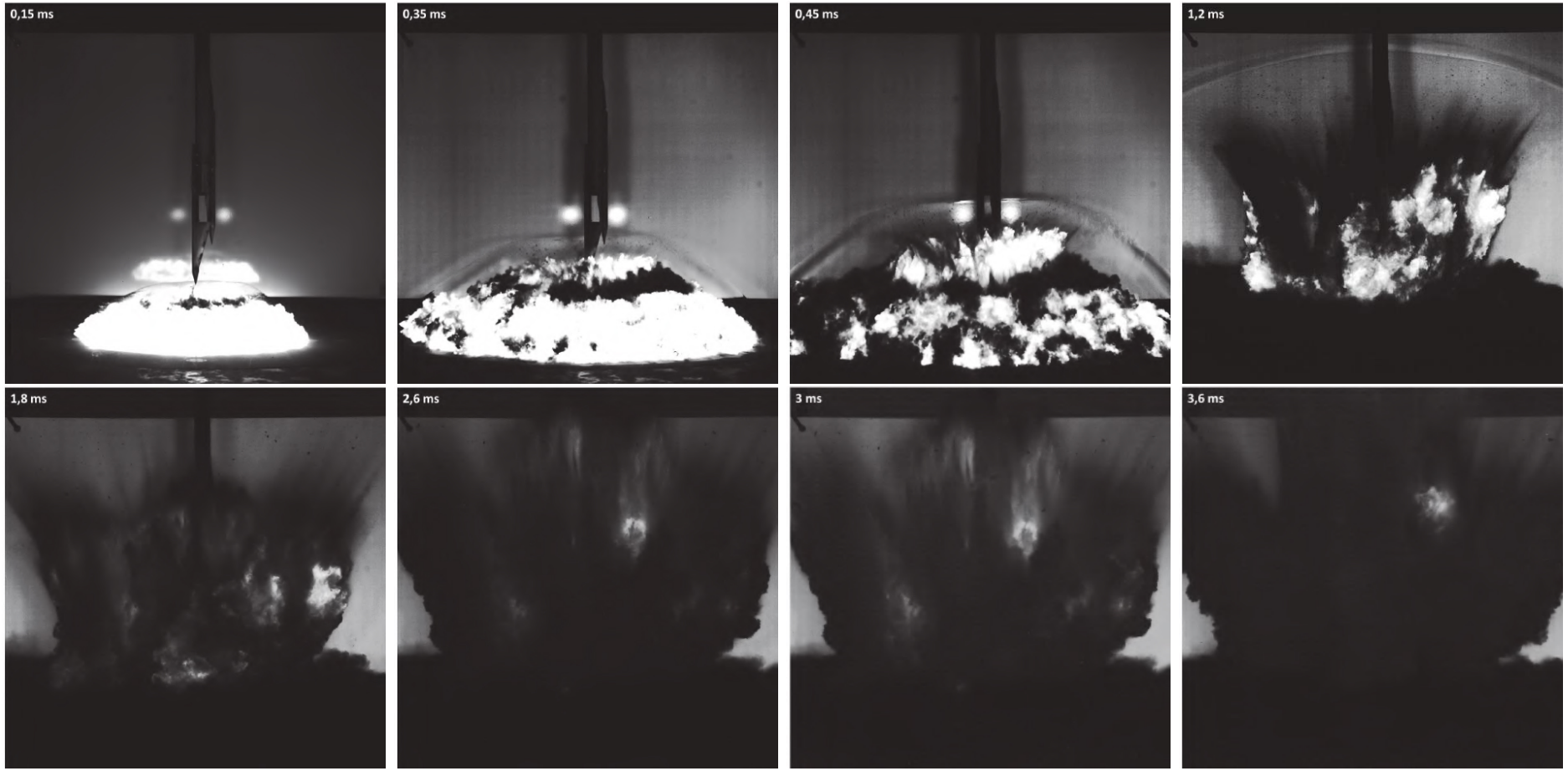


Figure E.10 – Images issues de l'essai 44-P_3-176-S (champ optique : 1024 x 1024 mm^2)

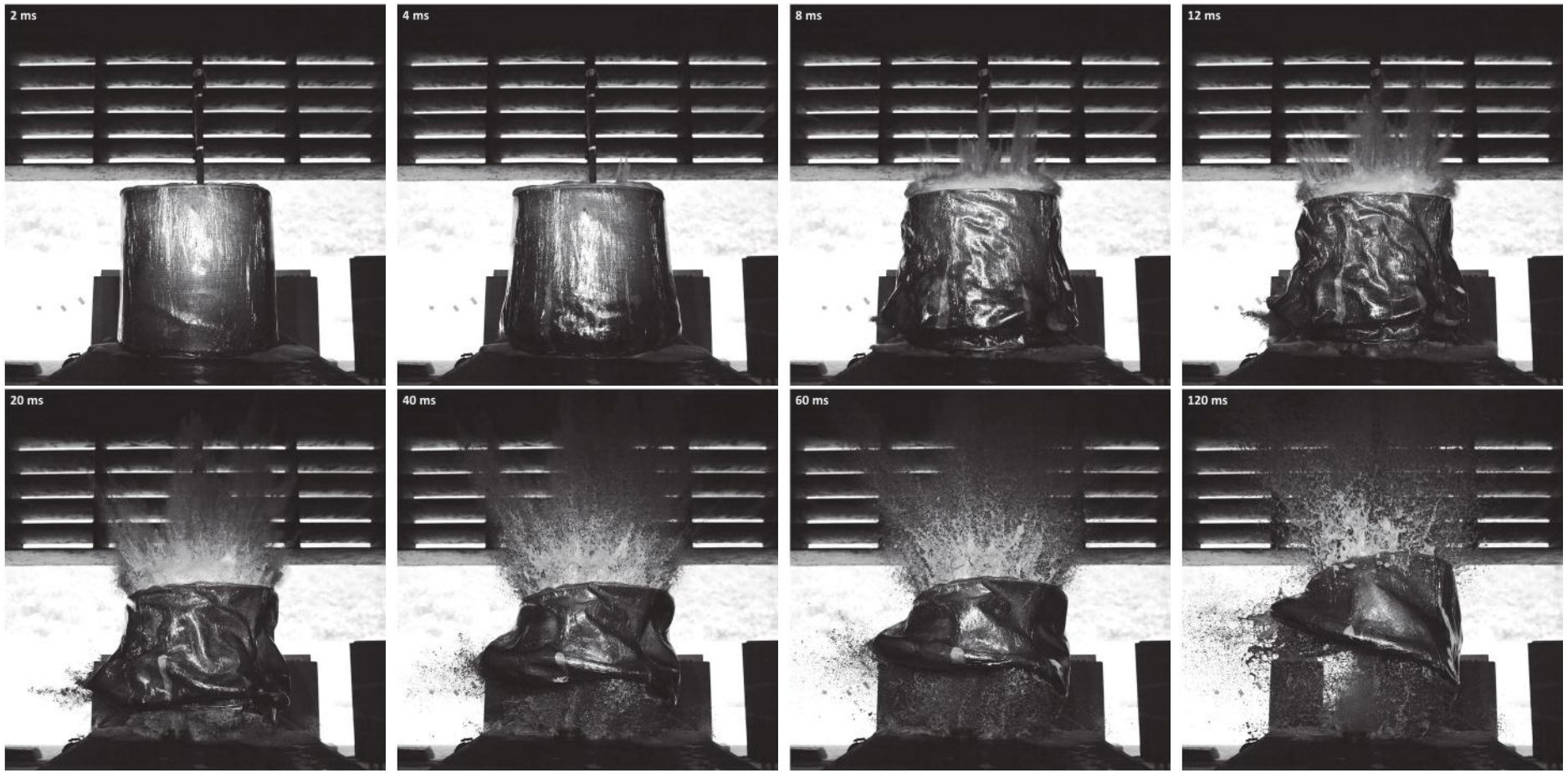


Figure E.11 – Images issues de l'essai 44-P_3-44-PC (champ optique : 1024 x 1024 mm^2)

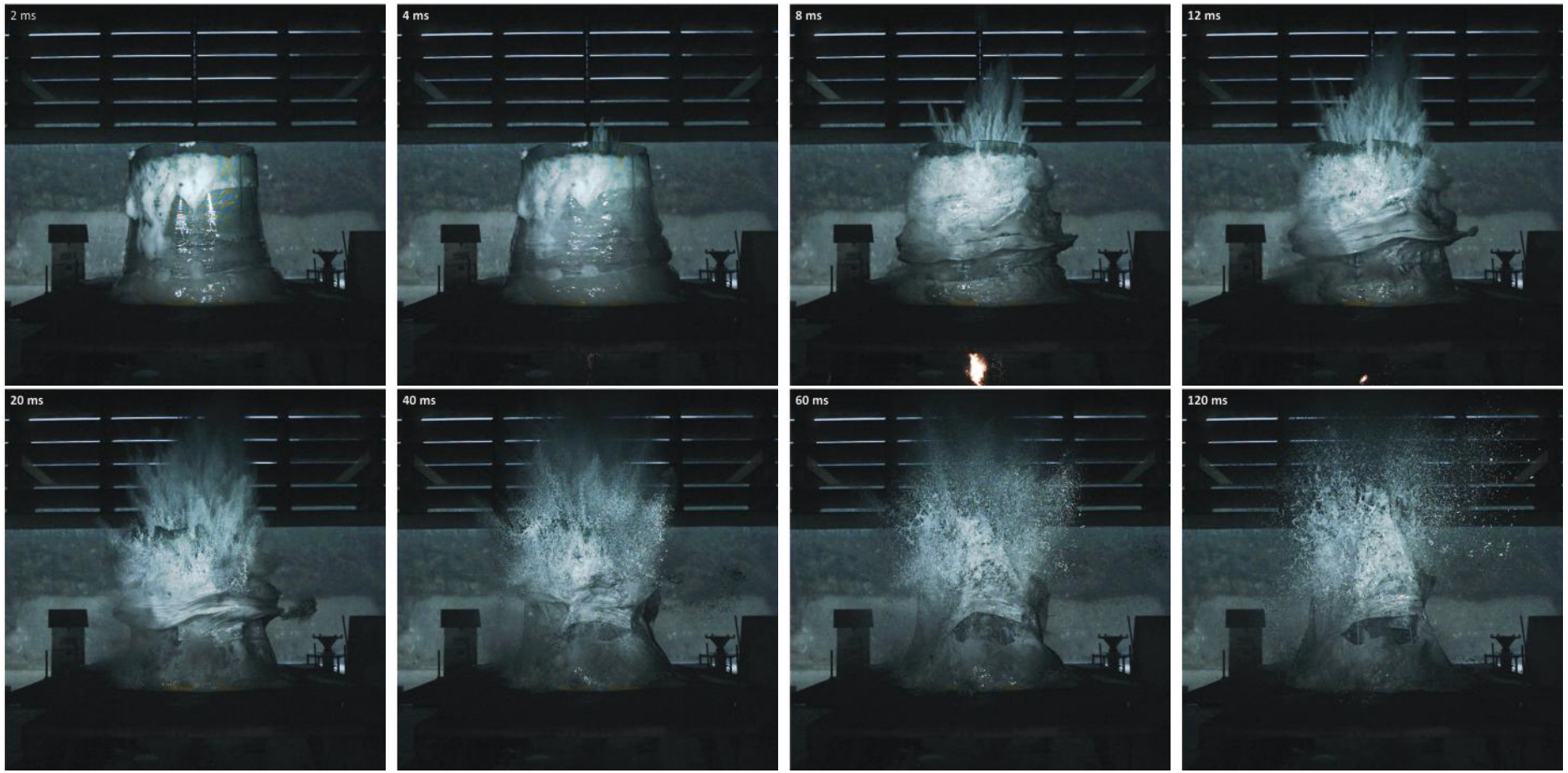


Figure E.12 – Images issues de l'essai 44-P_1-88-PC (champ optique : 1024 x 1024 mm^2)

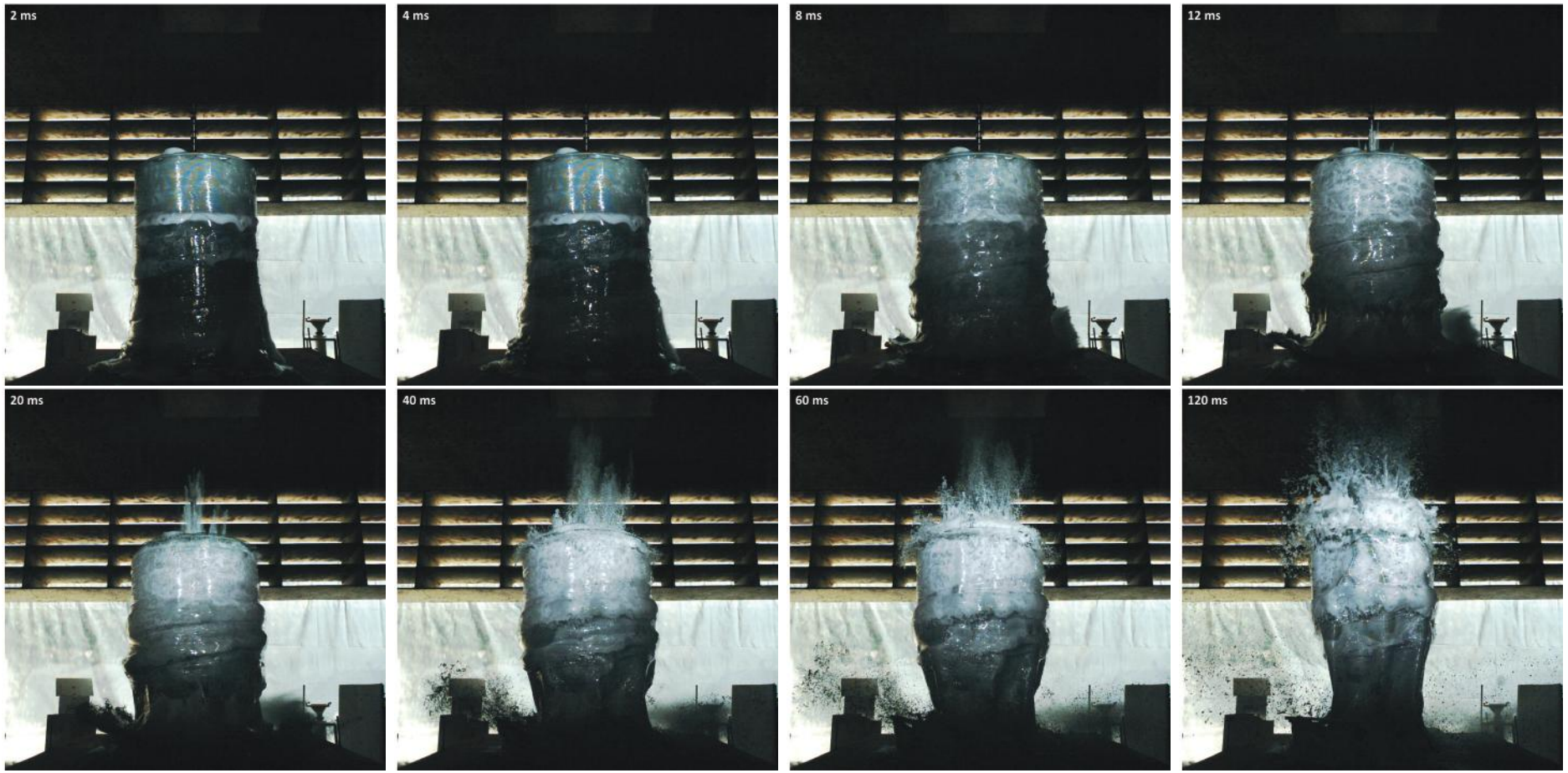


Figure E.13 – Images issues de l'essai 44-P_1-88-MC (champ optique : 1024 x 1024 mm^2)

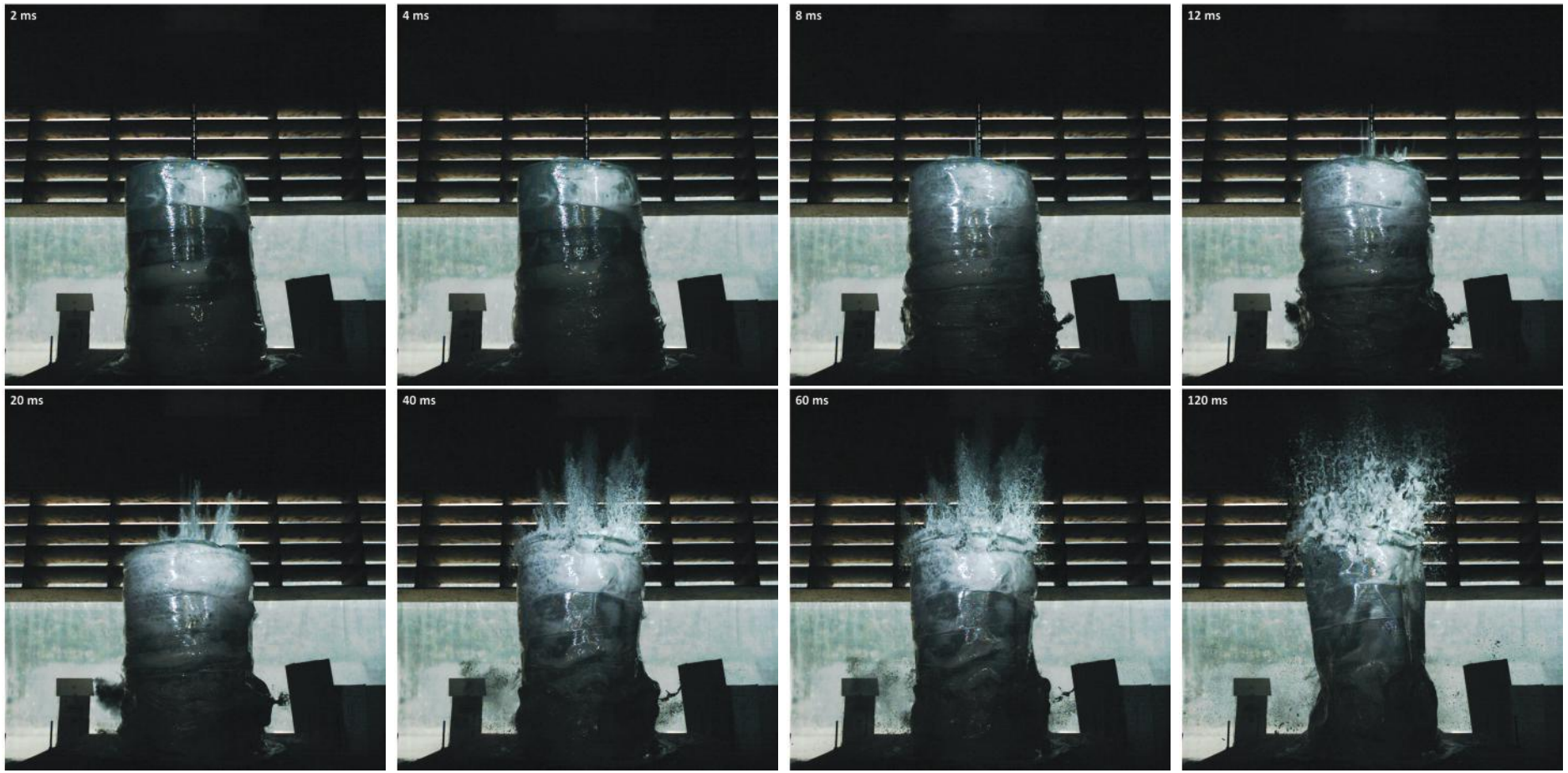


Figure E.14 – Images issues de l'essai 44-P_2-88-MC (champ optique : 1024 x 1024 mm^2)

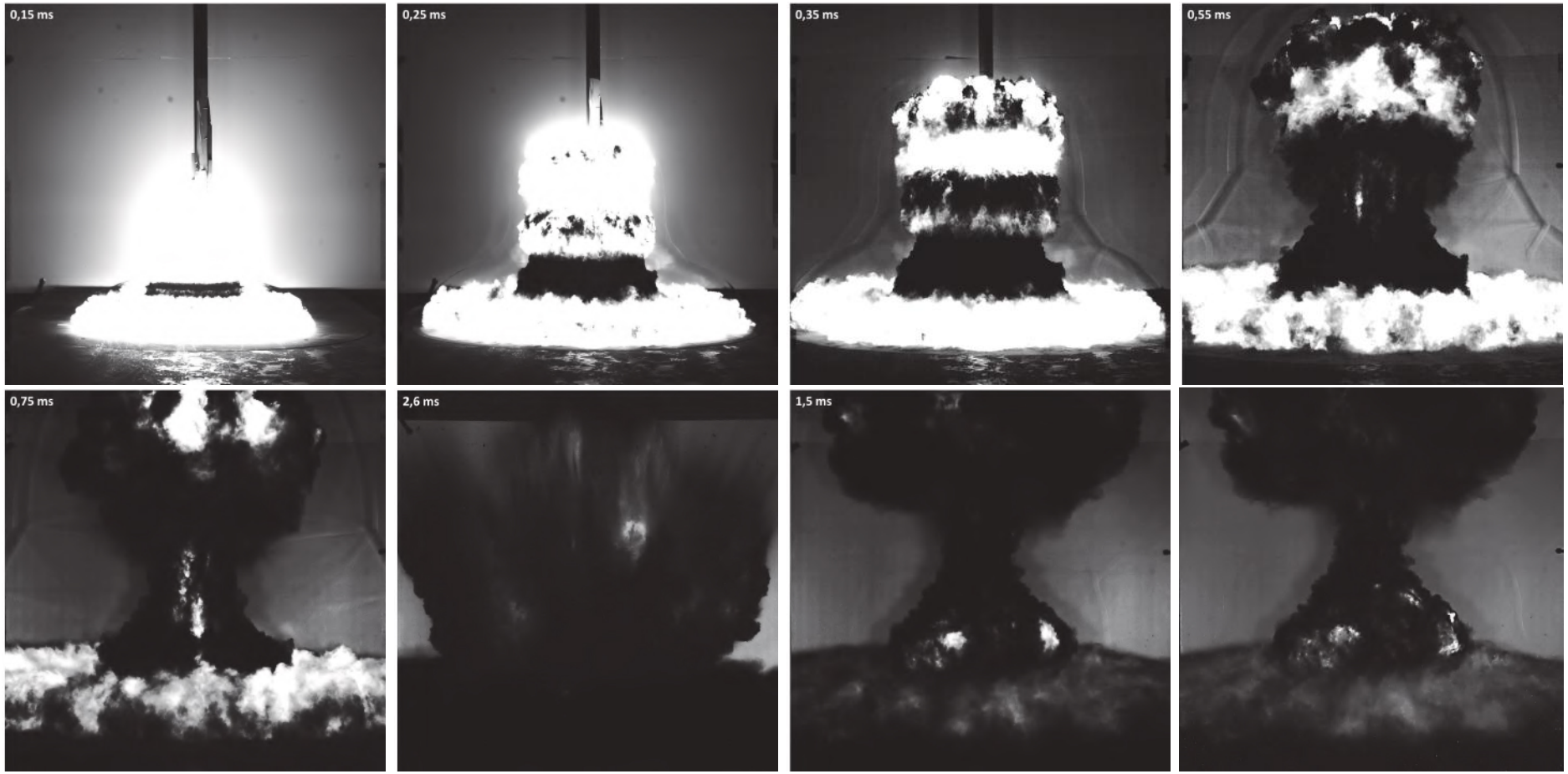


Figure E.15 – Images issues de l'essai 100-S-S-S (champ optique : 1024 x 1024 mm^2)

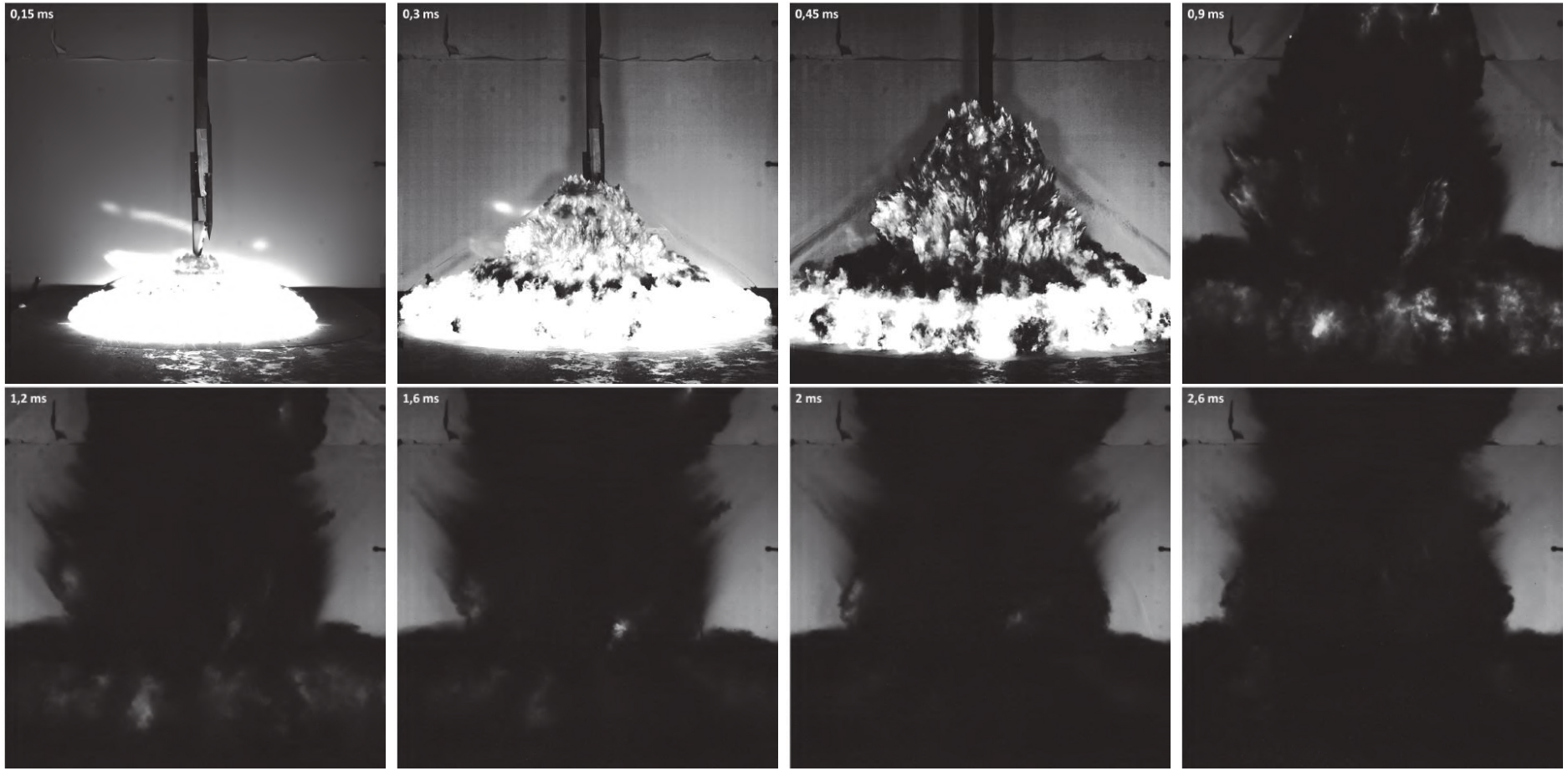


Figure E.16 – Images issues de l'essai 100-P_3-88-S (champ optique : 1024 x 1024 mm^2)

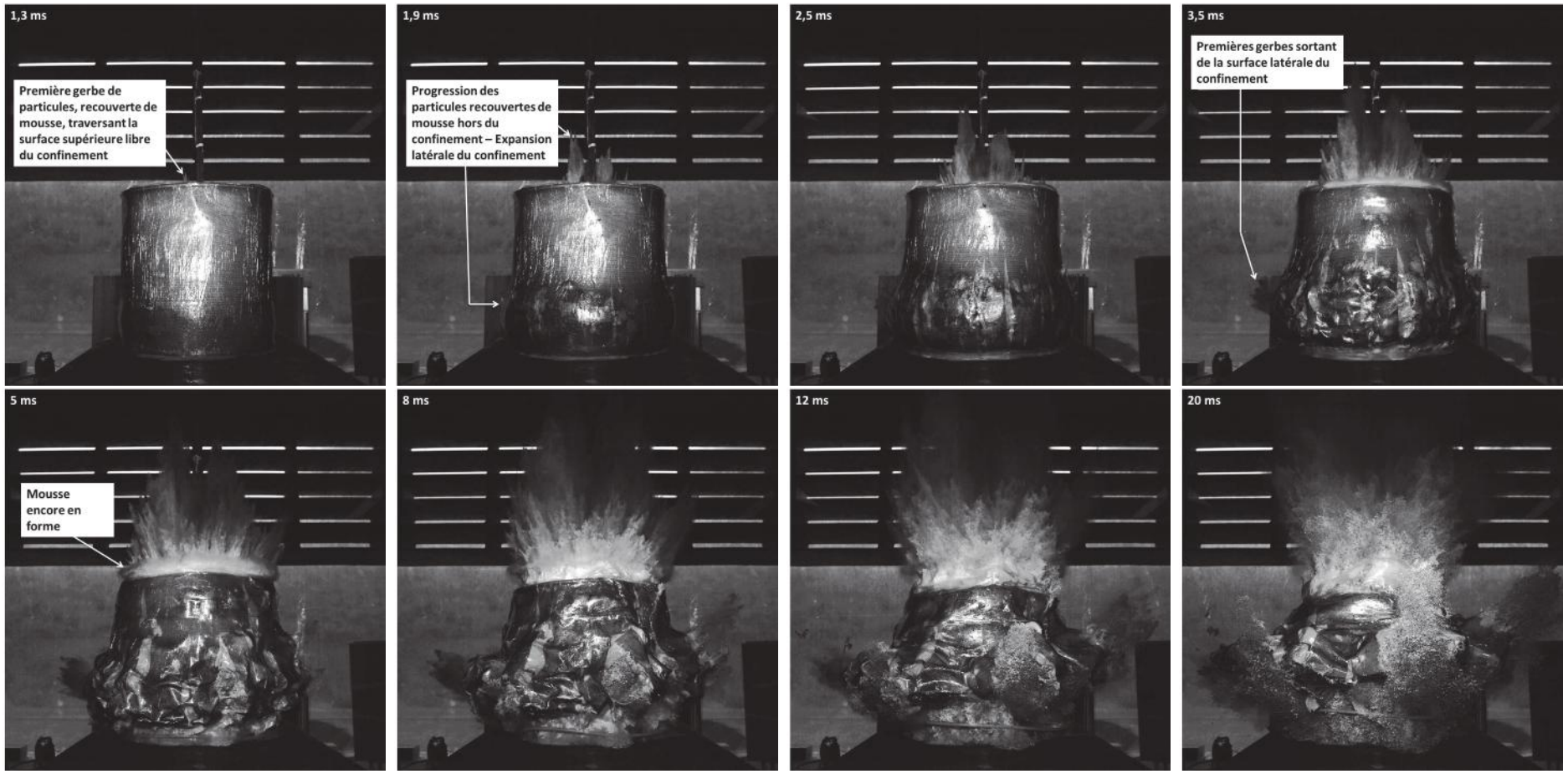


Figure E.17 – Images issues de l'essai 100-P_3-88-PC (champ optique : 1024 x 1024 mm^2)

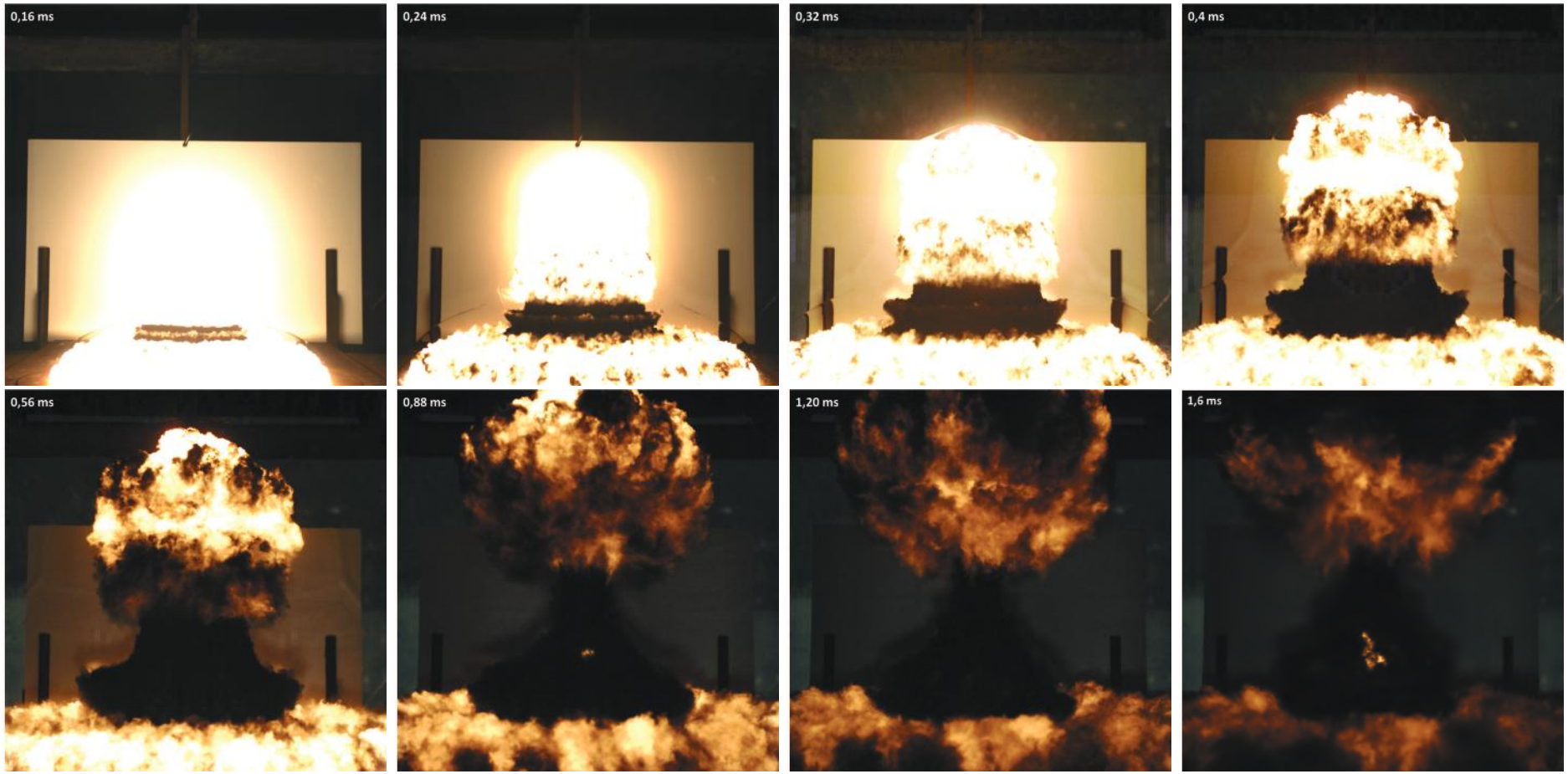


Figure E.18 – Images issues de l'essai 150-S-S-S (champ optique : 1024 x 1024 mm^2)

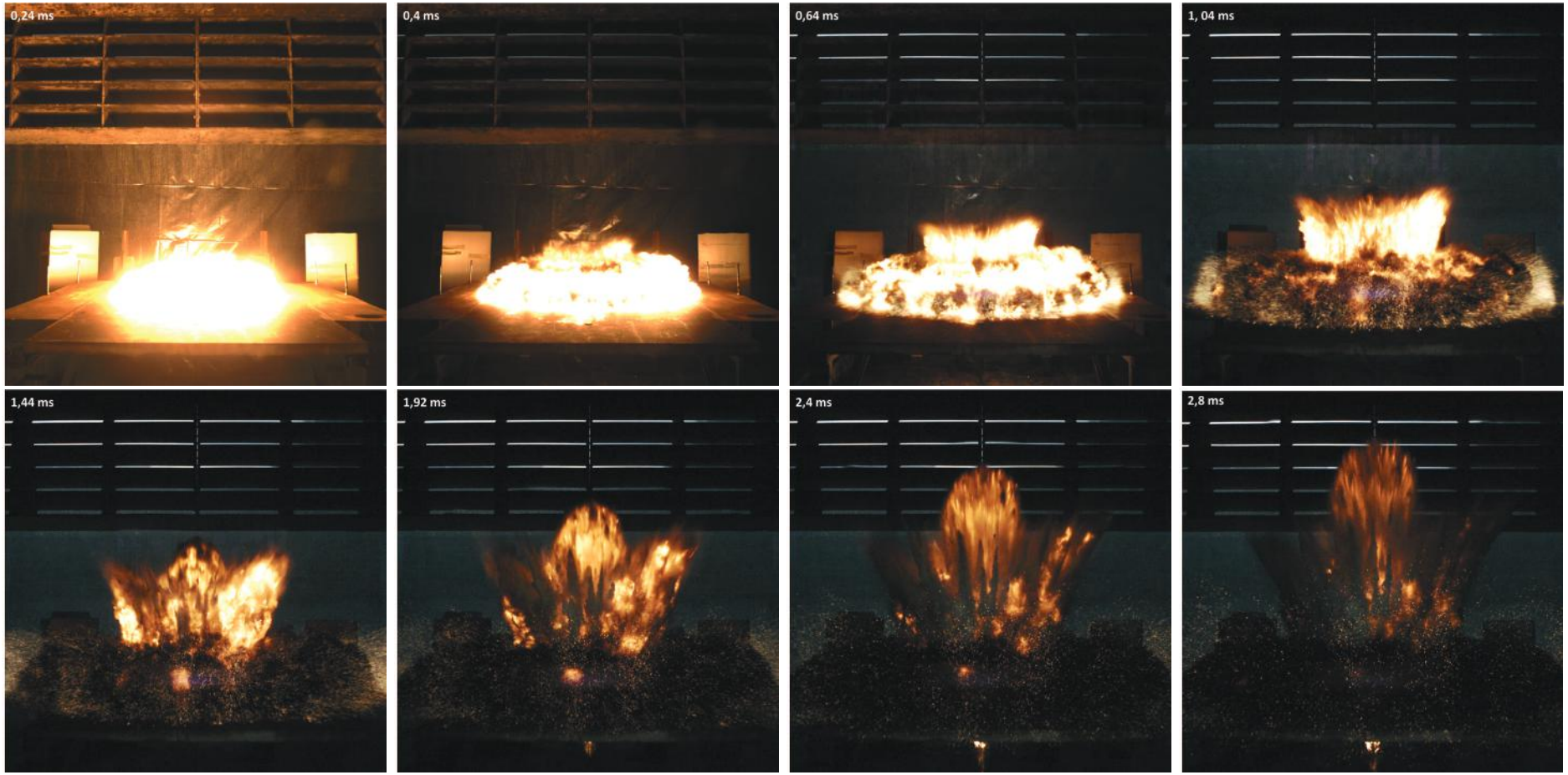


Figure E.19 – Images issues de l'essai 150-P_2-300-S (champ optique : 1024 x 1024 mm^2)

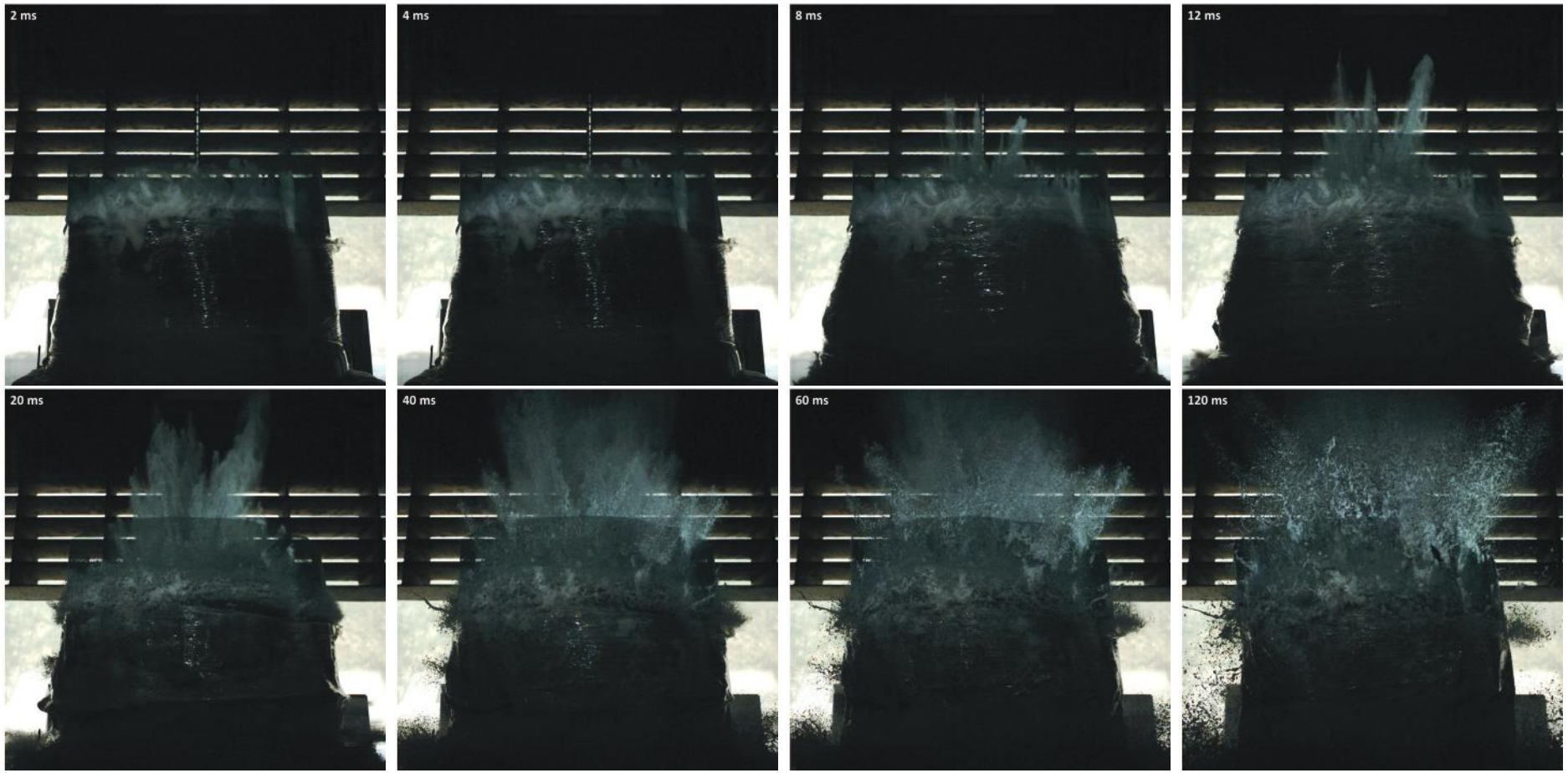


Figure E.20 – Images issues de l'essai 150-P_2-300-GC (champ optique : 1024 x 1024 mm^2)

Capture, par mousse aqueuse, de particules micrométriques dispersées par explosif
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. L'objectif est, d'une part, d'atténuer les effets de souffle liés à la détonation d'un engin explosif et, d'autre part, de capturer les particules solides micrométriques potentiellement nocives, pouvant être émises.

Les mousses aqueuses sont des milieux diphasiques, assemblages de bulles de gaz, encapsulées dans une matrice de films liquides et d'arêtes, appelées Bords de Plateau et de nœuds. On s'intéresse aux mousses dites sèches, c'est-à-dire ayant une fraction volumique de la phase liquide inférieure à 5 %.

L'objectif de cette thèse est de comprendre les phénomènes sous-jacents à la seconde problématique, par la réalisation de campagnes expérimentales, et de développer un outil numérique permettant de les simuler. Les travaux de thèse réalisés se décomposent en deux grandes parties. La première concerne la dispersion et le ralentissement de particules micrométriques, mises en vitesse par impulsion mécanique, dans une mousse intègre. Dans un premier temps, un modèle numérique de ralentissement de particules micrométriques dans ce milieu a été développé. Dans un second temps, des campagnes expérimentales menées, l'une en tube à choc dans les locaux du CEA, et l'autre, en canon électrique à plasma à l'Institut Pprime, ont mis en évidence le caractère atténuateur de la mousse, en termes de dispersion de particules, et ont conduit à la formulation de lois de traînée dans ce milieu. La seconde partie s'intéresse à la capture, par la mousse aqueuse, de particules micrométriques dispersées par explosif. Deux campagnes ont été réalisées à cet effet, au CEA/Gramat, afin de quantifier le taux de particules capturées par un confinement de mousse. Ainsi, une étude paramétrique a été réalisée en fonction de la masse de la charge explosive, de celle des particules, de la granulométrie des particules et de la taille du confinement aqueux. Ces résultats attestent de l'efficacité de ce milieu diphasique dans la capture de particules micrométriques. La comparaison de ces résultats expérimentaux avec ceux issus d'un code eulérien multiphasique bidimensionnel, développé en parallèle, a permis de s'assurer de l'aptitude de ce dernier à prédire, non seulement la phénoménologie des ondes de souffle en présence de particules, mais également la dispersion et la capture de ces particules par mousse aqueuse.

Mots clés : Ecoulement polyphasique, Effet de souffle, Explosif–Lutte contre, Mousse (chimie), Ondes de choc, ondes de détonation, Particules (matière)–Capture, Simulation par ordinateur, Traînée (aérodynamique), Tubes à choc

Abstract

In order to improve the protection of goods and persons, the CEA (The French Alternative Energies and Atomic Energy Commission) is interested in aqueous foams for their ability to mitigate a detonation. The objectives are, on one hand, to mitigate the blast effects related to the detonation of an explosive device and, on the other hand, to capture the potentially harmful micrometric solid particles that can be emitted.

Aqueous foam is a two-phase medium, assemblies of gas bubbles, encapsulated in a matrix of liquid films and nodes, called Plateau Edges. We are interested in so-called dry foams, i.e. with a volume fraction of liquid phase less than 5 %.

The aim of this thesis is to understand the phenomena underlying the second problem, by carrying out experimental campaigns, and to develop a numerical tool to simulate them. The thesis work is divided into two main parts. The first concerns the dispersion and the slowing down, in intact foam, of micrometric particles dispersed by mechanical impulse. First, a numerical model of slowing of micrometric particles in this medium has been developed. In a second time, experimental campaigns carried out, one in a shock tube at a CEAs facility, and the other, in an electric plasma gun at the Pprime Institute, highlighted the attenuator character of the foam, in terms of particle dispersion. They are also used to formulate drag laws in this medium. The second part deals with the capture, by the aqueous foam, of micrometric particles dispersed by explosive. Two campaigns were conducted for this purpose, at CEA / Gramat, to quantify the rate of particles captured by a foam confinement. Thus, a parametric study was carried with various explosive charge masses, particles masses, particle sizes and aqueous confinement sizes. These results attest to the efficiency of this two-phase medium in the capture of micrometric particles. The comparison of these experimental results with those resulting from a two-dimensional multiphasic Eulerian code, developed in parallel, made it possible to ascertain the aptitude of this code to predict, not only the phenomenology of the blast waves in the presence of particles, but also the dispersion and the capture of these particles by aqueous foam.

Keywords : Multiphase flow, Blast Effect, Explosives–Control, Foam, Shock waves, Detonation waves, Particles–Capture, Computer simulation, Drag (Aerodynamics), Shock tubes