UNIVERSITÉ D'ORLÉANS

ÉCOLE DOCTORALE SCIENCES ET TECHNOLOGIES

LABORATOIRE PRISME

THÈSE présentée par :

Pierre-Emmanuel SAUVAN

Date de soutenance prévue : **17 octobre 2012**

pour obtenir le grade de : **Docteur de l'université d'Orléans**

Discipline : Mécanique - Energétique

Etude des phénomènes physiques associés à la propagation d'ondes consécutives à une explosion et leur interaction avec des structures, dans un environnement complexe.

THÈSE dirigée par :

Mme Isabelle SOCHET	Professeur à l'ENSI de Bourges

RAPPORTEURS :

M. Pascal BAUER	Professeur à l'ENSMA, Futuroscope, Poitiers
M. Abdellah HADJADJ	Professeur à l'INSA de Rouen

JURY :

M. Pascal BAUER	Professeur des Universités, ENSMA de Poitiers
M. Abdellah HADJADJ	Professeur des Universités, INSA de Rouen
M. Mame WILLIAM-LOUIS	Professeur des Universités, IUT de Bourges
M. Azeddine KOURTA	Professeur des Universités, Poytech Orléans
M. Olivier DUFAUD	Maître de Conférences, ENSIC de Nancy
Mme. Isabelle SOCHET	Professeur des Universités, Directrice de Thèse, ENSI de Bourges

Table des matières

Table des figures i

Liste des tableaux..... xxii

Remerciements xxxii

Nomenclature xxxiv

Introduction 1

1ère partie : Présentation des outils expérimentaux et numériques 8

1. Chapitre 1 – Bibliographie 9

1.1 – Présentation générale de la détonation 9

1.1.1 – Définition d'une explosion et d'une détonation 9

1.1.2 – Principes physiques de la détonation 11

1.2 – Théorie des ondes de choc droites – Relations de Rankine-Hugoniot 18

1.2.1 – Introduction 18

1.2.2 – Equations de conservation 19

1.2.3 – Relations de Rankine-Hugoniot 21

1.3 – Onde de choc aérienne incidente générée par une détonation de charge gazeuse 24

1.3.1 – Onde de souffle – onde de choc 24

1.3.2 – Caractéristiques du profil de pression 25

1.3.3 – Lois de similitudes 29

1.4 – Onde de choc réfléchie 31

1.4.1 – Réflexions droite 32

1.4.2 – Réflexion oblique régulière 34

1.4.3 – Réflexion de Mach 36
1.5 – Equivalent TNT : 45
1.6 – Principaux travaux sur l'étude de la propagation d'une onde de choc. 48
1.6.1 – Ondes de choc incidentes consécutives à la détonation de charge gazeuse. . 48
1.6.2 – Ondes de choc incidentes consécutives à la détonation de charge de TNT. ... 53
1.6.3 – Etudes menées sur l'interaction des ondes de choc aériennes avec des structures. 59
1.7 – Conclusion 69

2. Chapitre 2 – Descriptif expérimental 71

2.1 – Description générale du banc d'essai 72
2.2 – Propriétés de la charge gazeuse utilisée 75
2.3 – Présentation de la maquette et des deux configurations 82
2.5 – Méthode de calcul des pieds de Mach 85
2.6 – Conclusion sur le descriptif expérimental 87

3. Chapitre 3 – Code CFD AUTODYN 89

3.1 – Introduction générale au logiciel AUTODYN 89
3.2 – Analyse numérique 94
3.3 – Calculs numériques 3D pour les configurations étudiées 99
3.3.1 – Atelier pyrotechnique 99
3.3.2 – Entrepôt de bouteilles de gaz 101
3.4 – Conclusion et comparaison avec des modèles existants pour la détonation de charges solide de TNT. 103

4. Chapitre 4 – Détermination de l'équivalent TNT 107

4.1 – En termes de surpressions incidentes 108
4.2 – En termes d'impulsions positives 115
4.3 – En termes de temps d'arrivée 119
4.4 – En termes de temps de phase positive 123
4.5 – Synthèse des résultats et discussion sur l'équivalent TNT 127
4.5.1 – Synthèse générale 127
4.5.2 – Notion d'équivalent TNT moyen par tranche de distances radiales réduites. 129
4.6 – Conclusion sur l'équivalent TNT 138

5. Chapitre 5 – Approche expérimentale pour l'analyse des pics réfléchis 142

5.1 – Configuration de tir étudiée 142

5.2 – Résultats 144
5.2.1 – Capteur A 144
5.2.1.1 – Essais avec une seule paroi 144
5.2.1.2 – Essais avec deux parois 147
5.2.1.3 – Essais avec trois parois 149
5.2.1.4 – Essais avec quatre parois 151
5.2.2 – Capteur B 152
5.2.2.1 – Essais avec une seule paroi 153
5.2.2.2 – Essais avec deux parois 154
5.2.2.3 – Essais avec trois parois 157
5.2.2.4 – Essais avec quatre parois 158
5.2.3 – Capteur C 159
5.2.3.1 – Essais avec une seule paroi 159
5.2.3.2 – Essais avec deux parois 161
5.2.3.3 – Essais avec trois parois 163
5.2.3.4 – Essais avec quatre parois 164
5.3 – Etudes complémentaires 165
5.3.1 – Influence du toit 165
5.3.2 – Influence du volume du confinement 169
5.4 – Conclusion 170

2ème partie : Détonation d'une charge explosive au sein d'un atelier pyrotechnique 172

6. Chapitre 6 – Détonation d'une charge explosive dans un atelier pyrotechnique ... 173

6.1 – Configuration étudiée 173
6.2 – Analyse des profils de pression obtenus expérimentalement 175
6.2.1 – Capteurs situés au sol 175
6.2.1.1 – Introduction 175
6.2.1.2 – Capteur IG5 176
6.2.1.3 – Capteur IG3 180
6.2.1.4 – Capteur IG4 183
6.2.1.5 – Capteur IG6 186
6.2.1.6 – Capteurs IG1 et IG11 189
6.2.2 – Analyse des profils de pression obtenus par les capteurs situés dans les parois 191
6.2.2.1 – Introduction 191

6.2.2.2 – Capteur A 192
6.2.2.3 – Capteur B 195
6.2.2.4 – Capteur C 198
6.2.2.5 – Capteur D 202
6.2.2.6 – Capteur E 205
6.2.3 – Conclusion 209
6.3 – Résultats numériques obtenus pour 3 configurations 211
6.3.1 – Charge centrée, sans obstacle et sans cheminée (toit plein) 211
6.3.2 – Charge centrée, avec obstacle et sans cheminée (toit plein) 218
6.3.3 – Charge dans l'angle, avec obstacle et sans cheminée (toit plein) 224
6.4 – Discussion 230
6.4.1 – Influence de la position de la charge et effet canal provoqué par la présence de l'obstacle 230
6.4.1.1 – Influence de la position de la charge 230
6.4.1.2 – Effet canal provoqué par l'obstacle 239
6.4.2 – Capteurs situés dans les parois 241
6.5 – Conclusion sur ce chapitre 245

3ème partie : Détonation d'une charge explosive au sein d'un entrepôt de stockage de bouteilles de gaz 248

7. Chapitre 7 – Détonation d'une charge explosive dans un entrepôt de bouteilles de gaz 249

7.1 – Configuration étudiée 249
7.2 – Analyse des profils de pression obtenus pour une charge centrée au milieu de l'entrepôt : position C 251
7.2 – Analyse des profils de pression obtenus pour une charge centrée à l'entrée de l'entrepôt : position D 261
7.3 – Analyse des signaux de pression obtenus pour charge excentrée à l'entrée de l'entrepôt : position E 272
7.4 – Analyse des signaux de pression obtenus pour une charge centrée au fond de l'entrepôt : position B 280
7.5 – Analyse des signaux de pression obtenus pour une charge située au coin dans le fond de la structure : position A 289
7.6 – Comparaison entre les résultats expérimentaux et numériques 302
7.6.1 – Capteurs situés à l'intérieur de la structure 304
7.6.2 – Capteurs situés à l'extérieur de la structure. 321
7.7 – Analyse des champs de pression autour de la structure. 337

7.8 – Conclusion sur ce chapitre 342

Conclusion générale et perspectives 345

Annexe.....351

A - Fiche technique de l'alimentation Haute tension.....351

B - Fiche technique des capteurs de pression 351

C - Fiche technique des amplificateurs de charge 352

D - Fiche technique des oscilloscopes numériques 352

E - Spécification des gaz employés 353

F - Caractéristiques Chapman - Jouguet pour une charge gazeuse de propane – oxygène et de TNT.....353

Bibliographie.....355

Table des figures

Figure 1.1 : Représentation de l'onde de détonation selon la théorie de Chapman-Jouguet. 13

Figure 1.2 : Représentation du diagramme de Clapeyron. 13

Figure 1.3 : Structure de l'onde de détonation selon le modèle ZND. 15

Figure 1.4 : Représentation d'une onde de choc droite stationnaire se propageant dans un gaz frais initialement au repos. 20

Figure 1.5 : Profil de pression caractéristique de l'onde de souffle consécutive à une détonation (Baker, 1983). 26

Figure 1.6 : Principe de similitude d'Hopkinson (1915). 30

Figure 1.7 : Les différents types d'ondes de choc réfléchies (Ben-Dor, 1992). 32

Figure 1.8 : Schéma d'une réflexion normale 33

Figure 1.9 : Réflexion d'une onde de choc oblique régulière sur une surface plane 35

Figure 1.10 : Schéma d'une réflexion oblique régulière 35

Figure 1.11 : Coefficient de réflexion Λ en fonction de l'angle d'incidence pour différentes valeurs de surpression incidente (TM5-1300). 36

Figure 1.12 : Création d'une onde de Mach. 38

Figure 1.13 : Réflexion oblique régulière (Ben-Dor, 1992). 38

Figure 1.14 : Réflexion de Mach (Ben-Dor, 1992). 39

Figure 1.15 : Ecoulement dans la région de formation d'une onde de Mach. 39

Figure 1.16 : Les trois catégories de réflexion de Mach : a – réflexion de Mach directe, b – réflexion de Mach inverse, c – réflexion de Mach stationnaire. 40

Figure 1.17 : Transition entre la région de réflexion régulière et la région de réflexion de Mach en fonction du nombre de l'onde de choc incidente M_0 et de l'angle d'incidence β (Kinney, 1962). 42

Figure 1.18 : Schéma pour le calcul de la hauteur du pied de Mach h_m. 43

Figure 1.19 : Trajectoire du point triple lors de la réflexion de Mach. 44

Figure 1.20 : Dispositif expérimental pour l'étude de l'explosion d'une charge explosive dans une rue droite..... 60

Figure 1.21 : Configurations de rues étudiées par Smith et al. (2001). 60

Figure 1.22 : Dispositif expérimental pour étudier l'influence d'une structure écran placée entre la charge explosive et une structure cible (Remennikov et Rose, 2005). 62

Figure 1.23 : Dispositif expérimental pour l'étude d'un réseau de structures écran positionnées entre la charge explosive et un immeuble cible. Configuration « régulière » (Smith et al., 2002, 2006). 64

Figure 1.24 : Dispositif expérimental pour l'étude d'un réseau de structures écran positionnées entre la charge explosive et un immeuble cible. Configuration « aléatoire » (Smith et al., 2002, 2006). 65

Figure 1.25 : Vue schématique de la combinaison de l'effet canal et de l'effet protecteur. .. 67

Figure 2.1 : Schéma général du dispositif expérimental (I.S : Interrupteur de Sécurité). 72

Figure 2.2 : Evolution des surpressions incidentes ΔP^+ en fonction de la distance radiale réduite Z pour nos expériences et pour différents auteurs. 80

Figure 2.3 : Evolution des impulsions positives I^+ en fonction de la distance radiale réduite Z pour nos expériences et pour différents auteurs. 81

Figure 2.4 : Configuration 1, atelier pyrotechnique. Positions des 10 capteurs de pression, de l'obstacle et des 3 positions de charges explosives. Distances en millimètres, échelle 1/20ème. 83

Figure 2.5 : Configurations 2, stockage de gaz. Positions des 10 capteurs de pression, des portes bouteilles et des 5 positions de charges explosives. Distances en millimètres, échelle 1/20ème. 84

Figure 2.6 : Schéma pour le calcul de la hauteur du pied de Mach, vue de dessus. 85

Figure 3.1: Modèle 1D pour les calculs numériques, symétrie sphérique, distances en millimètres (schéma à l'échelle)..... 97

Figure 3.2 : Modèle 1D sous AUTODYN. 97

Figure 3.3 : Image d'un calcul en cours sous AUTODYN, modèle 1D, t = 32,3 µs. 98

Figure 3.4 : Configuration 1 avec positions des capteurs de pression, de l'obstacle et des charges explosives. 100

Figure 3.5: Schéma des tailles de mailles utilisées pour les calculs numériques, vue de dessus. 102

Figure 3.6 : Représentation 3D du maillage évolutif utilisé pour les calculs numériques. 102

Figure 3.7 : Surpressions incidentes en fonction de la distance radiale réduite Z (m.kg$^{-1/3}$) obtenue avec AUTODYN comparées à celles obtenues par d'autres auteurs pour des charges solides de TNT. 104

Figure 4.1 : Surpression incidente (ΔP^+) en fonction de la distance radiale réduite (Z) pour le TNT et pour un mélange stœchiométrique propane-oxygène. 110

Figure 4.2 : Equivalent TNT massique $Eq_{M,TNT}$ en fonction de la distance radiale réduite Z_G obtenue pour un mélange propane-oxygène, déterminé selon les surpressions incidentes. Charges sphériques. 113

Figure 4.3 : Impulsions positives réduites ($I^+ / M^{1/3}$) en fonction de la distance radiale réduite (Z) pour le TNT et pour un mélange propane-oxygène à la stœchiométrie. 116

Figure 4.4 : Equivalent TNT massique $Eq_{M,TNT}$ en fonction de la distance radiale réduite Z_G obtenu pour un mélange propane-oxygène, déterminé selon les impulsions positives réduites..... 118

Figure 4.5 : Temps d'arrivée réduits ($ta / M^{1/3}$) en fonction de la distance radiale réduite (Z) pour le TNT et pour un mélange propane-oxygène à la stœchiométrie. 120

Figure 4.6 : Equivalent TNT massique $Eq_{M,TNT}$ en fonction de la distance radiale réduite Z_G obtenu pour un mélange propane-oxygène, déterminé selon les temps d'arrivées réduits. 122

Figure 4.7 : Temps de phase positive réduit ($T^+ / M^{1/3}$) en fonction de la distance radiale réduite (Z) pour le TNT et pour un mélange propane-oxygène à la stœchiométrie. 124

Figure 4.8 : Equivalent TNT massique $Eq_{m,TNT}$ en fonction de la distance radiale réduite Z_G obtenu pour un mélange propane-oxygène, déterminé selon les temps de phases positives réduits. 127

Figure 4.9 : Equivalents TNT déterminés selon les surpressions incidentes (ΔP), les impulsions positives réduites ($I^+ / M^{1/3}$), les temps d'arrivée réduits ($ta / M^{1/3}$) et les durées de phases positives ($T^+ / M^{1/3}$) en se basant sur les données TNT du TM5-1300. 128

Figure 4.10 : Equivalents TNT déterminés selon les surpressions incidentes (ΔP), les impulsions positives réduites ($I^+ / M^{1/3}$), les temps d'arrivée réduits ($ta / M^{1/3}$) et les durées de phases positives réduits ($T^+ / M^{1/3}$) en se basant sur les données TNT d'AUTODYN..... 128

Figure 4.11 : Méthodologie pour obtenir les caractéristiques physiques d'une onde de choc incidente (ΔP^+, $I^+/M^{1/3}$, $ta/M^{1/3}$ et $T^+/M^{1/3}$) issue de la détonation d'une charge sphérique de TNT (TM5-1300 et AUTODYN) à partir de la distance radiale réduite Z_G obtenue en

laboratoire pour la détonation d'une charge sphérique de propane-oxygène à la stœchiométrie. 131

Figure 5.1 : Schéma de la configuration de tir, vue de dessus, R_A = 241, R_B = 251, R_C = 235 (distances en millimètres) 143

Figure 5.2 : Photo du volume semi confiné utilisé pour les essais expérimentaux. 144

Figure 5.3 : Evolution temporelle de la pression Capteur A – paroi 1 seule 145

Figure 5.4 : Evolution temporelle de la pression Capteur A – paroi 2 seule 145

Figure 5.5 : Evolution temporelle de la pression Capteur A – paroi 3 seule 145

Figure 5.6 : Evolution temporelle de la pression Capteur A – paroi 4 seule 145

Figure 5.7 : Configuration pour le calcul du pied de Mach sur le mur 146

Figure 5.8 : Evolution temporelle de la pression Capteur A – parois 1 + 2 148

Figure 5.9 : Evolution temporelle de la pression Capteur A – parois 1 + 3 148

Figure 5.10 : Evolution temporelle de la pression Capteur A – parois 1 + 4 148

Figure 5.11 : Evolution temporelle de la pression Capteur A – parois 2 + 3 148

Figure 5.12 : Evolution temporelle de la pression Capteur A – parois 2 + 4 148

Figure 5.13 : Evolution temporelle de la pression Capteur A – parois 3 + 4 148

Figure 5.14 : Evolution temporelle de la pression Capteur A – parois 1+ 2+ 4 149

Figure 5.15 : Evolution temporelle de la pression Capteur A – parois 1+ 4+ 3 149

Figure 5.16 : Evolution temporelle de la pression Capteur A – parois 1+ 2 + 3 150

Figure 5.17 : Evolution temporelle de la pression Capteur A – parois 2 + 3 + 4 150

Figure 5.18 : Evolution temporelle de la pression Capteur A – parois 2 + 3 + 4 152

Figure 5.19 : Evolution temporelle de la pression Capteur B – paroi 1 seule 153

Figure 5.20 : Evolution temporelle de la pression Capteur B – paroi 2 seule 153

Figure 5.21 : Evolution temporelle de la pression Capteur B – paroi 3 seule 153

Figure 5.22 : Evolution temporelle de la pression Capteur B – paroi 4 seule..... 153

Figure 5.23 : Evolution temporelle de la pression Capteur B – parois 1 + 2..... 154

Figure 5.24 : Evolution temporelle de la pression Capteur B – parois 1 + 3..... 154

Figure 5.25 : Evolution temporelle de la pression Capteur B – parois 1 + 4..... 155

Figure 5.26 : Evolution temporelle de la pression Capteur B – parois 2 + 3..... 155

Figure 5.27 : Evolution temporelle de la pression Capteur B – parois 2 + 4..... 155

Figure 5.28 : Evolution temporelle de la pression Capteur B – parois 3 + 4..... 155

Figure 5.29 : Evolution temporelle de la pression Capteur B – parois 1 + 2 + 4..... 157

Figure 5.30 : Evolution temporelle de la pression Capteur B – parois 1 + 3 + 4..... 157

Figure 5.31 : Evolution temporelle de la pression Capteur B – parois 1 + 2 + 3..... 157

Figure 5.32 : Evolution temporelle de la pression Capteur B – parois 2 + 3 + 4..... 157

Figure 5.33 : Evolution temporelle de la pression Capteur B – parois 1 + 2 + 3 + 4..... 159

Figure 5.34 : Evolution temporelle de la pression Capteur C – paroi 1..... 160

Figure 5.35 : Evolution temporelle de la pression Capteur C – paroi 2..... 160

Figure 5.36 : Evolution temporelle de la pression Capteur C – paroi 3..... 160

Figure 5.37 : Evolution temporelle de la pression Capteur C – paroi 4..... 160

Figure 5.38 : Evolution temporelle de la pression Capteur C – parois 1 + 2..... 161

Figure 5.39 : Evolution temporelle de la pression Capteur C – parois 1 + 3..... 161

Figure 5.40 : Evolution temporelle de la pression Capteur C – parois 1 + 4..... 161

Figure 5.41 : Evolution temporelle de la pression Capteur C – parois 2 + 3..... 161

Figure 5.42 : Evolution temporelle de la pression Capteur C – parois 2 + 4..... 162

Figure 5.43 : Evolution temporelle de la pression Capteur C – parois 3 + 4..... 162

Figure 5.44 : Evolution temporelle de la pression capteur C – parois 1 + 2 + 4..... 163

Figure 5.45 : Evolution temporelle de la pression capteur C – parois 1 + 3 + 4..... 163

Figure 5.46 : Evolution temporelle de la pression capteur C – parois 1 + 2 + 3 163

Figure 5.47 : Evolution temporelle de la pression capteur C – parois 2 + 3 + 4 163

Figure 5.48 : Evolution temporelle de la pression capteur C – parois 1 + 2 + 3 + 4..... 164

Figure 5.49 : Configuration de tir pour l'étude sur l'influence du toit (distances en millimètres) 166

Figure 5.50 : Evolution temporelle de la pression capteur A – boîte ouverte et fermée..... 167

Figure 5.51 : Evolution temporelle de la pression capteur B – boîte ouverte et fermée 167

Figure 5.52 : Evolution temporelle de la pression capteur C – boîte ouverte et fermée 167

Figure 5.53 : Comparaison impulsions positives totales – avec et sans toit..... 168

Figure 5.54 : Comparaison surpressions positives maximales – avec et sans toit..... 168

Figure 5.55 : Comparaison impulsions positives totales pour différents volumes de confinement 170

Figure 5.56 : Comparaison surpressions positives maximales pour différents volumes de confinement 170

Figure 6.1 : Configuration 1 avec positions des capteurs de pression, de l'obstacle et des charges explosives, distances en millimètres. 174

Figure 6.2 : Photo de la maquette et de l'obstacle (configuration 1, charge dans l'angle)... 174

Figure 6.3 : Photos mettant en évidence le déplacement de l'obstacle après un tir (configuration 1, charge dans l'angle, toit complet). 175

Figure 6.4 : Profils de pressions - capteur IG5 - charge centrée – avec obstacle 176

Figure 6.5 : Profils de pressions – capteur IG5 - charge centrée – sans obstacle..... 176

Figure 6.6 : Profils de pressions - capteur IG5 - charge excentrée – avec obstacle..... 177

Figure 6.7 : Profils de pressions – capteur IG5 - charge excentrée – sans obstacle 177

Figure 6.8 : Profils de pressions – capteur IG5 - charge dans l'angle – avec obstacle..... 177

Figure 6.9 : Profils de pressions – capteur IG5 - charge dans l'angle – sans obstacle 177

Figure 6.10 : Profils de pressions – capteur IG3 - charge centrée – avec obstacle..... 180

Figure 6.11 : Profils de pressions – capteur IG3 - charge centrée – sans obstacle..... 180

Figure 6.12 : Profils de pressions – capteur IG3 - charge excentrée – avec obstacle..... 180

Figure 6.13 : Profils de pressions – capteur IG3 - charge excentrée – sans obstacle 180

Figure 6.14 : Profils de pressions – capteur IG3 - charge dans l'angle – avec obstacle..... 181

Figure 6.15 : Profils de pressions – capteur IG3 - charge dans l'angle – sans obstacle 181

Figure 6.16 : Profils de pressions – capteur IG4 - charge centrée – avec obstacle..... 183

Figure 6.17 : Profils de pressions – capteur IG4 - charge centrée – sans obstacle..... 183

Figure 6.18 : Profils de pressions – capteur IG4 - charge excentrée – avec obstacle..... 184

Figure 6.19 : Profils de pressions – capteur IG4 - charge excentrée – sans obstacle 184

Figure 6.20 : Profils de pressions – capteur IG4 - charge dans l'angle – avec obstacle..... 184

Figure 6.21 : Profils de pressions – capteur IG4 - charge dans l'angle – sans obstacle 184

Figure 6.22 : Profils de pressions – capteur IG6 - charge centrée – avec obstacle..... 186

Figure 6.23 : Profils de pressions – capteur IG6 - charge centrée – sans obstacle..... 186

Figure 6.24 : Profils de pressions – capteur IG6 - charge excentrée – avec obstacle..... 186

Figure 6.25 : Profils de pressions – capteur IG6 - charge excentrée – sans obstacle 186

Figure 6.26 : Profils de pressions – capteur IG6 - charge dans l'angle – avec obstacle..... 187

Figure 6.27 : Profils de pressions – capteur IG6 - charge dans l'angle – sans obstacle 187

Figure 6.28 : Profils de pressions – capteur IG1 - charge centrée – avec obstacle..... 189

Figure 6.29 : Profils de pressions – capteur IG11 - charge centrée – avec obstacle 189

Figure 6.30 : Profils de pressions – capteur IG1 – charge excentrée – avec obstacle 189

Figure 6.31 : Profils de pressions – capteur IG11 – charge excentrée – avec obstacle 189

Figure 6.32 : Profils de pressions – capteur IG1 - charge dans l'angle – avec obstacle..... 190

Figure 6.33 : Profils de pressions – capteur IG11 – charge dans l'angle – avec obstacle 190
Figure 6.34 : Configuration 1 avec positions des capteurs de pression, de l'obstacle et des charges explosives. Distances en millimètres. 191
Figure 6.35 : Profils de pressions - capteur A - charge centrée – avec obstacle..... 192
Figure 6.36 : Profils de pressions - capteur A - charge centrée – sans obstacle 192
Figure 6.37 : Profils de pressions - capteur A – charge excentrée – avec obstacle 192
Figure 6.38 : Profils de pressions - capteur A – charge excentrée – sans obstacle 192
Figure 6.39 : Profils de pressions - capteur A – charge dans l'angle – avec obstacle 193
Figure 6.40 : Profils de pressions - capteur A – charge dans l'angle – sans obstacle 193
Figure 6.41 : Profils de pressions - capteur B – charge centrée – avec obstacle 196
Figure 6.42 : Profils de pressions - capteur B – charge centrée – sans obstacle 196
Figure 6.43 : Profils de pressions - capteur B – charge excentrée – avec obstacle 196
Figure 6.44 : Profils de pressions - capteur B – charge excentrée – sans obstacle 196
Figure 6.45 : Profils de pressions - capteur B – charge dans l'angle – avec obstacle 196
Figure 6.46 : Profils de pressions - capteur B – charge dans l'angle – sans obstacle 196
Figure 6.47 : Profils de pressions - capteur C – charge centrée – avec obstacle 199
Figure 6.48 : Profils de pressions - capteur C – charge centrée – sans obstacle 199
Figure 6.49 : Profils de pressions - capteur C – charge excentrée – avec obstacle 199
Figure 6.50 : Profils de pressions - capteur C – charge excentrée – sans obstacle..... 199
Figure 6.51 : Profils de pressions - capteur C – charge dans l'angle – avec obstacle 199
Figure 6.52 : Profils de pressions - capteur C – charge dans l'angle – sans obstacle 199
Figure 6.53 : Comparaison des signaux de pressions obtenus par les capteurs A et C pour la configuration charge centrée, sans cheminée et sans obstacle. 200
Figure 6.54 : Profils de pressions - capteur D – charge centrée – avec obstacle..... 202

Figure 6.55 : Profils de pressions - capteur D – charge centrée – sans obstacle 202

Figure 6.56 : Profils de pressions - capteur D – charge centrée – avec obstacle..... 202

Figure 6.57 : Profils de pressions - capteur D – charge centrée – sans obstacle 202

Figure 6.58 : Profils de pressions - capteur D – charge dans l'angle – avec obstacle..... 203

Figure 6.59 : Profils de pressions - capteur D – charge dans l'angle – sans obstacle 203

Figure 6.60 : Comparaison des signaux de pressions obtenus par les capteurs B et D pour la configuration charge centrée, sans cheminée et sans obstacle. 204

Figure 6.61 : Profils de pressions - capteur E – charge centrée – avec obstacle 205

Figure 6.62 : Profils de pressions - capteur E – charge centrée – sans obstacle 205

Figure 6.63 : Profils de pressions - capteur E – charge excentrée – avec obstacle 206

Figure 6.64 : Profils de pressions - capteur E – charge excentrée – sans obstacle..... 206

Figure 6.65 : Profils de pressions - capteur E – charge dans l'angle – avec obstacle 206

Figure 6.66 : Profils de pressions - capteur E – charge dans l'angle – sans obstacle..... 206

Figure 6.67 : Profils de pressions, capteur IG1, expérimental et numérique, charge centrée, sans obstacle et toit plein. 212

Figure 6.6.68 : Profils de pressions, capteur IG2, expérimental et numérique, charge centrée, sans obstacle et toit plein. 212

Figure 6.69 : Profils de pressions, capteur IG3, expérimental et numérique, charge centrée, sans obstacle et toit plein. 213

Figure 6.70 : Profils de pressions, capteur IG5, expérimental et numérique, charge centrée, sans obstacle et toit plein. 213

Figure 6.71 : Profils de pressions, capteur IG6, expérimental et numérique, charge centrée, sans obstacle et toit plein. 213

Figure 6.72 : Profils de pressions, capteur IG8, expérimental et numérique, charge centrée, sans obstacle et toit plein. 213
Figure 6.73 : Profils de pressions, capteur IG9, expérimental et numérique, charge centrée, sans obstacle et toit plein. 213
Figure 6.74 : Profils de pressions, capteur IG10, expérimental et numérique, charge centrée, sans obstacle et toit plein. 213
Figure 6.75 : Profils de pressions, capteur IG11, expérimental et numérique, charge centrée, sans obstacle et toit plein. 214
Figure 6.76 : Profils de pressions, capteur IG1, expérimental et numérique, charge centrée, avec obstacle et toit plein. 219
Figure 6.77 : Profils de pressions, capteur IG2, expérimental et numérique, charge centrée, avec obstacle et toit plein. 219
Figure 6.78 : Profils de pressions, capteur IG3, expérimental et numérique, charge centrée, avec obstacle et toit plein. 219
Figure 6.79 : Profils de pressions, capteur IG5, expérimental et numérique, charge centrée, avec obstacle et toit plein. 219
Figure 6.80 : Profils de pressions, capteur IG6, expérimental et numérique, charge centrée, avec obstacle et toit plein. 219
Figure 6.81 : Profils de pressions, capteur IG8, expérimental et numérique, charge centrée, avec obstacle et toit plein. 219
Figure 6.82 : Profils de pressions, capteur IG9, expérimental et numérique, charge centrée, avec obstacle et toit plein. 220
Figure 6.83 : Profils de pressions, capteur IG10, expérimental et numérique, charge centrée, avec obstacle et toit plein. 220

Figure 6.84 : Profils de pressions, capteur IG11, expérimental et numérique, charge centrée, avec obstacle et toit plein. 220
Figure 6.85 : Profils de pressions, capteur IG1, expérimental et numérique, charge dans l'angle, avec obstacle et toit plein..... 224
Figure 6.86 : Profils de pressions, capteur IG2, expérimental et numérique, charge dans l'angle, avec obstacle et toit plein..... 224
Figure 6.87 : Profils de pressions, capteur IG3, expérimental et numérique, charge dans l'angle, avec obstacle et toit plein..... 224
Figure 6.88 : Profils de pressions, capteur IG4, expérimental et numérique, charge dans l'angle, avec obstacle et toit plein..... 224
Figure 6.89 : Profils de pressions, capteur IG5, expérimental et numérique, charge dans l'angle, avec obstacle et toit plein..... 225
Figure 6.90 : Profils de pressions, capteur IG6, expérimental et numérique, charge dans l'angle, avec obstacle et toit plein..... 225
Figure 6.91 : Profils de pressions, capteur IG8, expérimental et numérique, charge dans l'angle, avec obstacle et toit plein..... 225
Figure 6.92 : Profils de pressions, capteur IG9, expérimental et numérique, charge dans l'angle, avec obstacle et toit plein..... 225
Figure 6.93 : Profils de pressions, capteur IG10, comparaison expérimental et numérique, charge dans l'angle, avec obstacle et toit plein. 225
Figure 6.94 : Profils de pressions, capteur IG11, comparaison expérimental et numérique, charge dans l'angle, avec obstacle et toit plein. 225
Figure 6.95 : Profils de pressions, capteur A, expérimental et numérique, charge dans l'angle, avec obstacle et toit plein. 226

Figure 6.96 : Profils de pressions, capteur B, expérimental et numérique, charge dans l'angle, avec obstacle et toit plein 226
Figure 6.97 : Profils de pressions, capteur C, expérimental et numérique, charge dans l'angle, avec obstacle et toit plein 226
Figure 6.98 : Profils de pressions, capteur D, expérimental et numérique, charge dans l'angle, avec obstacle et toit plein 226
Figure 6.99 : Profils de pressions, capteur E, expérimental et numérique, charge dans l'angle, avec obstacle et toit plein 226
Figure 6.100 : Configuration 1 avec positions des capteurs de pression, de l'obstacle et des charges explosives. Distances en millimètres. 231
Figure 6.101 : Surpressions réfléchies maximales en fonction de leurs temps d'arrivée pour chaque position de charge, capteur IG3. 232
Figure 6.102 : Surpressions réfléchies maximales en fonction de leurs temps d'arrivée pour chaque position de charge, capteur IG4. 232
Figure 6.103 : Surpressions réfléchies maximales en fonction de leurs temps d'arrivée pour chaque position de charge, capteur IG5. 232
Figure 6.104 : Surpressions réfléchies maximales en fonction de leurs temps d'arrivée pour chaque position de charge, capteur IG6. 232
Figure 6.105 : Surpressions réfléchies maximales en fonction de leurs temps d'arrivée pour chaque position de charge, capteur IG10. 233
Figure 6.106 : Surpressions réfléchies maximales en fonction de leurs temps d'arrivée pour chaque position de charge, capteur IG11. 233
Figure 6.107 : Impulsions positives totales réduites pour le capteur IG3 pour chaque position de charges. 236

Figure 6.108 : Impulsions positives totales réduites pour le capteur IG4 pour chaque position de charges. 236

Figure 6.109 : Impulsions positives totales réduites pour le capteur IG5 pour chaque position de charges. 237

Figure 6.110 : Impulsions positives totales réduites pour le capteur IG6 pour chaque position de charges. 237

Figure 6.111 : Impulsions positives totales réduites pour le capteur IG10 pour chaque position de charges. 237

Figure 6.112 : Impulsions positives totales réduites pour le capteur IG11 pour chaque position de charges. 237

Figure 6.113 : Comparaison des impulsions positives totales réduites obtenues par les capteurs B et D, pour les 3 positions de charge, avec obstacle et avec cheminée. 239

Figure 6.114 : Comparaison des impulsions positives totales réduites obtenues par le capteur B, pour les 3 positions de charge, avec cheminée. 239

Figure 6.115 : Evolution des surpressions réfléchies ΔP_r^+ en fonction de la distance radiale réduite Z ($m.kg^{-1/3}$). Comparaison de nos résultats avec différents auteurs. 243

Figure 6.116 : Evolution de la surpression réfléchie en fonction du rapport de la distance radiale réduite Z par l'angle d'incidence α. 244

Figure 7.1 : Configurations 2 avec les positions des 10 capteurs et les 5 positions de charges. 250

Figure 7.2 : Photos des portes bouteilles à échelle réduite : a / vue de dessus, b / vue de face. 251

Figure 7.3 : Schéma de la configuration 2, charge placée au centre de l'entrepôt. Distances en millimètres..... 251

Figure 7.4 : Profils de pressions - capteur IG1 – charge centrée. 252

Figure 7.5 : Profils de pressions - capteur IG5 – charge centrée. 252

Figure 7.6 : Profils de pressions - capteur IG8 – charge centrée. 252

Figure 7.7 : Profils de pressions - capteur IG10 – charge centrée. 252

Figure 7.8 : Profils de pressions - capteur EG12 – charge centrée. 253

Figure 7.9 : Profils de pressions - capteur EG13 – charge centrée. 253

Figure 7.10 : Profils de pressions - capteur EG15 – charge centrée. 253

Figure 7.11 : Profils de pressions - capteur EG17 – charge centrée. 253

Figure 7.12 : Profils de pressions - capteur EG18 – charge centrée. 253

Figure 7.13 : Profils de pressions - capteur EG20 – charge centrée. 253

Figure 7.14 : Emplacement du capteur IG10 pour une charge centrée. 256

Figure 7.15 : Schéma de la configuration 2, charge centrée à l'entrée de l'entrepôt. Distances en millimètres..... 262

Figure 7.16 : Profils de pressions - capteur IG1 – charge centrée à l'entrée. 262

Figure 7.17 : Profils de pressions - capteur IG5 – charge centrée à l'entrée. 262

Figure 7.18 : Profils de pressions - capteur IG8 – charge centrée à l'entrée. 263

Figure 7.19 : Profils de pressions - capteur IG10 – charge centrée à l'entrée. 263

Figure 7.20 : Profils de pressions - capteur EG12 – charge centrée à l'entrée. 263

Figure 7.21 : Profils de pressions - capteur EG13 – charge centrée à l'entrée. 263

Figure 7.22 : Profils de pressions - capteur EG15 – charge centrée à l'entrée. 263

Figure 7.23 : Profils de pressions - capteur EG17 – charge centrée à l'entrée. 263

Figure 7.24 : Profils de pressions - capteur EG18 – charge centrée à l'entrée. 264

Figure 7.25 : Profils de pressions - capteur EG20 – charge centrée à l'entrée. 264

Figure 7.26 : Schéma de la configuration 2, charge excentrée à l'entrée de l'entrepôt. Distances en millimètres. 272
Figure 7.27 : Profils de pressions - capteur IG1 – charge excentrée à l'entrée. 273
Figure 7.28 : Profils de pressions - capteur IG5 – charge excentrée à l'entrée. 273
Figure 7.29 : Profils de pressions - capteur IG8 – charge excentrée à l'entrée. 273
Figure 7.30 : Profils de pressions - capteur IG10 – charge excentrée à l'entrée. 273
Figure 7.31 : Profils de pressions - capteur EG12 – charge excentrée à l'entrée. 273
Figure 7.32 : Profils de pressions - capteur EG13 – charge excentrée à l'entrée. 273
Figure 7.33 : Profils de pressions - capteur EG15 – charge excentrée à l'entrée. 274
Figure 7.34 : Profils de pressions - capteur EG17 – charge excentrée à l'entrée. 274
Figure 7.35 : Profils de pressions - capteur EG18 – charge excentrée à l'entrée. 274
Figure 7.36 : Profils de pressions - capteur EG20 – charge excentrée à l'entrée. 274
Figure 7.37 Schéma de la configuration 2, charge centrée au fond de l'entrepôt. Distances en millimètres..... 280
Figure 7.38 : Profils de pressions - capteur IG1 – charge centrée au fond. 281
Figure 7.39 : Profils de pressions - capteur IG5 – charge centrée au fond. 281
Figure 7.40 : Profils de pressions - capteur IG8 – charge centrée au fond. 281
Figure 7.41 : Profils de pressions - capteur IG10 – charge centrée au fond. 281
Figure 7.42 : Profils de pressions - capteur EG12 – charge centrée au fond. 281
Figure 7.43 : Profils de pressions - capteur EG13 – charge centrée au fond. 281
Figure 7.44 : Profils de pressions - capteur EG15 – charge centrée au fond. 282
Figure 7.45 : Profils de pressions - capteur EG17 – charge centrée au fond. 282
Figure 7.46 : Profils de pressions - capteur EG18 – charge centrée au fond. 282
Figure 7.47 : Profils de pressions - capteur EG20 – charge centrée au fond. 282

Figure 7.48 : Schéma de la configuration 2, charge excentrée au fond de l'entrepôt. Distances en millimètres..... 289
Figure 7.49 : Profils de pressions - capteur IG1 – charge excentrée au fond. 290
Figure 7.50 : Profils de pressions - capteur IG5 – charge excentrée au fond. 290
Figure 7.51 : Profils de pressions - capteur IG8 – charge excentrée au fond. 290
Figure 7.52 : Profils de pressions - capteur IG10 – charge excentrée au fond. 290
Figure 7.53 : Profils de pressions - capteur EG12 – charge excentrée au fond. 290
Figure 7.54 : Profils de pressions - capteur EG13 – charge excentrée au fond. 290
Figure 7.55 : Profils de pressions - capteur EG15 – charge excentrée au fond. 291
Figure 7.56 : Profils de pressions - capteur EG17 – charge excentrée au fond. 291
Figure 7.57 : Profils de pressions - capteur EG18 – charge excentrée au fond. 291
Figure 7.58 : Profils de pressions - capteur EG20 – charge excentrée au fond. 291
Figure 7.59 : Hauteur du pied de Mach se propageant le long de la paroi 1 au niveau du capteur IG5 et la trajectoire du point triple correspondant. 293
Figure 7.60 : Hauteur du pied de Mach se propageant le long de la paroi 1 au niveau du capteur IG8 et la trajectoire du point triple correspondant. 295
Figure 7.61 : Hauteur du pied de Mach se propageant le long de la paroi 1 au niveau du capteur IG10 et la trajectoire du point triple correspondant. 296
Figure 7.62 : Schéma pour le calcul de la hauteur du pied de Mach, vue de dessus. 297
Figure 7.63 : Représentation du pied de Mach se propageant le long de la paroi 1 lorsqu'il atteint la sortie de l'entrepôt. 298
Figure 7.64 : Schéma des tailles de mailles utilisées pour les calculs numériques, vue de dessus. 303
Figure 7.65 : Représentation 3D du maillage évolutif utilisé pour les calculs numériques. .. 303

Figure 7.66 : Positions des capteurs situés à l'intérieur de l'entrepôt et des portes bouteilles ainsi que les différentes positions des charges explosives, vue de dessus. 304

Figure 7.67 : Profils de pressions, capteur IG1, expérimental et numérique, charge centrée à l'entrée de l'entrepôt (position D). 306

Figure 7.68 : Champs de pressions obtenus par calculs numériques 0,5 ms après la détonation pour une détonation excentrée au fond de l'entrepôt (position A),vue de dessus. 308

Figure 7.69 : Profils de pressions, capteur IG5, expérimental et numérique, charge centrée au fond de l'entrepôt (position B). 310

Figure 7.70 : Champs de pressions obtenus par calculs numériques 0,6 ms après la détonation pour une détonation centrée au fond de l'entrepôt (position B), vue de dessus. 310

Figure 7.71 : Champs de pressions obtenus par calculs numériques 0,5 ms après la détonation pour une détonation excentrée au fond de l'entrepôt (position A), vue de dessus. 313

Figure 7.72 : Profils de pressions, capteur IG10, expérimental et numérique, charge excentrée au fond de l'entrepôt (position A). 314

Figure 7.73 : Profils de pressions, capteur IG1, expérimental et numérique, charge centrée à l'entrée de l'entrepôt (position D). 315

Figure 7.74 : Séquence d'images issues d'un calcul numérique, charge centrée à l'entrée, images de 0,6 à 1,6 ms, vues de dessus 316

Figure 7.75 : Séquence d'images issues d'un calcul numérique, charge centrée à l'entrée, images de 1,8 à 3,2 ms, vues de dessus 317

Figure 7.76 : Séquence d'images issues d'un calcul numérique, charge centrée à l'entrée, images de 3,4 à 4 ms, vues de dessus 318
Figure 7.77 : Positions des capteurs situés à l'intérieur de l'entrepôt et des portes bouteilles ainsi que les différentes positions des charges explosives, vue de dessus. 321
Figure 7.78 : Séquence d'images issues d'un calcul numérique, charge centrée à l'entrée, images de 2,4 à 3 ms, vues de dessus. 323
Figure 7.79 : Profils de pressions, capteur EG12, expérimental et numérique, charge centrée à l'entrée de l'entrepôt (position D). 325
Figure 7.80 : Profils de pressions, capteur EG13, expérimental et numérique, charge centrée à l'entrée de l'entrepôt (position D). 325
Figure 7.81 : Plan de coupe AA pour la visualisation du contournement d'une paroi par une onde de choc incidente, charge centrée au fond (position B), vue de dessus. 325
Figure 7.82 : Coupe réalisée (plan de coupe AA de la vue de dessue de la figure 7.81) permettant de visualiser le contournement d'une paroi par une onde de choc incidente, charge centrée au fond (position B), t = 1,2ms. 326
Figure 7.83 : Profils de pressions, capteur EG15, expérimental et numérique, charge excentrée au fond de l'entrepôt (position A). 327
Figure 7.84 : Champs de pressions obtenus par calculs numériques 2,1 ms après la détonation pour une charge excentrée au fond de l'entrepôt (position A), vue de dessus. 328
Figure 7.85 : Vue isométrique de l'entrepôt (plan de coupe AA de la vue de dessus de la figure 7.84. Champs de pressions obtenus par calculs numériques 2,1 ms après la détonation pour un charge excentrée au fond de l'entrepôt (position A). 329
Figure 7.86 : Profils de pressions, capteur EG17, expérimental et numérique, charge excentrée à l'entrée de l'entrepôt (position E). 331

Figure 7.87 : Profils de pressions, capteur EG18, expérimental et numérique, charge excentrée à l'entrée de l'entrepôt (position E). 331
Figure 7.88 : Profils de pressions, capteur EG17, expérimental et numérique, charge centrée à l'entrée de l'entrepôt (position D). 331
Figure 7.89 : Profils de pressions, capteur EG18, expérimental et numérique, charge centrée à l'entrée de l'entrepôt (position D). 331
Figure 7.90 : Séquence d'images issues d'un calcul numérique, charge centrée à l'entrée, images de 0,4 à 1 ms, vues de dessus. 332
Figure 7.91 : Profils de pressions, capteur EG17, expérimental et numérique, charge centrée au milieu de l'entrepôt (position C). 334
Figure 7.92 : Profils de pressions, capteur EG18, expérimental et numérique, charge centrée au milieu de l'entrepôt (position C). 334
Figure 7.93 : image issue d'un calcul numérique, charge centrée au milieu de l'entrepôt, t = 1,66 ms, vues de dessus. 334
Figure 7.94 : Atténuation de la surpression incidente engendrée par la présence de l'obstacle par rapport à la surpression incidente obtenue en champ libre en fonction de l'angle ϕ. Charge centrée au milieu de l'entrepôt (position C). 338
Figure 7.95 : Atténuation de la surpression incidente engendrée par la présence de l'obstacle par rapport à la surpression incidente obtenue en champ libre en fonction de l'angle ϕ. Charge centrée à l'entrée de l'entrepôt (position D). 338
Figure 7.96 : Atténuation de la surpression incidente engendrée par la présence de l'obstacle par rapport à la surpression incidente obtenue en champ libre en fonction de l'angle ϕ. Charge excentrée au milieu de l'entrepôt (position E). 339

Figure 7.97 : Atténuation de la surpression incidente engendrée par la présence de l'obstacle par rapport à la surpression incidente obtenue en champ libre en fonction de l'angle ϕ. Charge centrée au fond de l'entrepôt (position B). 339

Figure 7.98 : Atténuation de la surpression incidente engendrée par la présence de l'obstacle par rapport à la surpression incidente obtenue en champ libre en fonction de l'angle ϕ. Charge excentrée au fond de l'entrepôt (position A). 340

Figure 7.99 : Profils de pressions, capteur EG17, expérimental et numérique, charge excentrée au fond de l'entrepôt (position A). 342

Figure 7.100 : Profils de pressions, capteur EG18, expérimental et numérique, charge excentrée au fond de l'entrepôt (position A). 342

Liste des tableaux

Tableau 1-1 : valeurs des constantes pour l'équation de Kingery-Bulmash utilisée dans le modèle numérique BEC (CONWEP modifié). 56

Tableau 1-2 : Influence de la densité d'air sur l'impulsion subie par d'un immeuble cible lorsqu'un réseau de structure est présent entre lui et la charge explosive. 66

Tableau 3-1 : Valeurs des paramètres utilisés dans l'équation d'état des gaz parfaits pour modéliser l'air ambiant. 93

Tableau 3-2 : Valeurs des paramètres utilisés dans l'équation d'état JWL caractérisant la charge de TNT sous AUTODYN. 93

Tableau 3-3 : Valeurs des paramètres du TNT dans les conditions Chapman-Jouguet utilisées sous ATUODYN. 94

Tableau 4-1 : Coefficients des polynômes ln (ΔP) = f (ln (Z)) obtenus en champ libre pour le TNT et pour un mélange stœchiométrique propane-oxygène. Charges sphériques. 108

Tableau 4-2 : Ecarts sur les surpressions incidentes obtenues avec les polynômes du TM5-1300 (TNT), d'AUTODYN (TNT) et d'un mélange gazeux (C_3H_8+$5O_2$). Charges sphériques. .. 110

Tableau 4-3 : Coefficients des polynômes ln (Z) = f (ln (ΔP)) obtenus en champ libre pour des charges sphériques de TNT et d'un mélange stœchiométrique propane-oxygène. 112

Tableau 4-4 : Coefficients des polynômes représentant l'équivalent TNT ($Eq_{M,TNT}$) déterminé selon les surpressions incidentes en fonction de la distance radiale réduite du gaz (Z_G). Charges sphériques. 113

Tableau 4-5 : Erreurs obtenues sur les surpressions incidentes pour des équivalents TNT massiques basés sur le TM5-1300 et sur AUTODYN. 114

Tableau 4-6 : Coefficients des polynômes ln ($I^+/M^{1/3}$) = f (ln (Z)) obtenus en champ libre pour le TNT et pour un mélange stœchiométrique propane-oxygène. Charges sphériques..... 115

Tableau 4-7 : Ecarts sur les impulsions positives réduites obtenus avec les polynômes du TM5-1300, d'AUTODYN et d'un mélange gazeux (C_3H_8+5O_2).Charges sphériques. 116

Tableau 4-8 : Coefficients des polynômes ln (Z) = f (ln (I^+ / $M^{1/3}$)) obtenus en champ libre pour des charges sphériques de TNT et d'un mélange stœchiométrique propane-oxygène. 117

Tableau 4-9 : Coefficients des polynômes représentant l'équivalent TNT (M_{TNT} / M_G) déterminé selon les impulsions positives en fonction de la distance radiale réduite du gaz (Z_G). Charges sphériques. 119

Tableau 4-10 : Coefficients des polynômes ln ($t_a/M^{1/3}$) = f (ln (Z)) obtenus en champ libre pour le TNT et pour un mélange stœchiométrique propane-oxygène. Charges sphériques.119

Tableau 4-11 : Ecarts sur les temps d'arrivée réduits obtenus avec les polynômes du TM5-1300 (TNT), d'AUTODYN (TNT) et d'un mélange gazeux (C_3H_8+5O_2). Charges sphériques... 121

Tableau 4-12 : Coefficients des polynômes ln (Z) = f (ln (ta / $M^{1/3}$)) obtenus en champ libre pour des charges sphériques de TNT et d'un mélange propane-oxygène à la stœchiométrie. 122

Tableau 4-13 : Coefficients des polynômes représentant l'équivalent TNT (M_{TNT} / M_G) déterminé selon les temps d'arrivée en fonction de la distance radiale réduite du gaz (Z_G). Charges sphériques. 122

Tableau 4-14 : Coefficients des polynômes ln (T^+ / $M^{1/3}$) = f (ln (Z)) obtenus en champ libre pour le TNT et pour un mélange propane-oxygène à la stœchiométrie. Charges sphériques. 123

Tableau 4-15 : Ecarts sur les temps de phase positive réduits obtenus avec les polynômes du TM5-1300 (TNT), d'AUTODYN (TNT) et d'un mélange gazeux ($C_3H_8+5O_2$). 124
Tableau 4-16 : Coefficients des polynômes ln (Z) = f (ln (T^+ / $M^{1/3}$)) obtenus en champ libre pour des charges sphériques de TNT et d'un mélange stœchiométrique propane-oxygène. 126
Tableau 4-17 : Coefficients des polynômes représentants l'équivalent TNT (M_{TNT} / M_G) déterminé selon les temps de phases positives en fonction de la distance radiale réduite du gaz (Z_G). Charges sphériques. 126
Tableau 4-18 : Surpressions incidentes ΔP^+ obtenues grâce aux polynômes issus des valeurs expérimentales et du TM5-1300 pour un équivalent TNT massique moyen et variable. 132
Tableau 4-19 : Surpressions incidentes ΔP^+ obtenues grâce aux polynômes issus des valeurs expérimentales et d'AUTODYN pour un équivalent TNT massique moyen et variable. 132
Tableau 4-20 : Impulsions positives réduites $I^+/M^{1/3}$ obtenues grâce aux polynômes issus des valeurs expérimentales et du TM5-1300 pour un équivalent TNT massique moyen et variable. 134
Tableau 4-21 : Impulsions positives réduites $I^+/M^{1/3}$ obtenues grâce aux polynômes issus des valeurs expérimentales et d'AUTODYN pour un équivalent TNT massique moyen et variable. 134
Tableau 4-22 : Temps d'arrivée réduits $ta/m^{1/3}$ obtenus grâce aux polynômes issus des valeurs expérimentales et du TM5-1300 pour un équivalent TNT massique moyen et variable. 135
Tableau 4-23 : Temps d'arrivée réduits $ta/m^{1/3}$ obtenus grâce aux polynômes issus des valeurs expérimentales et d'AUTODYN pour un équivalent TNT massique moyen et variable. 136

Tableau 4-24 : Durées de phases positives réduites $T^+/m^{1/3}$ obtenues grâce aux polynômes issus des valeurs expérimentales et du TM5-1300 pour un équivalent TNT massique moyen et variable. 137

Tableau 4-25 : Durées de phases positives réduites $T^+/m^{1/3}$ obtenues grâce aux polynômes issus des valeurs expérimentales et d'AUTODYN pour un équivalent TNT massique moyen et variable. 137

Tableau 4-26 : Equivalents TNT massiques moyens $<Eq_{m,TNT}>$ à utiliser par tranche de distances radiales réduites Z_G en termes de surpressions incidentes ΔP^+. 139

Tableau 4-27 : Equivalents TNT massiques moyens $<Eq_{M,TNT}>$ en termes d'impulsions positives réduites $I^+/M^{1/3}$. 139

Tableau 4-28 : Equivalents TNT massiques moyens $<Eq_{M,TNT}>$ à utiliser par tranche de distances radiales réduites Z_G en termes de temps d'arrivée réduits $t_a/M^{1/3}$. 140

Tableau 4-29 : Equivalents TNT massiques moyens $<Eq_{m,TNT}>$ à utiliser par tranche de distances radiales réduites Z_G en termes de temps d'arrivée réduits $T^+/M^{1/3}$. 141

Tableau 5-1 : Comparaison des impulsions et surpressions pour des essais avec et sans toit. 168

Tableau 6-1 : Comparaison des impulsions positives totales réduites pour le capteur A. 194

Tableau 6-2 : Comparaison des impulsions positives totales réduites pour le capteur B. 197

Tableau 6-3 : Comparaison des impulsions positives totales réduites pour le capteur C. 201

Tableau 6-4 : Comparaison des impulsions positives totales réduites pour le capteur D. 205

Tableau 6-5 : Comparaison des impulsions positives totales réduites pour le capteur E. 208

Tableau 6-6 : Coefficients de réflexions pour les capteurs A, B, C, D et E situés dans les parois pour des essais sans obstacle et sans cheminée. 208

Tableau 6-7 : Coefficients de réflexions pour les capteurs A, B, C, D et E situés dans les parois pour des essais avec obstacle et sans cheminée. 209

Tableau 6-8 : Ecart entre les surpressions incidentes positives ΔP^+ obtenues expérimentalement et numériquement pour la configuration 1, charge centrée, sans cheminée (toit plein) et sans obstacle. 214

Tableau 6-9 : Ecarts entre les impulsions positives totales réduites $I^+/M^{1/3}$ obtenus expérimentalement et numériquement pour la configuration 1, charge centrée, sans cheminée (toit plein) et sans obstacle. 217

Tableau 6-10 : Ecarts entre les impulsions positives réduites $I^+/M^{1/3}$ des pics de pression incidents obtenus expérimentalement et numériquement pour la configuration 1, charge centrée, sans cheminée (toit plein) et sans obstacle. 217

Tableau 6-11 : Ecart entre les surpressions incidentes positives ΔP^+ obtenues expérimentalement et numériquement pour la configuration 1, charge centrée, sans cheminée (toit plein) et avec obstacle. 220

Tableau 6-12 : Ecarts entre les impulsions positives totales réduites $I^+/M^{1/3}$ obtenus expérimentalement et numériquement pour la configuration 1, charge centrée, sans cheminée (toit plein) et avec obstacle. 222

Tableau 6-13 : Ecarts entre les impulsions positives réduites $I^+/M^{1/3}$ des pics de pression incidents obtenus expérimentalement et numériquement pour la configuration 1, charge centrée, sans cheminée (toit plein) et sans obstacle. 223

Tableau 6-14 : Ecart entre les surpressions incidentes positives ΔP^+ obtenues expérimentalement et numériquement pour la configuration 1, charge dans l'angle, sans cheminée (toit plein) et avec obstacle. 227

Tableau 6-15 : Ecarts entre les impulsions positives totales réduites $I^+/M^{1/3}$ obtenus expérimentalement et numériquement pour la configuration 1, charge dans l'angle, sans cheminée (toit plein) et avec obstacle. 229

Tableau 6-16 : Surpressions réfléchies maximales et leurs temps d'arrivée pour les capteurs IG3, IG4, IG5, IG6, IG10 et IG11. 235

Tableau 7-1 : Impulsions positives totales réduites obtenues avec et sans portes bouteilles pour les capteurs IG1, IG5, IG8 et IG10 pour des essais avec la charge centrée. 257

Tableau 7-2 : Impulsions négatives totales réduites obtenues avec et sans portes bouteilles pour les capteurs IG1, IG5, IG8 et IG10 pour des essais avec la charge centrée. 258

Tableau 7-3 : Impulsions positives totales réduites obtenues avec et sans portes bouteilles (APB, SPB) pour les capteurs EG12, EG13, EG15, EG17, EG18 et EG20 pour des essais avec la charge centrée 261

Tableau 7-4 : Impulsions négatives totales réduites obtenues avec et sans portes bouteilles (APB, SPB) pour les capteurs EG12, EG13, EG15, EG17, EG18 et EG20 pour des essais avec la charge centrée 261

Tableau 7-5 : Impulsions positives totales réduites obtenues sur les 4 premières millisecondes avec et sans portes bouteilles (APB, SPB) pour les capteurs IG1, IG5, IG8 et IG10 pour des essais avec la charge centrée à l'entrée. 267

Tableau 7-6 : Impulsions négatives totales réduites obtenues sur les 4 premières millisecondes avec et sans portes bouteilles (APB, SPB) pour les capteurs IG1, IG5, IG8 et IG10 pour des essais avec la charge centrée à l'entrée. 267

Tableau 7-7 : Impulsions positives totales réduites obtenues sur les 4 premières millisecondes avec et sans portes bouteilles (APB, SPB) pour les capteurs EG12, EG13, EG15, EG1, EG18 et EG20 pour des essais avec la charge centrée à l'entrée. 270

Tableau 7-8 Impulsions négatives totales réduites obtenues sur les 4 premières millisecondes avec et sans portes bouteilles (APB, SPB) pour les capteurs EG12, EG13, EG15, EG17, EG18 et EG20 pour des essais avec la charge centrée à l'entrée. 270

Tableau 7-9 : Impulsions positives et négatives totales réduites obtenues sur 10 millisecondes pour des essais avec les portes bouteilles (APB) pour l'ensemble des capteurs et pour des essais avec la charge centrée à l'entrée. 271

Tableau 7-10 : Impulsions positives totales réduites obtenues avec et sans portes bouteilles (APB, SPB) pour l'ensemble des capteurs pour des essais avec la charge excentrée à l'entrée. 278

Tableau 7-11 : Impulsions négatives totales réduites obtenues avec et sans portes bouteilles (APB, SPB) pour l'ensemble des capteurs pour des essais avec la charge excentrée à l'entrée. 279

Tableau 7-12 : Ecarts entre les impulsions positives et négatives totales réduites obtenues sur l'ensemble des capteurs pour une charge excentrée à l'entrée. 279

Tableau 7-13 : Impulsions positives totales réduites obtenues avec et sans portes bouteilles (APB, SPB) pour les capteurs IG1, IG5, IG8 et IG10 pour des essais avec la charge centrée au fond. 285

Tableau 7-14 : Impulsions négatives totales réduites obtenues avec et sans portes bouteilles (APB, SPB) pour les capteurs IG1, IG5, IG8 et IG10 pour des essais avec la charge centrée au fond. 285

Tableau 7-15 : Impulsions positives totales réduites obtenues sur les 4 premières millisecondes avec et sans portes bouteilles (APB, SPB) pour les capteurs EG12, EG13, EG15, EG17, EG18 et EG20 pour des essais avec la charge centrée au fond. 288

Tableau 7-16 : Impulsions négatives totales réduites obtenues sur les 4 premières millisecondes avec et sans portes bouteilles (APB, SPB) pour les capteurs EG12, EG13, EG15, EG17, EG18 et EG20 pour des essais avec la charge centrée au fond. 288
Tableau 7-17 : Impulsions positives totales réduites obtenues sur les 4 premières millisecondes avec et sans portes bouteilles (APB, SPB) pour les capteurs IG1, IG5, IG8 et IG10 pour des essais avec la charge excentrée au fond. 297
Tableau 7-18 : Impulsions négatives totales réduites obtenues sur les 4 premières millisecondes avec et sans portes bouteilles (APB, SPB) pour les capteurs IG1, IG5, IG8 et IG10 pour des essais avec la charge excentrée au fond. 297
Tableau 7-19 : Résultats des calculs pour les hauteurs des pied de Mach (PDM). 298
Tableau 7-20 : Impulsions positives totales réduites obtenues sur les 4 premières millisecondes avec et sans portes bouteilles (APB, SPB) pour les capteurs EG12, EG13, EG15, EG17, EG18 et EG20 pour des essais avec la charge excentrée au fond. 302
Tableau 7-21 : Impulsions négatives totales réduites obtenues sur les 4 premières millisecondes avec et sans portes bouteilles (APB, SPB) pour les capteurs EG12, EG13, EG15, EG17, EG18 et EG20 pour des essais avec la charge excentrée au fond. 302
Tableau 7-22 : Ecarts obtenus sur les surpressions incidentes entre expérimental et numérique pour le capteur IG1. 304
Tableau 7-23 : Ecarts obtenus sur les impulsions positives totales réduites entre expérimental et numérique pour le capteur IG1. 304
Tableau 7-24 : Ecarts obtenus sur les surpressions incidentes entre expérimental et numérique pour le capteur IG5. 307
Tableau 7-25 : Ecarts obtenus sur les impulsions positives totales réduites entre expérimental et numérique pour le capteur IG5. 307

Tableau 7-26 : Ecarts obtenus sur les surpressions incidentes entre expérimental et numérique pour le capteur IG8. 311
Tableau 7-27 : Ecarts obtenus sur les impulsions positives totales réduites entre expérimental et numérique pour le capteur IG8. 311
Tableau 7-28 : Ecarts obtenus sur les surpressions incidentes entre expérimental et numérique pour le capteur IG10. 311
Tableau 7-29 : Ecarts obtenus sur les impulsions positives totales réduites entre expérimental et numérique pour le capteur IG10. 311
Tableau 7-30 : Ecarts obtenus sur les surpressions incidentes entre expérimental et numérique pour le capteur EG12. 322
Tableau 7-31 : Ecarts obtenus sur les surpressions incidentes entre expérimental et numérique pour le capteur EG13. 322
Tableau 7-32 : Ecarts obtenus sur les surpressions incidentes entre expérimental et numérique pour le capteur EG15. 326
Tableau 7-33 : Ecarts obtenus sur les impulsions positives totales réduites entre expérimental et numérique pour le capteur EG15. 326
Tableau 7-34 : Ecarts obtenus sur les surpressions incidentes entre expérimental et numérique pour le capteur IG17. 329
Tableau 7-35 : Ecarts obtenus sur les surpressions incidentes entre expérimental et numérique pour le capteur EG18. 329
Tableau 7-36 : Ecarts obtenus sur les impulsions positives totales réduites entre expérimental et numérique pour le capteur EG17 335
Tableau 7-37 : Ecarts obtenus sur les impulsions positives totales réduites entre expérimental et numérique pour le capteur EG18. 335

Tableau 7-38: Ecarts obtenus sur les surpressions incidentes entre expérimental et numérique pour le capteur IG17..... 336

Tableau 7-39 : Ecarts obtenus sur les impulsions positives totales réduites entre expérimental et numérique pour le capteur EG17 336

Tableau E-1 : Caractéristiques des gaz employés pour le mélange gazeux composant la charge explosive. Bouteilles de gaz provenant de Air Liquide..... 353

Tableau F-1 : Valeurs des paramètres du TNT dans les conditions Chapman-Jouguet utilisées sous ATUODYN. 353

Tableau F-2 : Valeurs des paramètres d'un mélange propane – oxygène à la stœchiométrie dans les conditions Chapman-Jouguet..... 354

Remerciements

Je tiens tout d'abord à adresser mes plus vifs remerciements à Madame le Professeur Isabelle Sochet, Directrice de thèse, qui m'a soutenu, guidé et conseillé tout au long de mon travail. Cette thèse doit beaucoup à sa direction avisée, fidèle et exigeante. Je suis reconnaissant pour le temps qu'elle m'a accordé, ses qualités pédagogiques et scientifiques, sa franchise et sa sympathie. J'ai beaucoup appris à ses côtés et je lui adresse ma plus grande gratitude.

J'associe mes remerciements aux Professeurs Pascal Bauer et Abdellah Hadjadj pour avoir accepté d'examiner mon travail.

Les travaux de cette thèse ont été effectués au sein du laboratoire Pluridisciplinaire de Recherche en Ingénierie des Systèmes, Mécanique et Energétique (PRISME) rattaché à l'Ecole Nationale Supérieure d'Ingénieurs de Bourges (ENSIB). De ce fait, je tiens à remercier madame le Professeur Christine Mounaim Rousselle pour m'avoir accueilli au sein de son laboratoire et Monsieur Joël Allain, directeur de l'ENSIB.

Je souhaite remercier les partenaires industriels pour leur soutien financier et scientifique ainsi que pour les conseils qu'ils m'ont apporté tout au long de ma thèse. Par ordre alphabétique :

- Direction Générale de l'Armement Techniques terrestres (DGA TT), plus particulièrement Madame Dominique Munoz et Monsieur Baptiste Julien,

- L'Institut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire (IRSN) de Fontenay-aux-Roses, plus particulièrement Monsieur Jean Battiston et Madame Sophie Trélat,
- MBDA Missile Systems, plus particulièrement Messieurs Jean-Pierre Minard et Le Naour Bruno,
- Nexter Munitions, plus particulièrement Messieurs Rémi Boulanger, Frédéric Nozères et Roxan Cayzac,
- La Communauté d'Agglomération BOURGES PLUS,
- Le Conseil Général du Cher,
- Et le Pôle National des Risques Industriels (PNRI) pour le montage du dossier et la gestion administrative et financière du contrat, plus particulièrement Madame Virginie François.

Je tiens également à remercier Messieurs Ludovic Lamoot et Emmanuel Mennesson pour toute l'aide technique qu'ils ont su m'apporter ainsi que pour leur disponibilité.

Mes remerciements vont également au Docteur Xavier Rocourt, à Messieurs Bastien Pellegrineli, Samer Awamat et Sébastien Eveillard pour tout le soutien moral et amical dont ils ont fait preuve envers moi pendant ces trois années de thèse.

Pour terminer, je remercie grandement ma famille, mon frère Frédéric et sa femme Karine, ma sœur Peggy et tout particulièrement mes parents, Annie et Alain Sauvan pour leur amour et leur soutien au cours de ces trois années et sans lesquels je n'en serais pas là aujourd'hui.

Nomenclature

$<Eq_{M,TNT}>$: équivalent TNT massique moyen

a : célérité du son

C : capacité des condensateurs

C_p : Chaleur spécifique à pression constante

D : célérité de l'onde de choc

e : énergie interne massique

E : énergie libérée

E_f : énergie nominale libérée par le fil explosé

H : enthalpie

h_m : hauteur du pied de Mach

HOB : hauteur de l'explosion

I^- : impulsion négative

I^+ : impulsion positive

M : masse

M : Nombre de Mach

Mm : masse molaire

n : nombre de mol

P : pression hydrostatique

P_{tot} : pression totale

q : pression dynamique

Q : quantité de chaleur spécifique libérée par la réaction

$\Re$: constante molaire des gaz parfaits

R : distance radiale

R_0 : rayon de la charge explosive

T : température

t^- : temps de phase négative

t^+ : temps de phase positive

t_a : temps d'arrivée

U : énergie interne

u : vitesse absolue

v : vitesse relative

V : volume

V_{mol} : volume molaire

W : travail fournis par les produits de détonation

Z : distance radiale réduite en termes de masse

ΔP^- : surpression négative

ΔP^+ : surpression positive

Λ : coefficient de réflexion

α : degré d'avancement global de la réaction chimique

β : angle d'incidence

δ : angle de réflexion

ε : tenseur des déformations

γ : rapport des chaleurs spécifique à pression et volume constants

λ : distance radiale réduite en termes d'énergie

ρ : masse volumique

σ : tenseur des contraintes

indice :

0 : état initial

f : état final

i : incident

r : réfléchi

g : gaz

Introduction

De nos jours, la capacité d'assurer la sécurité des biens et des personnes grâce à des moyens de prévention et de protection contre les risques liés à l'explosion de charges pyrotechniques, notamment les menaces liées à des explosions accidentelles ou à des actes de malveillance est une préoccupation mondiale. Ces risques d'explosion mettent en jeu des charges explosives de nature et/ou de conception différentes. Les lieux où ce type d'explosion se produisent peuvent être industriels (bâtiment, réservoir de stockage…), militaires (stockage de munitions, véhicules, bâtiments), civils (lieux publics, transport). Il est donc nécessaire, pour protéger les biens et les personnes travaillant sur des sites qui stockent, transportent ou manutentionnent des matières inflammables et dangereuses, d'estimer et d'évaluer les effets de telles explosions dans des scénarios réels mettant en jeu des environnements variés et complexes.

Déterminer les dégâts aux structures et les blessures subies par les personnes à la suite d'explosions est un défi et un véritable problème. Les explosions peuvent causer de nombreux dégâts, notamment par la propagation d'ondes de choc et des impacts dus aux différents fragments générés par l'explosion. Ces dégâts dépendent de nombreux paramètres tels que la taille et la composition de la charge explosive, la position relative des personnes autour de cette charge explosive ou encore de la géométrie plus ou moins complexe de l'espace environnant, autour de cette charge explosive. De plus, les dégâts engendrés par de telles explosions sont des mécanismes qui ne sont pas complètement connus et maîtrisés, ce qui en font des problèmes difficiles à résoudre analytiquement.

Durant ces trente dernières années, plusieurs accidents industriels graves et actes de malveillances liés à des explosions ont amené la communauté mondiale à prendre des mesures afin de prendre en compte ce type de risques. En effet, l'histoire a montré à

l'Homme qu'il n'est pas à l'abri des risques liés aux explosions puisque plusieurs exemples relatifs à de tels phénomènes peuvent être cités.

L'usine de cyclohexane de Flixborough (South Humberside, Royaume-Uni) le 1er Juin 1974 a connu un accident important. En effet, la rupture d'une canalisation reliant deux réservoirs entraîna la libération d'une quantité importante de cyclohexane qui forma alors un nuage de vapeur dans l'air environnant. Ce mélange inflammable trouva une source d'amorçage et une explosion eut lieu, causant des dégâts considérables et le départ de plusieurs feux. Le souffle de l'explosion a brisé les fenêtres de la salle de contrôle et a causé l'effondrement de son toit. Cet accident a provoqué le décès de vingt-huit personnes dont dix-huit se trouvaient dans cette salle. Le bâtiment dans lequel se trouvait les principaux bureaux a également était démoli par le souffle de l'explosion et les feux sur le site ont brûlé pendant plusieurs jours. En se basant sur une étude réalisée à partir des dommages occasionnés par les structures, Sadé et al. (1976-1977), ont estimé que la quantité de cyclohexane ayant participé à l'explosion était équivalente à 16±2 tonnes de TNT et que l'explosion eut lieu à une hauteur de 45±24 mètres. Ils sont arrivés à la conclusion que la surpression obtenue à la limite du nuage explosif était de 1 bar et celles obtenues au sein du nuage explosif étaient bien plus élevées.

Un autre exemple d'accident touchant le secteur de la chimie est l'accident survenu le 21 septembre 2001 à l'usine AZF de Toulouse. En effet, un stock de 300 tonnes de nitrate d'ammonium explose accidentellement provoquant presque simultanément une onde sismique, une onde sonore (bang extrêmement puissant entendu à 80 km) et un effet de souffle dévastateur. Le bilan humain et matériel a été lourd puisque trente personnes ont perdu la vie et plusieurs milliers d'habitants de la ville sont atteints à des degrés divers. Mille

cent soixante-dix personnes sont hospitalisées dont quatre-vingt-dix blessés graves et les dégâts matériels sont estimés à 2 milliards d'euros.

Les accidents chimiques ne sont pas les seuls pouvant provoquer d'incroyables dégâts. En effet, le 19 novembre 1984, le terminal de GPL (Gaz de Pétrole Liquéfié) de PEMEX à San Juan Ixhuatepec (Mexico city, Mexique) connu un incident qui est encore aujourd'hui reconnu comme un des plus importants concernant les explosions appelées BLEVE (Boiling Liquid Expanding Vapour Explosion). Le terminal de GPL PEMEX était utilisé pour la distribution de GPL provenant de trois raffineries différentes. Le jour de l'accident, 11000 m^3 de GPL étaient stockés. A la suite d'une rupture de canalisation entre une sphère et un cylindre de stockage, un nuage de gaz s'est formé. Lorsque ce nuage gazeux couvrait une zone de 200 x 150 mètres carrés avec une hauteur de 2 mètres, il a trouvé une source d'amorçage (torchère). S'ensuivit un gigantesque incendie couplé à de nombreuses explosions, provoquant l'expulsion de nombreux projectiles (un cylindre de 20 tonnes a été retrouvé à 1200 mètres de son lieu d'origine). L'accident de Mexico City provoqua la mort de six cents cinquante personnes. Ce taux élevé de létalitée est notamment dû à la promiscuité de la population qui a bâti des habitations autour du terminal. De nombreuses défaillances sur tout le système de sécurité sont à l'origine de la destruction totale du site industriel.

Après les accidents de Flixborough et Mexico City, les problèmes liés aux explosions de nuages gazeux ont reçu beaucoup plus d'attention et ont démontré la nécessité d'estimer les charges mécaniques résultant de fortes explosions pour la conception et la sécurité des infrastructures pouvant être soumises à de tels phénomènes.

Une explosion est un phénomène mettant en jeu la libération soudaine d'une grande quantité d'énergie et l'un des principaux effets d'un tel phénomène est la création d'ondes

de choc. Ces ondes de choc génèrent des surpressions qui peuvent être de très forte intensité, augmentant de façon significative les dommages subies par une structure. L'approche la plus commune pour estimer les conséquences des explosions est l'utilisation de données empiriques établies à la suite d'observations et de résultats expérimentaux. Cependant, l'état des connaissances actuelles sur la propagation des ondes de choc issues de la détonation de charges explosives (gazeuses ou solides) ne permet pas de prévoir les effets d'explosion dans des scénarios complexes.

Il apparaît donc opportun d'étudier la propagation et la focalisation des ondes de choc, suite à une détonation, sur un site à géométrie complexe correspondant aux scénarios industriels actuels et d'examiner l'effet de pression sur l'environnement (abris, couloirs, cloisons, portes…). De même, dans le but de réduire les coûts et d'obtenir des prévisions fiables en un temps restreint, le besoin de valider des codes de calculs pour des scénarios d'accidents (d'origine accidentelle ou intentionnelle) est de plus en plus nécessaire. Durant ces dernières années, l'augmentation rapide des puissances de calcul a joué un rôle catalyseur dans l'accomplissement d'approches plus précises pour étudier les phénomènes d'explosion, notamment grâce à des codes CFD (Computational Fluid Dynamics). De telles techniques numériques ont montré de très bonnes performances quant à la simulation d'ondes de choc dans des environnements confinés et complexes (Miuta et al., 2004). En effet, leurs capacités à fournir des solutions pour des géométries complexes imposées par l'utilisateur sont primordiales puisque ces types de géométries correspondent à des scénarios existants dans la réalité.

De même que pour les calculs numériques, il apparaît important de réaliser et de valider les expériences à petites échelles. En effet, les expériences à grande échelle peuvent

se révéler extrêmement onéreuses, ce qui implique un nombre d'essais limités et donc un nombre de données limitées. Des travaux existants (Trélat, 2006) menés au sein du laboratoire PRISME par exemple ont montré la capacité des études à petite échelle à prédire de façon correcte les phénomènes ayant lieu à échelle réelle, notamment grâce aux lois de similitudes. Cependant, pour les essais à petite échelle, il est souvent nécessaire d'utiliser la méthode de l'équivalent TNT. Cette méthode suppose que l'énergie libérée par une charge explosive correspond à l'énergie libérée par une certaine masse de TNT. Cependant, cette méthode peut poser quelques problèmes puisqu'il a été prouvé dans le passé (Dewey, 2001) que cet équivalent TNT n'était pas constant pour une substance explosive donnée et pouvait varier en fonction de la distance. Il est donc nécessaire de bien définir l'équivalent TNT lorsque la substance énergétique utilisée à petite échelle diffère du TNT.

Ce mémoire s'articule autour de trois parties.

La **première partie** est consacrée à la présentation des outils expérimentaux et numériques mis en œuvre pour les études présentées dans ce mémoire. Le chapitre 1 est un rappel bibliographique des principales notions et connaissances acquises jusqu'à présent dans le domaine des ondes de choc. Le chapitre 2 décrit le dispositif expérimental mis en place permettant de réaliser la détonation d'une charge explosive et ainsi de générer une onde de choc. Les propriétés de la charge explosive et les configurations étudiées sont présentées dans ce chapitre. Le chapitre 3 est une introduction au logiciel AUTODYN qui permet de réaliser des simulations numériques sur les phénomènes de détonations et de propagations d'ondes de choc. En effet, les résultats expérimentaux obtenus pour les scénarios étudiés seront comparés aux calculs numériques effectués grâce à ce logiciel. Il a été cité plus haut que si la matière énergétique utilisée à échelle réduite diffère du TNT, il est

nécessaire de bien définir l'équivalent TNT entre cette matière énergétique et le TNT. Dans la présente étude, la charge explosive utilisée à petite échelle est constituée d'un mélange gazeux. Le chapitre 5 présente donc une étude menée afin de bien définir l'équivalent TNT de ce mélange gazeux. Enfin, le dernier chapitre de la première partie présente une démarche originale appelée montage paroi par paroi. Ce chapitre 4 a pour but de proposer une méthode expérimentale simple afin de déduire l'origine de chaque pic de surpressions réfléchies dans un volume confiné.

Les scénarios retenus dans cette étude pour les expériences à petite échelle ont été choisis afin de répondre à des demandes industrielles. Les parties deux et trois présentent donc les deux configurations étudiées et correspondent respectivement aux chapitres 6 et 7.

La **deuxième partie** présente une configuration se rencontrant dans des installations pyrotechniques comme des ateliers de fabrication ou d'analyse de produits pyrotechniques pouvant être civils ou militaires et au sein desquels peuvent se trouver des postes de travail. Dans ce cas, la détonation de l'explosif se trouve dans une pièce confinée susceptible de disposer d'une cheminée de détente permettant l'évacuation des gaz brûlés.

La **troisième partie** présente une configuration mettant en jeu une situation classique de stockage de bouteilles de gaz sur un site industriel. Les casiers portes bouteilles sont situés dans un entrepôt en forme de « U » et les bouteilles de gaz ont une capacité d'environ 1206 litres disposées horizontalement placées côte à côte et verticalement par lot de trois.

1ère partie : Présentation des outils expérimentaux et numériques

1. Chapitre 1 – Bibliographie

1.1 – Présentation générale de la détonation

Il s'agit ici de dresser un bref rappel des principes physiques et des théories de la détonation de charges gazeuses.

1.1.1 – Définition d'une explosion et d'une détonation

Une détonation est un des régimes de propagation de l'onde de combustion résultant d'une explosion. Il est donc nécessaire dans un premier temps de rappeler la définition d'une explosion donnée par le Groupement Français de Combustion (2004) :

« Libération soudaine d'énergie plus ou moins confinée, plus ou moins maîtrisée, avec ou sans conséquences externes. L'explosion peut donner lieu à une onde de pression (onde de souffle), à une boule de feu. Dans le cas de l'explosion chimique, le processus de libération d'énergie peut être une déflagration ou une détonation. »

Une explosion peut être mécanique, nucléaire ou chimique. Une explosion mécanique survient à la suite d'un changement soudain de pression ou de température sans qu'il se produise une réaction chimique tandis qu'une explosion nucléaire est le résultat de la fission atomique. Ces deux types d'explosion ne seront pas traités dans la présente étude. Une explosion chimique est causée par la conversion extrêmement rapide d'un composé

solide ou liquide en gaz chauds ayant un volume beaucoup plus grand que les substances d'origine.

Le Groupement Français de Combustion (2004) donne la définition suivante pour une détonation :

« Propagation plus ou moins autonome d'une zone de combustion couplée à un complexe d'ondes de choc qui la précède, se faisant avec une vitesse supérieure à la célérité du son par rapport au milieu réactif. Le mode de détonation est caractérisé par une augmentation de la pression et de la masse volumique en même temps qu'une décélération des gaz par rapport à la zone réactionnelle qu'ils traversent. Les relations et équations de Rankine-Hugoniot impliquent que dans ce mode la vitesse de propagation de la zone réactionnelle doit être supersonique par rapport aux gaz frais. Dans une détonation, la combustion procède par auto inflammation du mélange comprimé par l'onde de choc associée »

Pour obtenir une détonation il est nécessaire d'apporter une quantité d'énergie suffisante au milieu réactif. Cette énergie est appelée énergie critique de détonation dont la définition, toujours selon le Groupement Français de Combustion (2004), est la suivante :

« Energie spécifique minimum nécessaire à la création de la détonation d'un système réactif donné. Elle est dépendante de la symétrie considérée : plane (J/m2), cylindrique (J/m) et sphérique (J). Elle est très délicate à évaluer en raison de la diversité des procédés d'apport d'énergie (étincelle électrique, fil explosé, charge d'explosif condensé, focalisation laser…) dont les « rendements » énergétiques sont très mal connus. Pour les gaz (symétrie sphérique), elle peut varier de quelques dixièmes de Joules (hydrocarbures/air) à quelques

méga-Joules (hydrocarbure/air). La notion d'énergie critique de détonation est très importante pour toute démarche sécuritaire. »

Les paramètres de la source d'amorçage qui déterminent les caractéristiques thermodynamiques de l'onde de souffle sont l'énergie d'explosion, la densité d'énergie libérée (énergie rapportée au volume de la charge) et la vitesse de libération de l'énergie (puissance). Les sources ponctuelles, les bombes nucléaires, les décharges laser et les explosifs détonants sont les quatre types de sources idéales d'explosion. Les explosifs détonants génèrent des ondes explosives quasi idéales en raison de leur importante densité comparée à celle de l'air et par conséquent l'énergie libérée par unité de volume est significative.

1.1.2 – Principes physiques de la détonation

Le phénomène de détonation a été expliqué dans un premier temps par Chapman (1899) et Jouguet (1917) puis par Zeldovitch, Von Neuman et Döring (1940-1943). Ces théories sont des théories monodimensionnelles mais il faut toutefois bien savoir que la détonation est en fait un phénomène plus complexe et tridimensionnel faisant apparaître des structures plus ou moins régulières définies par des cellules de détonation. Celles-ci ne sont pas présentées dans le cadre de ce mémoire. La présentation bibliographique est ici ciblée sur notre domaine d'application qui est celui des effets consécutifs à une détonation. Ainsi, seules les théories Chapman-Jouguet (CJ) et Zeldovich, Von Neumann et Döring (ZND) sont ici succinctement rappelées.

La théorie CJ admet que l'onde de détonation plane autonome et stationnaire de célérité constante D est assimilée à une surface de discontinuité sans épaisseur et perpendiculaire à l'écoulement. Cette discontinuité sépare une région amont d'une région

avale (figure 1.1) en transformant instantanément le mélange réactif (milieu des gaz frais dit au repos et noté état initial 0) en gaz brûlés (milieu à l'arrière de l'onde de détonation, appelé milieu des gaz brûlés et noté état CJ). La largeur de la zone de réaction est donc considérée comme nulle. Dans le cas d'une détonation, la condition CJ correspond à la production maximale d'entropie induisant une solution stable en fin de combustion. Sur l'adiabatique dynamique de combustion (adiabatique de Crussard) (figure 1.2), parmi tous les états possibles représentant une détonation, les points correspondant aux valeurs extrêmes minimums des célérités de propagation conduisent à la condition CJ. Il s'agit du point d'intersection entre l'adiabatique de Crussard et la droite de Rayleigh-Michelson (figure 1.2). Cette dernière est de pente négative, passe par l'état initial des gaz frais et est proportionnelle au carré de la vitesse des gaz brûlés.

L'état CJ est un état correspondant à un régime pour lequel la détonation se propage de façon autonome et stationnaire. Cet état permet de comparer les détonations en fonction de la nature de la charge explosive. A titre de comparaison, les principales caractéristiques CJ de la charge gazeuse stœchiométrique de propane – oxygène et du TNT sont données en annexe F.

La figure 1.1 représente une onde de choc droite stationnaire se propageant à une vitesse D dans un gaz frais initialement au repos. Les conditions initiales de ce gaz frais sont P_0 (pression), T_0 (température) et ρ_0 (masse volumique). Le référentiel utilisé ici est lié à l'onde de choc et non pas celui du laboratoire de façon à considérer la propagation de l'onde de choc stationnaire et à faire abstraction des termes temporels dans les équations de conservation. La vitesse relative du gaz frais v_0 est donnée par la différence entre la célérité

D de l'onde de choc et la vitesse absolue du gaz frais u_0 (le gaz frais est initialement au repos donc $u_0 = 0$ et donc $v_0 = D$).

Etat initial (0)		Etat final (CJ)
P_0		P_{CJ}
T_0	D ←	T_{CJ}
$v_0 = D$		v_{CJ}
ρ_0		ρ_{CJ}

Figure 1.1 : Représentation de l'onde de détonation selon la théorie de Chapman-Jouguet.

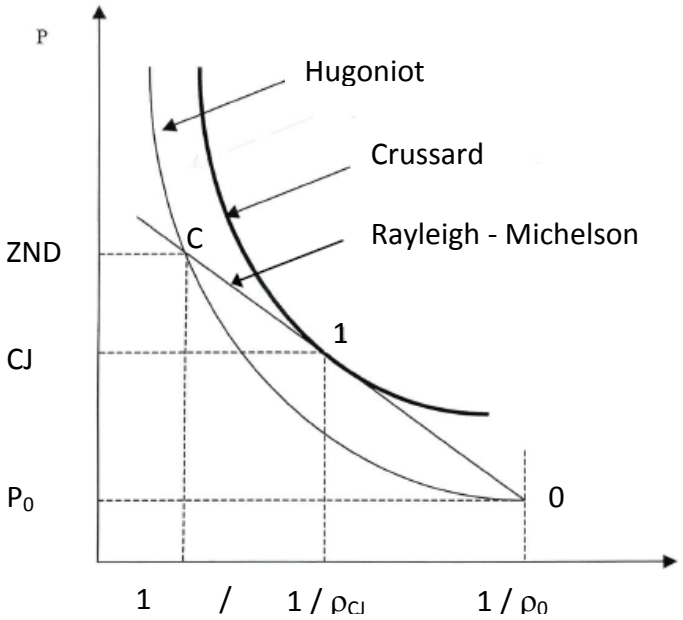


Figure 1.2 : Représentation du diagramme de Clapeyron.

Les relations approchées permettant de calculer rapidement les caractéristiques de pression P_{CJ}, masse volumique ρ_{CJ}, température T_{CJ}, célérité du son a_{CJ}, la célérité D_{CJ} et la vitesse absolue u_{CJ} de l'état Chapman – Jouguet d'une onde de détonation s'écrivent :

$$P_{CJ} \cong P_0 \frac{D_{CJ}^2}{\gamma + 1}$$

$$\rho_{CJ} \cong \rho_0 \frac{\gamma + 1}{\gamma}$$

$$T_{CJ} \cong T_0 \frac{\gamma}{\gamma + 1} \frac{\rho_0 D_{CJ}^2}{P_0(\gamma + 1)}$$

$$a_{CJ} \cong \frac{\gamma D_{CJ}}{\gamma + 1}$$

$$D_{CJ} \cong \sqrt{2(\gamma^2 - 1)Q}$$

$$u_{CJ} \cong \frac{D_{CJ}}{\gamma + 1}$$

avec Q la quantité de chaleur spécifique par unité de masse libérée par la réaction à la température T. Il faut toutefois être prudent sur l'utilisation de ces relations approchées, notamment pour des mélanges très exothermiques.

La théorie ZND met en évidence un maximum de pression supérieur à la pression Chapman-Jouguet (CJ) dans la structure de la détonation. Cette dernière est alors envisagée comme étant plane, de vitesse D constante et constituée d'une zone de compression adiabatique des gaz frais (onde de choc) suivie d'une zone de réaction exothermique (combustion) de largeur finie. La figure 1.3 représente la structure de l'onde de détonation dans le modèle ZND.

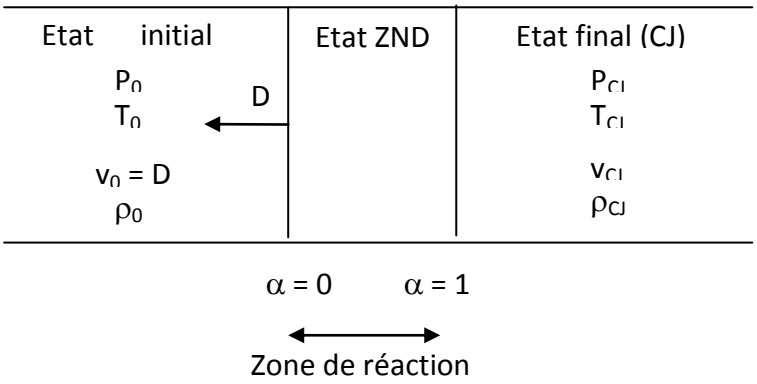


Figure 1.3 : Structure de l'onde de détonation selon le modèle ZND.

L'équation d'Hugoniot généralisée est donnée par :

$$h\left(P, T, \frac{1}{\rho}, \alpha\right) - h_0\left(P_0, T_0, \frac{1}{\rho_0}, \alpha_0 = 0\right) = \frac{1}{2}(P - P_0)\left(\frac{1}{\rho} - \frac{1}{\rho_0}\right)$$

Dans cette équation le terme h représente l'enthalpie du milieu gazeux qui peut être exprimée en fonction des constantes thermodynamiques P, T, ρ et de α représentant le degré d'avancement global de la réaction chimique. La valeur de α est comprise entre 0, dans le cas d'une onde de choc pure (adiabatique d'Hugoniot), et 1 en fin de réaction chimique (adiabatique de Crussard). En raison de la structure de l'onde de détonation présentée par ZND, tous les plans parallèles au front et représentant un certain degré d'avancement α des réactions se propagent à la même vitesse D. L'évolution de l'état thermodynamique du mélange réactif s'effectue sur la droite de Rayleigh-Michelson indiquée sur la figure 1.2 par les points (0), (1) et (C). Le milieu (0) subit une compression adiabatique sous l'effet d'une onde de choc de célérité D qui porte le milieu dans l'état ZND (C). Le mélange comprimé va réagir après un temps (appelé temps d'induction) et conduire à l'état CJ (1) pour la détonation autonome.

La loi exprimant le degré d'avancement α de la réaction en fonction du temps derrière le choc est donnée par :

$$\frac{d\alpha(t)}{dt} = f(P, T, \alpha)$$

où f est la loi de production qui peut être intégrée pour connaître α(t).

En appliquant l'hypothèse des gaz parfaits :

$$\frac{P}{\rho} = \frac{\Re T}{Mm}$$

avec P la pression (Pa), ρ la masse volumique (kg.m^{-3}), T la température (°K), Mm la masse molaire (kg.mol^{-1}) du mélange et $\Re$ la constante molaire des gaz parfaits (R = 8,314 J.mol^{-1}.K^{-1}). La célérité du son est alors donnée par :

$$a = \sqrt{\frac{\gamma RT}{Mm}}$$

En sachant que : $h - h_0 = \int_{T_0}^{T} Cp\, dt$, la chaleur spécifique à pression constante C_p du mélange varie avec la température et la composition (et par conséquent le rapport des chaleurs spécifiques à pression et volume constants γ), il est alors possible d'écrire pour chaque espèce chimique k du mélange :

$$C_p = \sum C_{pk} \quad avec \quad C_{pk} = \frac{\gamma_k}{\gamma_k - 1}\frac{RT}{Mm_k}$$

Nous pouvons alors poser :

$$h = \frac{\gamma}{\gamma - 1}\frac{P}{\rho} + \alpha Q = \frac{\gamma}{\gamma - 1}\frac{RT}{Mm} + \alpha Q$$

avec Q la quantité de chaleur spécifique libérée par la réaction à la température T, c'est-à-dire :

$$Q = h_{(\alpha=1)} - h_{(\alpha=0)}$$

L'équation d'Hugoniot généralisée peut alors s'écrire :

$$\frac{\gamma}{\gamma-1}\frac{RT}{Mm} - \frac{\gamma_0}{\gamma_0-1}\frac{RT_0}{Mm_0} + \alpha Q = \frac{1}{2}(P-P_0)\left(\frac{1}{\rho}-\frac{1}{\rho_0}\right)$$

Dans les conditions ZND, c'est-à-dire dans le cas d'un choc fort ($\frac{P_1}{P_0} > 50$), M_0 >> 1 et P >> P_0, les caractéristiques thermodynamiques approchées obtenues par rapport aux conditions initiales (0) sont données par :

$$\frac{P_{ZND}}{P_0} \cong \frac{2\gamma}{\gamma+1}M_0^2$$

$$\frac{\rho_{ZND}}{\rho_0} \cong \frac{\gamma+1}{\gamma-1}$$

$$\frac{T_{ZND}}{T_0} \cong \frac{2\gamma(\gamma-1)M_0^2}{(\gamma+1)^2}$$

$$\frac{v_{ZND}}{v_0} \cong \frac{\gamma-1}{\gamma+1}$$

$$a_{ZND} = \frac{\sqrt{2\gamma(\gamma-1)}D}{\gamma+1}$$

$$u_{ZND} = \frac{2D}{\gamma+1}$$

où M_0 est le nombre de Mach de l'écoulement dans le milieu des gaz frais (0) est défini par :

$$M_0 = \frac{v_0}{a_0} = \frac{D}{a_0}$$

Finalement, les relations approchées entre les conditions CJ et ZND sont les suivantes :

$$P_{ZND} \cong 2P_{CJ}, \quad T_{ZND} \cong \frac{T_{CJ}}{2}, \quad et \quad u_{ZND} \cong 2u_{CJ}$$

1.2 – Théorie des ondes de choc droites – Relations de Rankine-Hugoniot

1.2.1 – Introduction

Lorsqu'une charge explosive détone, une onde de choc incidente se propage dans le milieu environnant. Comme il a été vu précédemment, ce milieu environnant est initialement au repos et le fluide le composant est appelé « gaz frais ». Au passage de l'onde de choc, les propriétés physiques (pression, température, masse volumique et vitesse matérielle des particules) du gaz frais subissent une compression se traduisant par une discontinuité de ces grandeurs thermodynamiques. Cette discontinuité est donc marquée par un changement brutal des caractéristiques physiques des gaz frais, notamment par une montée en pression extrêmement rapide (de l'ordre de quelques microsecondes). L'onde de choc a une épaisseur de l'ordre du libre parcours moyen des molécules (environ 100 nm). L'état final du gaz après le passage de l'onde de choc est appelé gaz « choqué ».

Dans un premier temps, les équations de Rankine-Hugoniot sont rappelées afin de caractériser les discontinuités subies par les propriétés physiques du gaz, puis dans un deuxième temps le profil de pression associé est décrit.

1.2.2 – Equations de conservation

Les équations de Rankine-Hugoniot ont été développées dans les formes originales indépendamment par Rankine (1870) et Hugoniot (1887, 1889). Ces équations décrivent l'évolution des propriétés physiques entre les deux états possibles d'un gaz compressible pour lequel la masse, la quantité de mouvement et l'énergie sont conservées. La surface de contact entre ces deux états est appelée onde de choc. Les relations de Rankine-Hugoniot expriment donc la conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie à travers une onde de choc. Ces équations de conservation peuvent être appliquées pour des rapports de chaleurs spécifiques γ variables et de ce fait peuvent être appliquées à tous les gaz.

La figure 1.4 représente une onde de choc droite stationnaire se propageant à une vitesse D dans un gaz frais initialement au repos. Les conditions initiales de ce gaz frais sont P_0 (pression), T_0 (température) et ρ_0 (masse volumique). Le référentiel utilisé ici est lié à l'onde de choc et non pas celui du laboratoire de façon à considérer la propagation de l'onde de choc stationnaire et à faire abstraction des termes temporels dans les équations de conservation. La vitesse relative du gaz frais v_0 est donnée par la différence entre la célérité D de l'onde de choc et la vitesse absolue du gaz frais u_0 (le gaz frais est initialement au repos donc u_0 =0 et donc v_0 = D). Le nombre de Mach de l'onde de choc est défini comme le rapport de la célérité de l'onde de choc D et de la célérité du son a_0 du milieu ambiant. L'indice 1 fait référence au milieu situé immédiatement après le front de l'onde de choc.

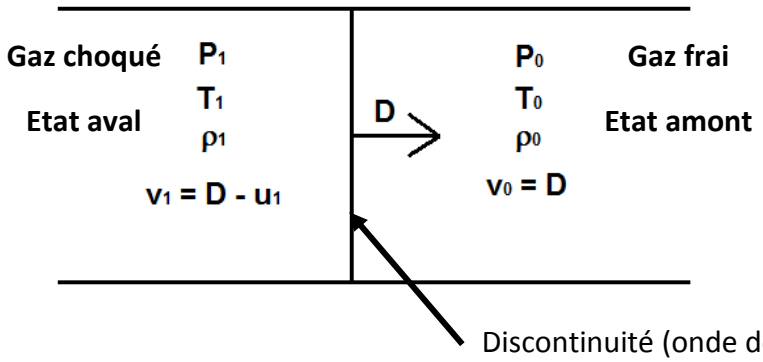


Figure 1.4 : Représentation d'une onde de choc droite stationnaire se propageant dans un gaz frais initialement au repos.

Les relations qui s'appliquent à travers un choc droit stationnaire sont les conservations de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie. Les hypothèses posées dans ce cadre d'étude sont les suivantes : la viscosité, la gravité, les forces de volume et les forces de frottement sont négligeables, l'écoulement est adiabatique (pas de pertes thermiques aux parois et pas de travail extérieur), le processus de choc est effectué à section constante (les lignes de courant sont parallèles entre-elles et perpendiculaires à la surface de choc), il n'y a pas de réaction chimique (le fluide reste en équilibre thermodynamique) et les gradients ne sont pas infinis. Compte tenu de ces hypothèses, les équations de conservation pour un écoulement stationnaire monodimensionnel sont :

- Conservation de la masse.

$$\rho_1(D - u_1) = \rho_0 D \tag{1.1}$$

Cette équation est également appelée équation de continuité.

- Conservation de la quantité de mouvement.

Les forces agissant sur les faces amont et aval d'un choc sont les forces de pression et celles associées aux effets d'inertie. L'équation de conservation de la quantité de mouvement est donc donnée par :

$$P_0 + \rho_0 v_0^2 = P_1 + \rho_1 v_1^2 \quad (1.2)$$

- Conservation de l'énergie.

Pour un écoulement stationnaire où il n'y a pas d'échange de chaleur et d'énergie potentielle, la somme de son enthalpie H et de son énergie cinétique reste constante. L'équation de conservation de l'énergie est donc donnée par :

$$H_0 + \frac{1}{2} v_0^2 = H_1 + \frac{1}{2} v_1^2 \quad (1.3)$$

Avec

$$H_i = U_i + \frac{P_i}{\rho_i} \quad (1.4)$$

avec U_i représentant l'énergie interne.

Les relations de Rankine-Hugoniot permettent de calculer les caractéristiques thermodynamiques d'un gaz choqué, c'est à dire immédiatement derrière une onde de choc.

1.2.3 – Relations de Rankine-Hugoniot

A partir des équations de conservation décrites précédemment, les rapports de pression P, température T, masse volumique ρ et vitesse relative des particules v de part et d'autre de l'onde de choc peuvent être décrites et exprimées en fonction du nombre de Mach M_0 amont de l'onde de choc, dans le cas d'une onde de choc droite. Le nombre de Mach de l'onde de choc est donné par :

$$M_0 = \frac{D}{a_0} \quad (1.5)$$

Pressions

a – Pression hydrostatique

La pression hydrostatique est la pression causée uniquement par le mouvement vibratoire des molécules de gaz. Elle peut être mesurée soit par un capteur de pression se déplaçant de la même manière que l'écoulement, soit par un capteur dont la face sensible est normale au déplacement de l'écoulement. La pression hydrostatique à travers un choc droit est donnée par :

$$\frac{P_1}{P_0} = \frac{2\gamma M_0^2 - (\gamma - 1)}{\gamma + 1} \tag{1.6}$$

b - Pression dynamique

Un gaz étant un fluide compressible, la pression dynamique q est une propriété physique différente de la pression hydrostatique P_1 décrite plus haut ou de la pression totale exercée sur la surface d'une structure (le concept de pression totale sera expliqué dans le paragraphe suivant). Bien que la pression dynamique ne représente pas directement la pression exercée par une onde de choc sur la surface d'une structure, il est important de quantifier l'importance des forces de traînées produites par une onde de choc comparée aux forces hydrostatiques. En effet, ces forces de traînées ont leur importance notamment pour l'étude du contournement d'obstacle par une onde de choc. La pression dynamique q est donnée par l'équation suivante :

$$\frac{q}{P_0} = \frac{2\gamma}{\gamma + 1} \frac{(M_0^2 - 1)^2}{(\gamma - 1)M_0^2 + 2} \tag{1.7}$$

c – Pression totale

La pression totale, ou pression de stagnation, est la mesure de la densité d'énergie totale de l'écoulement au niveau du front de l'onde de choc. La pression totale est la somme

de la pression hydrostatique et de la pression dynamique. Elle peut être mesurée par un capteur dont la face sensible est orientée dans la direction opposée au déplacement de l'écoulement. Selon le cas, subsonique ou supersonique, deux expressions sont données pour exprimer la pression totale :

- Cas subsonique :

$$P_{tot} = P_1 \left(1 + M_0^2 \frac{(\gamma - 1)}{2}\right)^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}} \tag{1.8}$$

- Cas supersonique :

$$P_{tot} = P_1 \left(\frac{\left(M_0^2 \frac{\gamma + 1}{2}\right)^{\gamma}}{\left(\frac{2\gamma M_0^2}{\gamma + 1}\right) - \left(\frac{\gamma - 1}{\gamma + 1}\right)} \right)^{\frac{1}{\gamma - 1}} \tag{1.9}$$

Température

Le rapport des températures est donné par la relation suivante :

$$\frac{T_1}{T_0} = \frac{\left(2\gamma M_0^2 - (\gamma - 1)\right)\left((\gamma - 1)M_0^2 + 2\right)}{(\gamma + 1)^2 M_0^2} \tag{1.10}$$

Masse volumique

Lorsqu'un gaz est traversé par une onde de choc il se produit une rapide augmentation de la masse volumique. Pour un gaz parfait avec un rapport des chaleurs spécifiques γ de 1.4, il existe une limite égale à 6 du rapport des masses volumiques, ρ_1 / ρ_0, à travers un choc fort ($\frac{P_1}{P_0} > 50$). En pratique, des chocs forts produisent d'autres changements sur les propriétés d'un gaz et donc le rapport des chaleurs spécifiques ne reste pas constant et des fortes variations sur la masse volumique peuvent survenir. Le rapport des masses volumiques à travers une onde de choc droite est donné par :

$$\frac{\rho_1}{\rho_0} = \frac{(\gamma+1)M_0^2}{(\gamma-1)M_0^2+2} \tag{1.11}$$

Vitesse relative des particules

La vitesse relative des particules v est la vitesse à laquelle se déplacent les particules immédiatement après l'onde de choc. Elle est définie comme la différence entre la célérité de l'onde de choc D et la vitesse absolue u d'une particule de l'écoulement. Le rapport des vitesses relatives des particules situées avant et après l'onde de choc est défini comme l'inverse du rapport des masses volumiques (selon la conservation de la masse (1.1)).

$$\frac{v_1}{v_0} = \frac{(\gamma-1)M_0^2+2}{(\gamma+1)M_0^2} \tag{1.12}$$

1.3 – Onde de choc aérienne incidente générée par une détonation de charge gazeuse

1.3.1 – Onde de souffle – onde de choc

Dans un premier temps, il est intéressant de bien différencier les termes « onde de souffle » et « onde de choc ». En effet, le premier désigne l'onde de choc aérienne consécutive à la détonation d'une charge explosive et cette dénomination est due au vent fort qui accompagne l'onde et qui est ressenti par un observateur immobile lorsque l'onde passe. Le terme « onde de choc » décrit de façon plus générale une onde de pression avec un front raide mais dont les caractéristiques du profil d'onde n'est pas défini en détail. Dans la suite de ce mémoire, la terminologie « onde de choc » sera adoptée pour faciliter les analyses lors des réflexions sur des structures.

Lorsqu'une détonation de charge gazeuse survient, une libération soudaine d'énergie s'effectue dans le milieu environnant (généralement l'air ambiant). Il en résulte une onde de

choc qui se propage radialement dans toutes les directions à une vitesse supersonique par rapport aux gaz frais. Le front de l'onde de choc présente une surpression plus importante que la région située immédiatement en avant et diminue de manière exponentielle au fur et à mesure que l'onde de choc se propage dans le milieu environnant. La forme générale du profil de pression caractéristique (figure 1.5) d'une onde de choc consécutive à une détonation de charge gazeuse dépend de l'énergie libérée par l'amorçage de la charge explosive et de la distance séparant le point d'intérêt au centre d'explosion.

1.3.2 – Caractéristiques du profil de pression

Il est important de bien décrire le profil de pression présenté en figure 1.5 car de nombreux signaux de pression seront présentés dans le suite de ce mémoire. L'onde de choc arrive au point d'intérêt à l'instant t_a produisant une montée soudaine en pression jusqu'à une valeur finie représentant la surpression positive ΔP^+. La pression diminue ensuite jusqu'à un instant t_a+t^+ et représente la détente des gaz choqués. La durée entre les instants t_a et t_a+t^+ est appelée durée de phase positive t^+ et l'aire sous la courbe est l'impulsion positive I^+. Au-delà de l'instant t_a+t^+ la pression des gaz choqués est inférieure à la pression ambiante, créant ainsi une dépression. La pression continue de diminuer jusqu'à une valeur finie ΔP^- puis remonte progressivement jusqu'à atteindre la pression ambiante à l'instant $t_a+t^++t^-$, instant représentant le retour à l'équilibre thermodynamique. De même que pour la phase positive, l'aire située entre la courbe de pression et l'abscisse représente l'impulsion négative ΔP^-.

Le profil de pression d'une onde de choc en fonction du temps est caractérisé par son pic de surpression incident ΔP^+, sa valeur maximale de dépression ΔP^-, son temps d'arrivée

t_a, ses durées de phases positive et négative t^+ et t^- et ses impulsions positives et négatives I^+ et I^-.

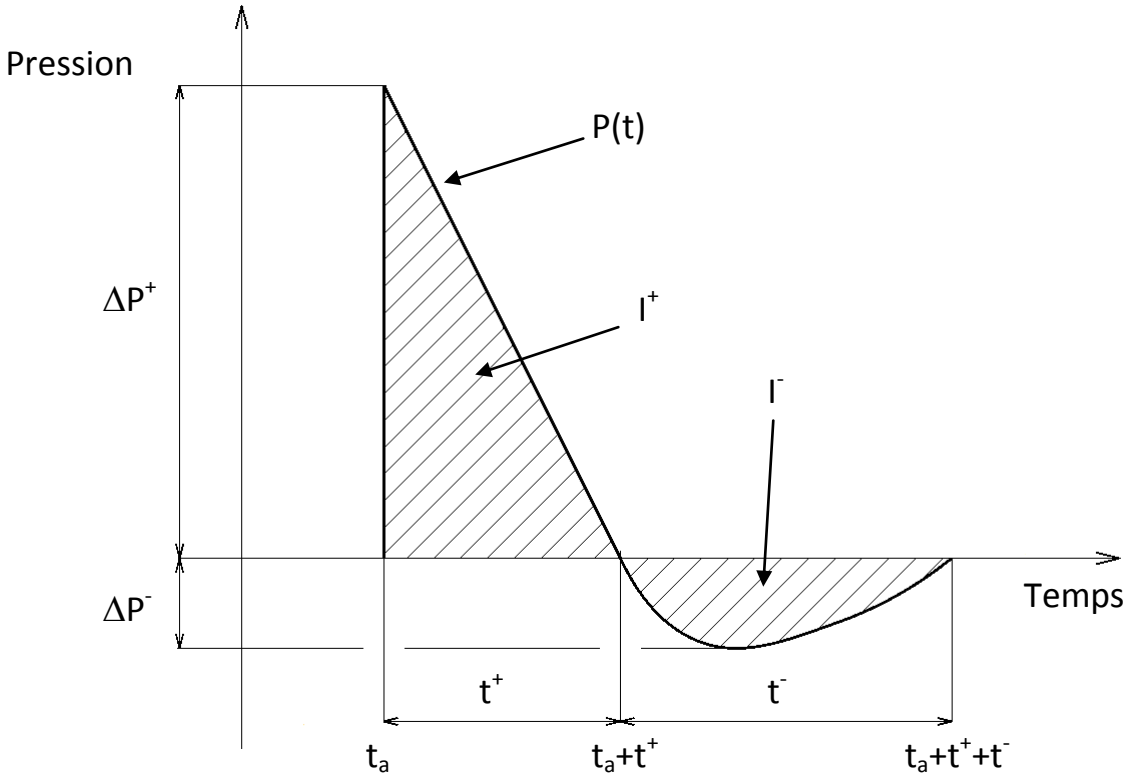


Figure 1.5 : Profil de pression caractéristique de l'onde de souffle consécutive à une détonation (Baker, 1983).

Plusieurs auteurs ont recommandé l'utilisation de diverses fonctions pour représenter l'évolution de la pression en fonction du temps. Généralement, le signal temporel de l'onde de pression peut être décrite avec une loi de type Friedlander (Baker, 1983).

$$\Delta P(t) = \Delta P^+ \times \left(1 - \frac{t}{t^+}\right) \times e^{\frac{\alpha.t}{t^+}} \tag{1.13}$$

La variable α est un paramètre adimensionnel appelé constante de temps et est fonction de l'intensité de l'onde de choc.

Lannoy (1979) retient deux types de profils pour décrire l'onde de souffle générée par la détonation d'une charge gazeuse : l'un à profil triangulaire, l'autre à profil sinusoïdal. L'onde de pression à profil triangulaire majore l'impulsion positive et minore l'impulsion négative tandis que l'onde sinusoïdale offre une allure de la courbe plus physique et une meilleure précision sur l'impulsion positive et surtout sur l'impulsion négative.

- Profil triangulaire :

$$Pour : \ 0 \ \leq \ t \ \leq \ \left(1 - \frac{\Delta P^-}{\Delta P^+}\right) \times t^+ :$$

$$\Delta P(t) = \Delta P^+ \times \left(1 - \frac{t}{t^+}\right) \times e^{\frac{\alpha . t}{t^+}} \tag{1.14}$$

$$Pour : \ \left(1 - \frac{\Delta P^-}{\Delta P^-}\right) \times t^+ \ \leq t \ \leq \ t^+ + t^- :$$

$$\Delta P(t) = \Delta P^- \times \left(\frac{t - (\, t^+ + t^-)}{t^+ \times \left(1 - \frac{\Delta P^-}{\Delta P^+}\right) - (t^+ + t^-)}\right) \tag{1.15}$$

- Profil sinusoïdal :

$$\Delta P(t) = \Delta P^+ \times \left(\frac{sin[\pi(t - t^+)/t^-]}{sin(-\pi t^+/t^-)}\right) \times e^{\frac{-t}{k . t^+}} \tag{1.16}$$

Ce profil sinusoïdal a été affiné par Brossard et al. (1988) puis par Desrosier et al. (1991) avec un coefficient k explicité en fonction de la distance radiale réduite λ = R x $E^{-1/3}$ ($m.MJ^{-1/3}$) où E est l'énergie libérée par la charge explosive et R est la distance radiale entre le centre de la charge et le point de mesure considéré. La plage de validité est comprise entre 0,5 et 12 $m.MJ^{-1/3}$. La relation proposée par Desrosier et al. (1991) permet d'obtenir des modélisations plus précises concernant la phase négative. De plus, cette relation permet d'obtenir des profils pour décrire l'onde de pression incidente et l'onde de pression réfléchie.

$$\Delta P(t,\lambda) = \Delta P^{+} \times \left(\frac{sin[\pi(t - t^{+})/t^{-}]}{sin(-\pi t^{+}/t^{-})} \right) \times e^{\frac{-k.t}{t^{+}}} \quad (1.17)$$

$$avec \quad k_i(\lambda) = 0.889 - 0.356(\ln \lambda) + 0.105(\ln \lambda)^2 - 0.001(\ln \lambda)^3$$

$$et \quad k_r(\lambda) = 0.978 - 0.554(\ln \lambda) + 0.260(\ln \lambda)^2 - 0.048(\ln \lambda)^3$$

L'indice i est relatif à l'onde de choc incidente et l'indice r est relatif à l'onde de choc réfléchie.

Bien que la forme générale du profil de pression soit commune aux détonations de charges gazeuses et à celles des explosifs solides (TNT), ses caractéristiques physiques peuvent varier en fonction de la nature de la charge explosive. En effet, comparée à une explosion gaz-air et pour une même énergie totale libérée, l'explosion de TNT produit une onde de choc plus intense au voisinage de l'explosion et plus faible à des distances plus grandes (Kleine et al., 2003).

De même que pour les évolutions des surpressions positives et négatives, il est possible de calculer les évolutions des impulsions positives et négatives grâce aux formules suivantes :

$$I^{+} = \int_{t_a}^{t_a + t^{+}} \Delta P^{+} dt \quad (1.18)$$

$$I^{-} = \int_{t_a + t^{+}}^{t_a + t^{+} + t^{-}} \Delta P^{-} dt \quad (1.19)$$

Les durées de l'onde de compression et de l'onde de raréfaction sont importantes pour l'analyse de la réponse d'une structure sous l'action de l'onde de choc. En effet, les impulsions représentent le temps d'application de la pression, c'est-à-dire un taux de chargement sur une structure (ou sur un corps humain). Il sera vu dans la présente étude

que les impulsions positives et négatives, c'est-à-dire les efforts mécaniques subis par une structure, peuvent jouer un rôle prépondérant quant à l'évaluation des risques à l'intérieur d'une structure.

1.3.3 – Lois de similitudes

Les lois de similitude pour les explosions sont basées sur les fondements de la similarité géométrique et sont identiques en principe aux autres lois de similitudes utilisées dans d'autres domaines d'études. Les ingénieurs en aéronautique, par exemple, utilisent des modèles réduits dans des souffleries afin de prédire les performances d'aéronefs de taille réelle. Les lois de similitude déduites pour les explosions sont donc basées sur les principes des similarités géométriques et sur la conservation du mouvement. Ces lois sont conformes au théorème en « Pi » de Washi-Buckingham car elles représentent des relations entre des rapports sans dimensions de dimensions caractéristiques rigoureusement choisies.

Les lois de similitude permettent donc, à partir de mesures à échelle réduite, d'estimer les caractéristiques d'une onde de choc qui se produirait à échelle réelle (échelle 1) et d'en évaluer les conséquences possibles. Elles présentent donc un grand intérêt dans le cadre des études sur les ondes de choc et sur les prédictions des effets à échelle 1. Ces lois ont été évoquées indépendamment pour la première fois par Hopkinson pendant la première guerre mondiale (1915), par Sachs (1944) qui prend en compte les conditions de pression et température et par Cranz (1926). Elles ont ensuite été développées par Baker (1973). Dans le cadre de cette étude, seule la similitude de Hopkinson est considérée puisque la pression et température initiales sont supposées figées et égales aux conditions standards.

Deux ondes de souffle similaires sont produites, dans l'air ambiant, de manière identique (mêmes conditions initiales (P_0, T_0)) par deux charges explosives de même composition mais de taille différente. Soit un observateur situé à la distance r du centre d'explosion d'une source d'énergie sphérique E. Celui-ci est soumis à une onde de souffle d'amplitude ΔP^+ durant un temps t^+ et d'impulsion I^+. Un second observateur situé à la distance kr d'une source d'explosion de même nature mais libérant une énergie k^3E, subira une onde de souffle (de forme analogue) de même amplitude mais pendant un temps kt^+ et d'impulsion kI^+. La figure 1.6 illustre la loi de similitude d'Hopkinson (1915).

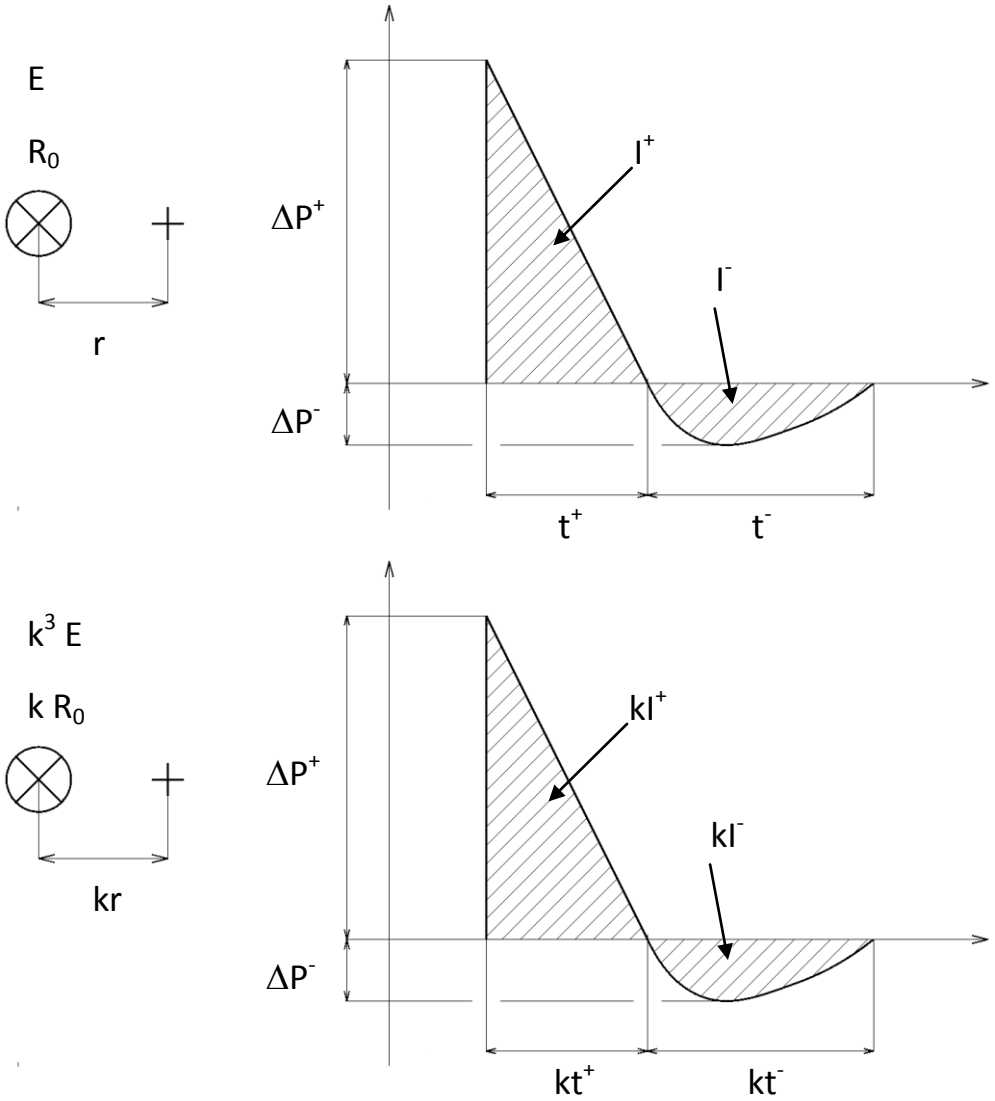


Figure 1.6 : Principe de similitude d'Hopkinson (1915).

1.4 – Onde de choc réfléchie

Le premier scientifique à observer le phénomène de réflexion d'une onde de choc fut Ernst Mach (1838-1916) qui rapporta sa découverte en 1878. Dans son étude expérimentale, qui a plus récemment été répétée par Krehl et van der Geest (1991), il a observé deux configurations d'onde de choc réfléchie différentes. La première est connue sous le nom de réflexion régulière et la seconde est connue aujourd'hui sous le nom de réflexion de Mach. De nombreuses recherches sur les phénomènes d'onde de choc réfléchie ont ensuite été initiées au début des années 1940 par von Neumann (1943). Depuis, il a été observé que la réflexion de Mach peut être divisée en plusieurs catégories. Une illustration des différentes ondes réfléchies est donnée en figure 1.7 (Ben-Dor 1992).

Les travaux exposés dans ce mémoire mettront en évidence essentiellement trois types de réflexions à savoir : la réflexion droite, la réflexion oblique régulière et la réflexion de Mach. Pour cette raison, seule ces réflexions sont définies ci-dessous.

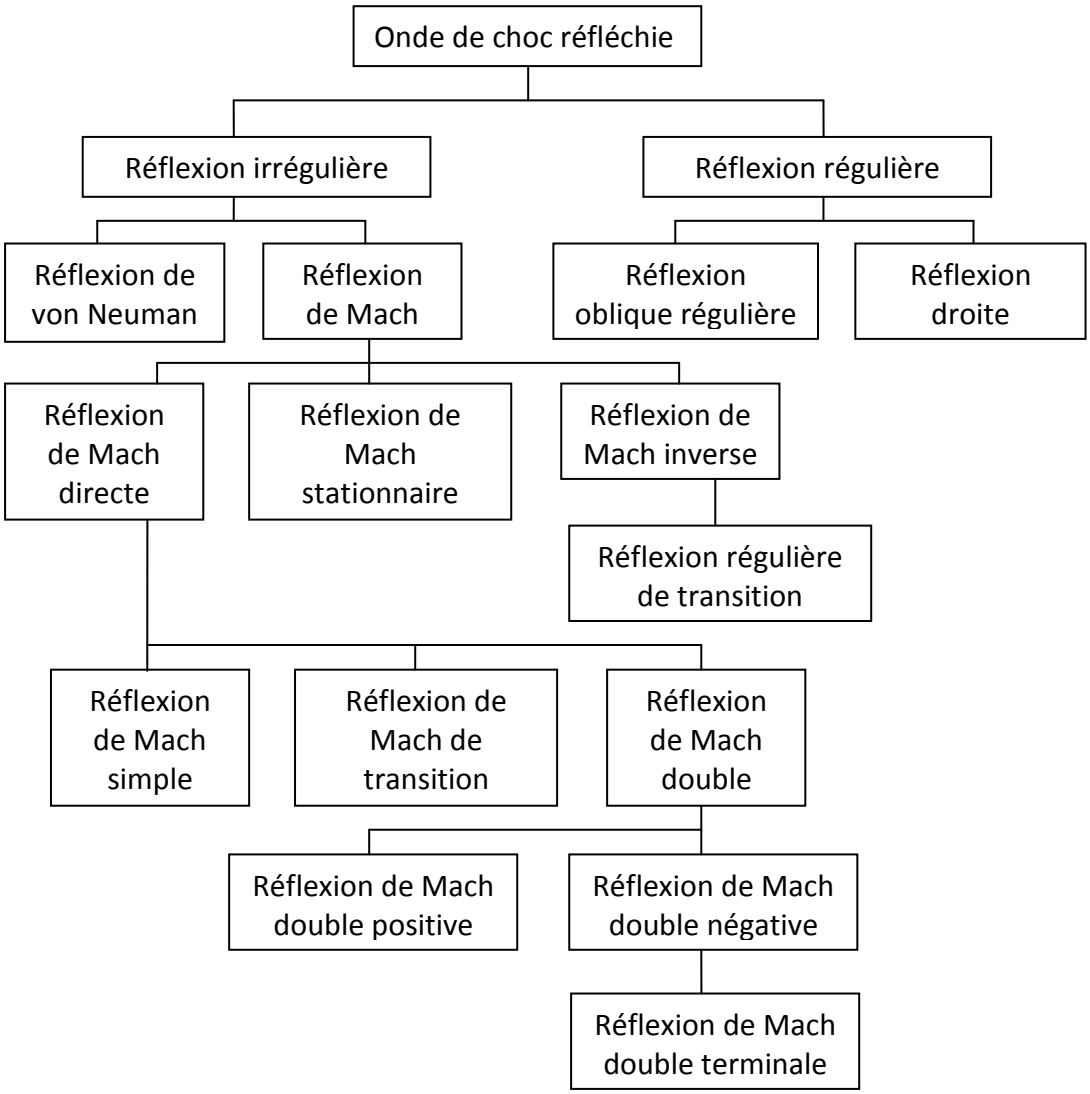


Figure 1.7 : Les différents types d'ondes de choc réfléchies (Ben-Dor, 1992).

1.4.1 – Réflexions droite

La réflexion droite se produit lorsque l'onde de choc est parallèle à la surface qu'elle rencontre, c'est-à-dire lorsque la direction de propagation de l'onde de choc est perpendiculaire à la surface plane de l'obstacle.

Lorsqu'une onde de choc droite entre en contact avec une surface plane, elle se réfléchie et se propage dans le gaz préalablement choqué par le passage du choc incident.

Par conséquent, un second saut de pression, température et masse volumique du gaz est observé. La figure 1.8 illustre cette réflexion.

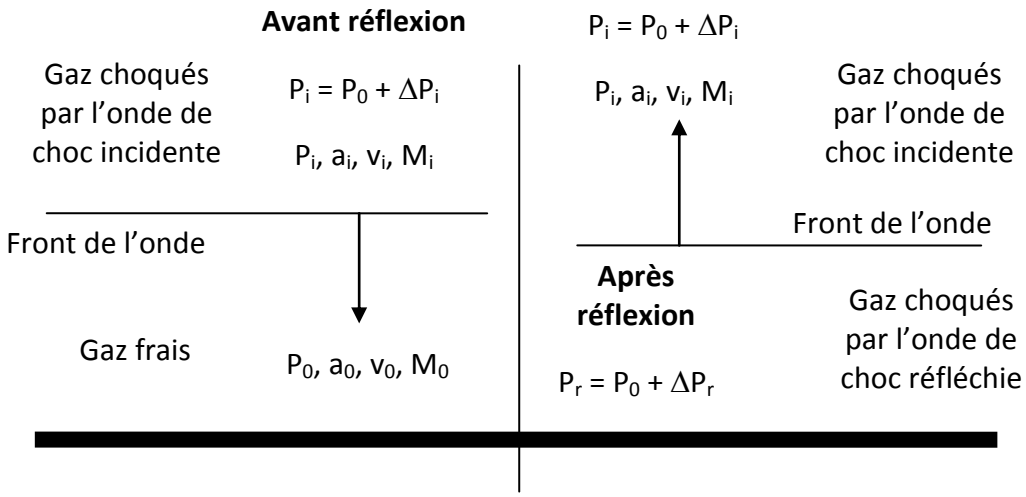


Figure 1.8 : Schéma d'une réflexion normale

Les indices 0, i et r représentent respectivement les états « initial », « incident » et « réfléchi ».

Lorsqu'une onde de choc heurte une paroi plane, la condition limite imposant une vitesse nulle du gaz adjacent la paroi doit être vérifiée avant et après l'arrivée du choc. De ce fait, les particules de fluide du gaz choqué par l'onde de choc incidente qui se déplacent vers la paroi doivent avoir leur vitesse annulée à l'arrivée de l'onde de choc réfléchie. Le fluide abandonne donc toute son énergie cinétique au travers de l'onde de choc réfléchie et accroît donc toutes les caractéristiques physiques. La vitesse matérielle u des particules est donc nulle sur la paroi, ainsi que dans les gaz frais et dans les gaz choqués par l'onde de choc réfléchie.

La pression réfléchie est également celle exercée sur la paroi heurtée par l'onde de choc incidente et participe donc directement à la sollicitation mécanique subie par la paroi.

La pression réfléchie peut être déterminée en fonction de la pression ambiante du milieu P_0 et de la pression du milieu choqué par l'onde de choc incidente. Dans le cas particulier où γ = 1,4 (gaz diatomique) l'expression de la pression réfléchie est la suivante (Kinney, 1985) :

$$P_r = \frac{8P_1 - P_0}{P_i + 6P_0} P_i \tag{1.20}$$

Le coefficient de réflexion permet de comparer les propriétés des ondes de choc réfléchies et est défini comme le rapport de la surpression réfléchie à la surpression incidente. Pour γ = 1,4 son expression est la suivante (Kinney, 1985) :

$$\Lambda = \frac{\Delta P_r}{\Delta P_i} = \frac{P_r - P_0}{P_i + P_0} = \frac{8P_i + 6P_0}{P_i + 6P_0} \tag{1.21}$$

1.4.2 – Réflexion oblique régulière

La réflexion est dite oblique lorsque l'onde de choc incidente impacte une surface non perpendiculaire à la direction de propagation de l'onde de choc, c'est-à-dire sous un angle d'incidence assez grand ($\beta \geq 30 – 45°$). Lorsque l'angle d'incidence diminue la réflexion tend vers une réflexion normale. Cet angle est fonction du nombre de Mach M_0. Après réflexion de l'onde de choc incidente, l'onde de choc réfléchie fait un angle δ avec la surface. Cette angle est appelée angle de réflexion. La figure 1.9 représente la réflexion d'une onde de choc oblique régulière sur une surface plane et la figure 1.10 représente les grandeurs thermodynamiques et les angles d'incidence et de réflexion mis en jeu lors d'une réflexion oblique régulière.

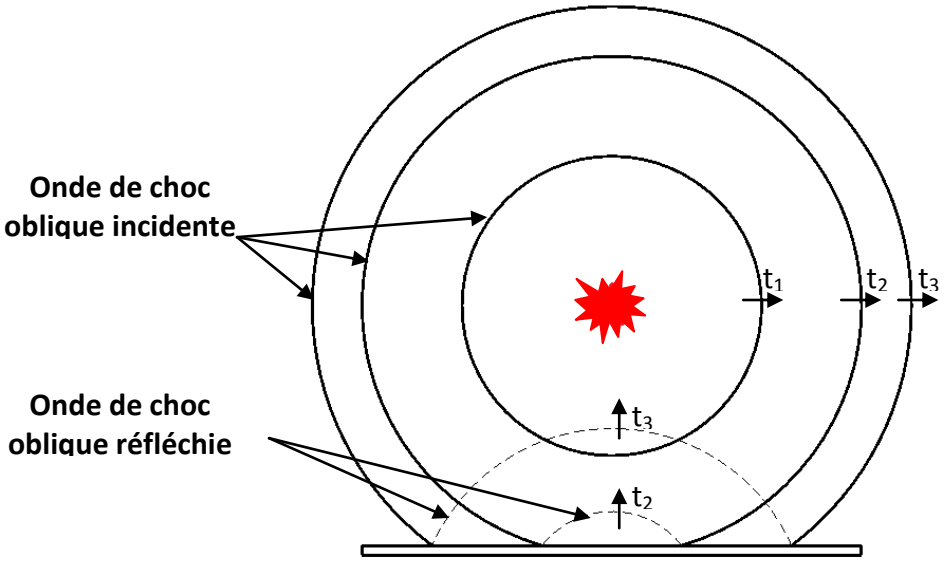


Figure 1.9 : Réflexion d'une onde de choc oblique régulière sur une surface plane

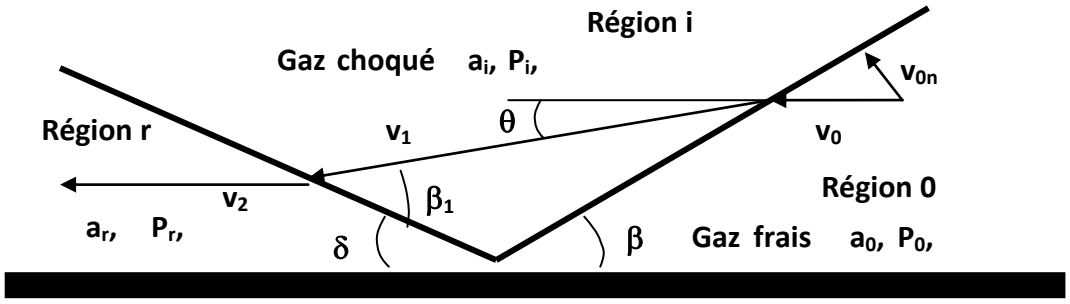


Figure 1.10 : Schéma d'une réflexion oblique régulière

L'angle d'incidence β est défini par :

$$sin\beta = \frac{v_{0n}}{v_0} \tag{1.22}$$

avec v_{0n} la composante normale de la vitesse de l'écoulement dans les gaz frais (région 0). Le nombre de Mach de l'écoulement initial correspondant est donné par :

$$M_0 = \frac{v_0}{a_0} = \frac{v_{0n}}{sin\beta}\frac{1}{a_0} = \frac{M_{0n}}{sin\beta} \tag{1.23}$$

avec M_{0n} la composante normale du nombre de Mach de l'écoulement initial.

Ce nombre de Mach M_{0n} correspond au nombre de Mach de l'onde de choc oblique incidente. L'écoulement de la région 0 traverse le choc oblique incident et est dévié d'un angle θ. L'écoulement de la région i subit ensuite un second choc oblique et arrive sur le deuxième choc avec un angle d'incidence β_1 et est redirigé après le passage de l'onde de choc réfléchie pour redevenir parallèle à la surface dans la région r.

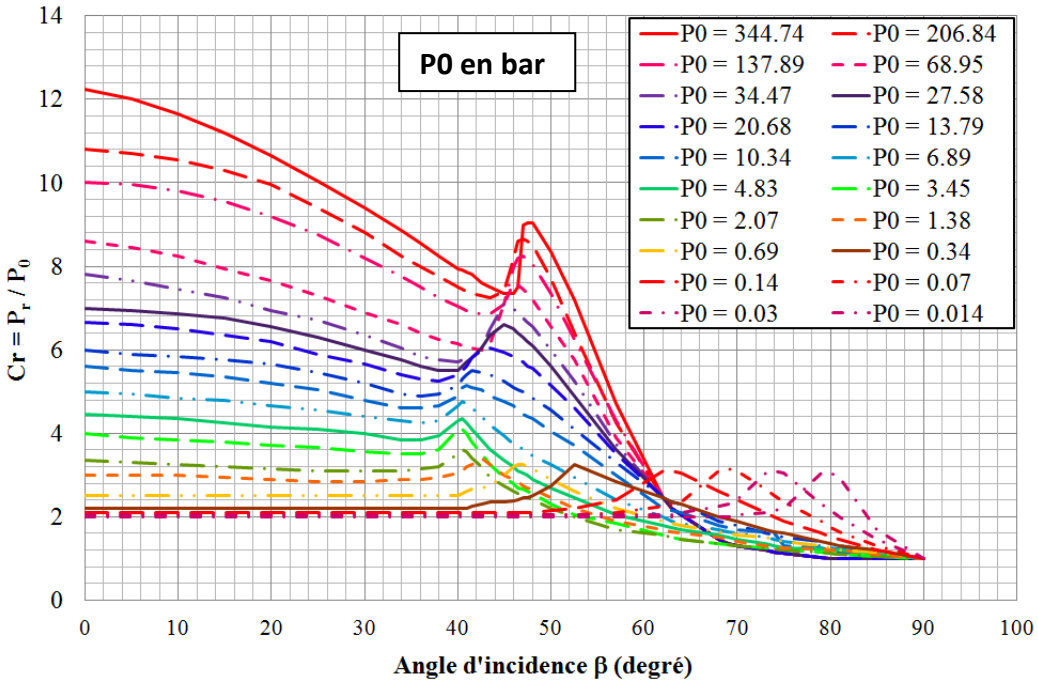


Figure 1.11 : Coefficient de réflexion Λ en fonction de l'angle d'incidence pour différentes valeurs de surpression incidente (TM5-1300).

La figure 1.11 présente des coefficients de réflexions en fonction de l'angle d'incidence β pour différentes valeurs de surpressions incidentes.

1.4.3 – Réflexion de Mach

Lorsqu'une détonation se produit à une certaine distance HOB d'une surface plane, l'onde de choc incidente entre en contact avec cette surface, entraînant alors une réflexion oblique se propageant de la même manière que présenté précédemment. L'onde de choc oblique réfléchie en résultant se propage à travers le gaz chauffé et compressé une première

fois par l'onde de choc oblique incidente. Il en résulte que l'onde de choc oblique réfléchie se propage à une vitesse plus grande que l'onde de choc oblique incidente jusqu'à la rattraper et la dépasser. De ce fait, les deux ondes de choc obliques, l'incidente et la réfléchie, peuvent fusionner pour produire une seule et unique onde de choc appelée onde de Mach. Cette onde de Mach est également appelée plus couramment pied de Mach. La figure 1.12 illustre la création d'une onde de Mach. En conséquence, la région située derrière l'onde de Mach est appelée région de Mach séparée de la région réfléchie par une ligne de démarcation. En effet, de la même manière que pour le choc réfléchi, il est possible de distinguer plusieurs régions dont les caractéristiques physiques diffèrent en fonction de leur position par rapport à l'onde de Mach. Il est ainsi possible de diviser l'espace directement adjacent à l'onde en quatre régions (figure 1.15). Les trois premières régions sont les mêmes que celles pour la réflexion oblique régulière alors que la quatrième ne subit qu'un choc normal ou choc droit. Dans la région 2 le fluide subit deux chocs obliques, l'incident et le réfléchi. De manière générale, ces deux chocs obliques formant cette région et le choc droit formant la région 3 ne sont pas équivalents, ce qui implique que la vitesse du fluide dans la région 3 est différente de celle dans la région 2. Il y a donc une ligne de démarcation qui sépare ces deux régions appelée « ligne de glissement ». Elle correspond à la trajectoire des points triples unissant l'onde de choc incidente, l'onde de Mach et l'onde de choc réfléchie.

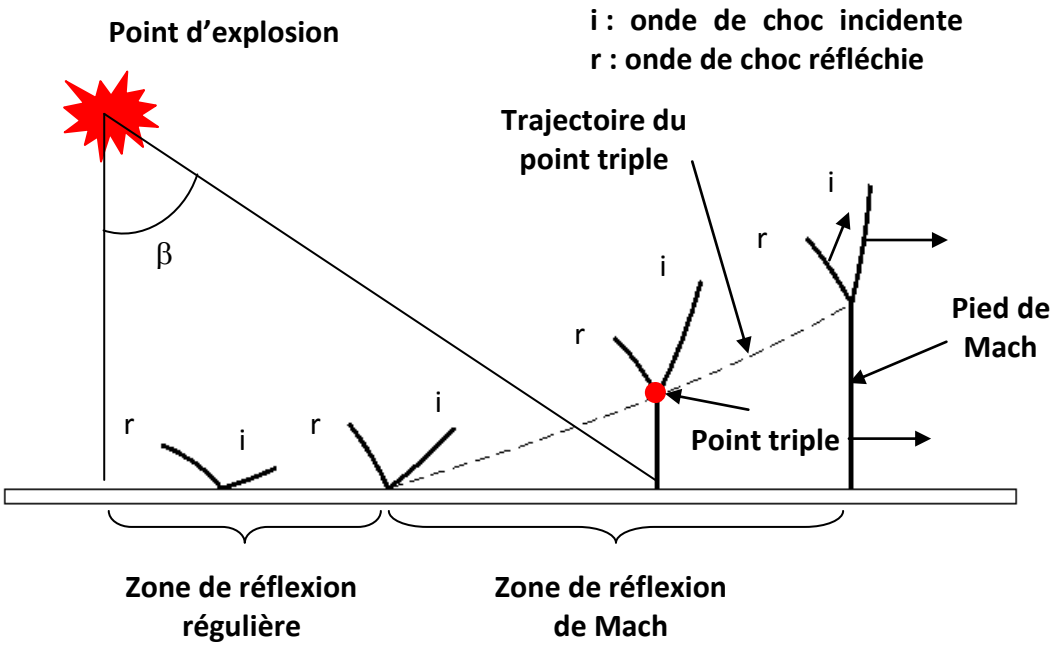


Figure 1.12 : Création d'une onde de Mach.

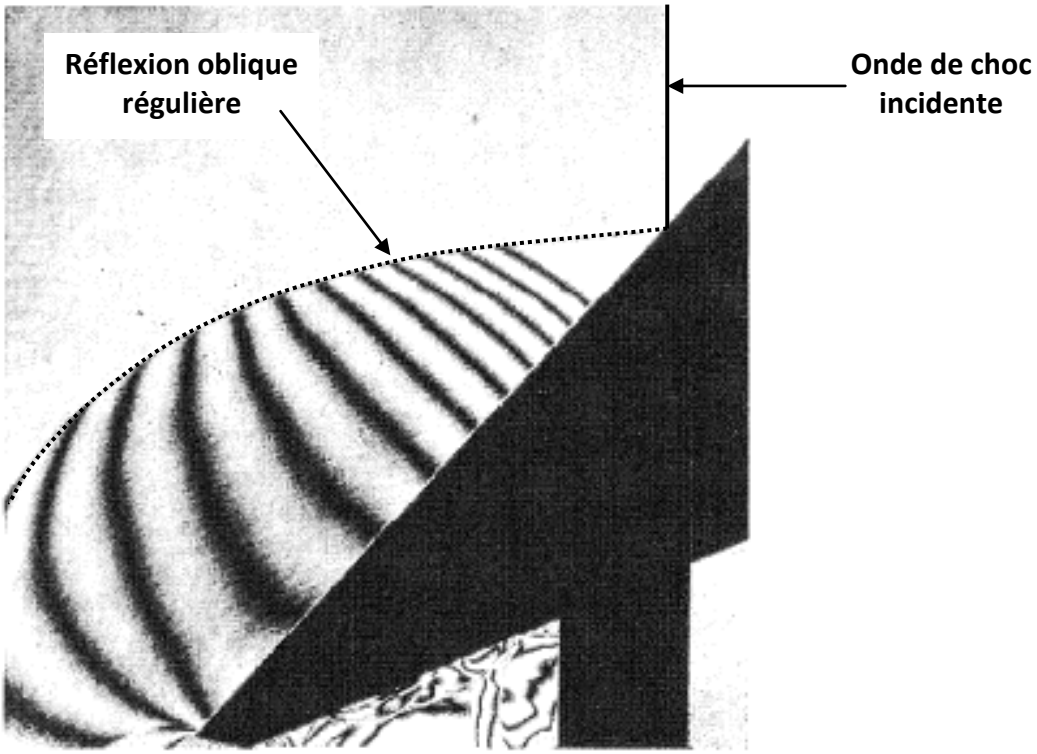


Figure 1.13 : Réflexion oblique régulière (Ben-Dor, 1992).

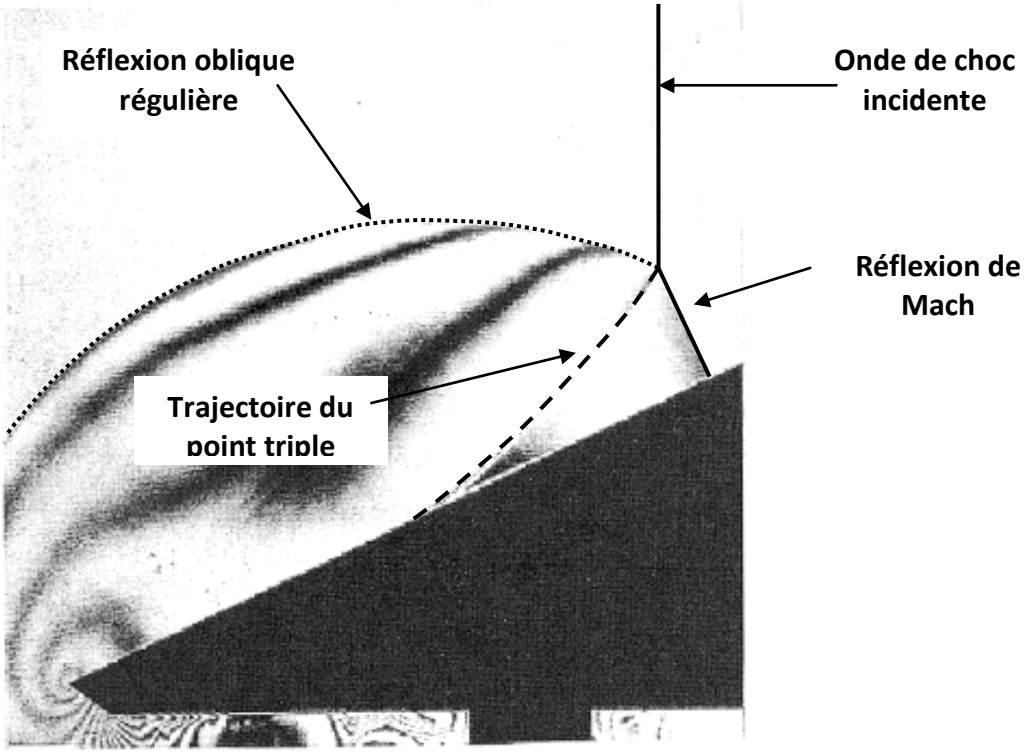


Figure 1.14 : Réflexion de Mach (Ben-Dor, 1992).

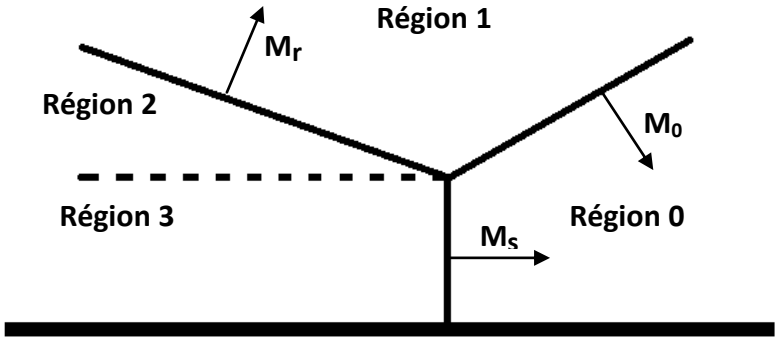
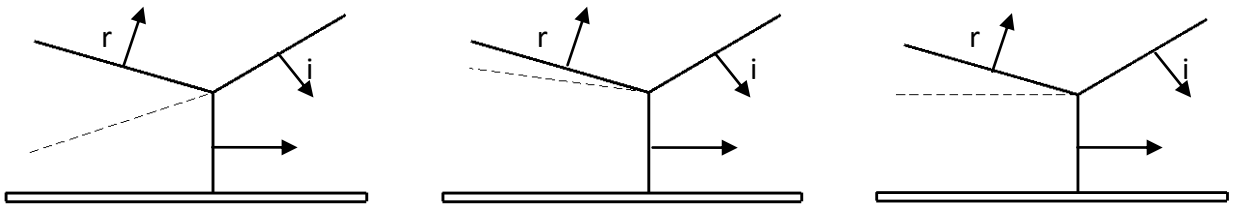


Figure 1.15 : Ecoulement dans la région de formation d'une onde de Mach.

Il a été vu dans le diagramme présent sur la figure 1.7 que trois régimes différents de propagation d'une onde de Mach sont possibles : la réflexion de Mach stationnaire, la réflexion de Mach directe et la réflexion de Mach inverse. Dans le cas de la réflexion de Mach stationnaire, le point triple se propage parallèlement à la surface de réflexion, dans le cas de la réflexion de Mach inverse le point triple se propage s'éloigne de la surface de réflexion, tandis que dans le cas de la réflexion de Mach directe le point triple se déplace

vers la surface de réflexion. Les trois régimes de propagation sont représentés sur la figure 1.16.



a / réflexion de Mach directe **b / réflexion de Mach inverse** **c / réflexion de Mach stationnaire**

Figure 1.16 : Les trois catégories de réflexion de Mach : a – réflexion de Mach directe, b – réflexion de Mach inverse, c – réflexion de Mach stationnaire.

Dans le cadre de ce mémoire seule la réflexion de Mach directe sera évoquée, ainsi seules les équations mettant en jeu ce type de réflexion sont présentées ici.

Un phénomène important dans le cas d'une réflexion de Mach directe est la croissance du pied de Mach avec la distance et le temps. En effet, l'angle maximum de déflection pour le choc détaché est plus faible que celui pour le choc incident, créant ainsi une déclinaison de la trajectoire du point triple. La configuration d'une onde de Mach dépend donc non seulement de l'intensité de l'explosion, de l'angle impliqué mais aussi de « l'histoire » de l'onde.

Le pied de Mach est assimilé à un front d'onde vertical perpendiculaire à la surface plane dont la vitesse est uniforme sur toute la hauteur. Le milieu dans lequel se propagent l'onde de choc incidente et l'onde de Mach est le même (région 0, figure 1.15), ce qui implique :

$$M_s = M_0 sin_\beta \tag{1.24}$$

avec M_s le nombre de Mach du pied de Mach, M_0 le nombre de Mach de l'onde de choc incidente et β l'angle entre la verticale à la charge et la base du pied de Mach (figure 1.12).

Il existe une valeur limite de l'angle β à laquelle se passe la transition entre la réflexion oblique régulière et la réflexion de Mach, c'est-à-dire à partir de laquelle le pied Mach commence à se former (figure 1.12). Cette valeur est appelée β_{max}. et peut être exprimée par l'équation empirique suivante (Kinney, 1962) :

$$\beta_{max} = \frac{1{,}75}{M_0 - 1} + 39 \tag{1.25}$$

Selon cette relation, l'angle maximal β_{max} qui permet la formation de l'onde de Mach peut donc être représenté en fonction du nombre de Mach de l'onde de choc incidente. La courbe représentative de cette évolution est illustrée sur la figure 1.17. De cette courbe, il est possible d'en sortir plusieurs conclusions (Kinney, 1962):

- Pour les chocs dont le nombre de Mach tend vers l'unité, c'est-à-dire pour un nombre de Mach proche du nombre de Mach des ondes sonores ($M_0 \rightarrow 1$), les ondes de chocs incidentes sont réfléchies en ondes obliques régulières quelque soit l'angle d'incidence β (de 0° à 90°).
- Lorsque l'intensité du choc incident augmente, l'angle limite de transition β_{max} diminue rapidement et atteint la valeur de 52° pour un nombre de Mach M_0 de 1,1, ce qui correspond à une surpression de 250 mbar pour une atmosphère standard (γ = 1,4).
- Si l'intensité du choc continue d'augmenter, l'angle limite β_{max} augmente à nouveau, ce qui implique que les ondes de choc incidentes fortes avec un angle d'incidence supérieur à 39,97° génèreront toujours des ondes de Mach.

Dans le cas d'une réflexion de Mach directe, la hauteur du pied de Mach augmente avec le temps. Cependant, il a été observé (von Neuman, 1943) que les hauteurs des pieds de Mach peuvent être mesurées en fonction de la hauteur d'explosion (Height Of Burst HOB) et de distances au sol de la formation de l'onde de Mach. En effet, les explosions aériennes génèrent une onde de Mach sur le sol uniquement à des distances supérieures à une distance minimale r_{i0}. Cette distance minimale r_{i0} correspond exactement à l'angle maximal β_{max} de réflexion oblique d'une onde de choc oblique incidente engendrant la formation d'un pied de Mach. La figure 1.18 approfondit la figure 1.12 et illustre les paramètres mis en jeu lors du calcul de hauteur du pied de Mach.

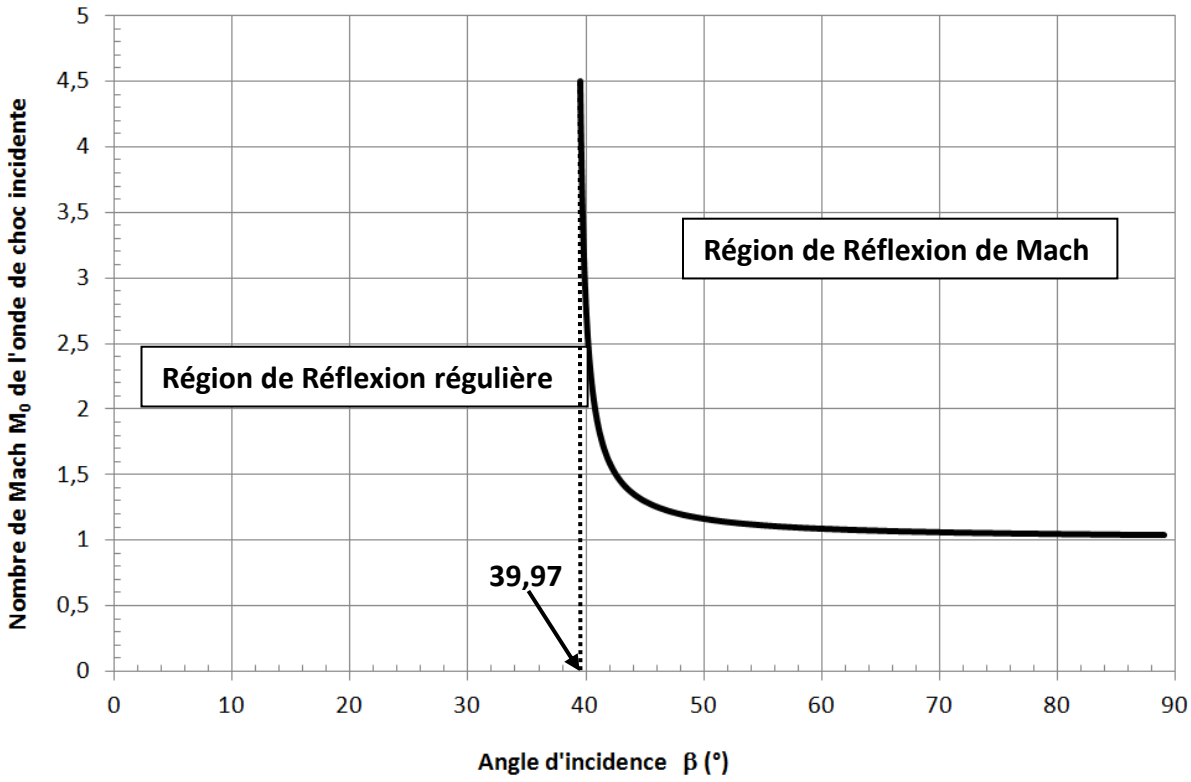


Figure 1.17 : Transition entre la région de réflexion régulière et la région de réflexion de Mach en fonction du nombre de l'onde de choc incidente M_0 et de l'angle d'incidence β (Kinney, 1962).

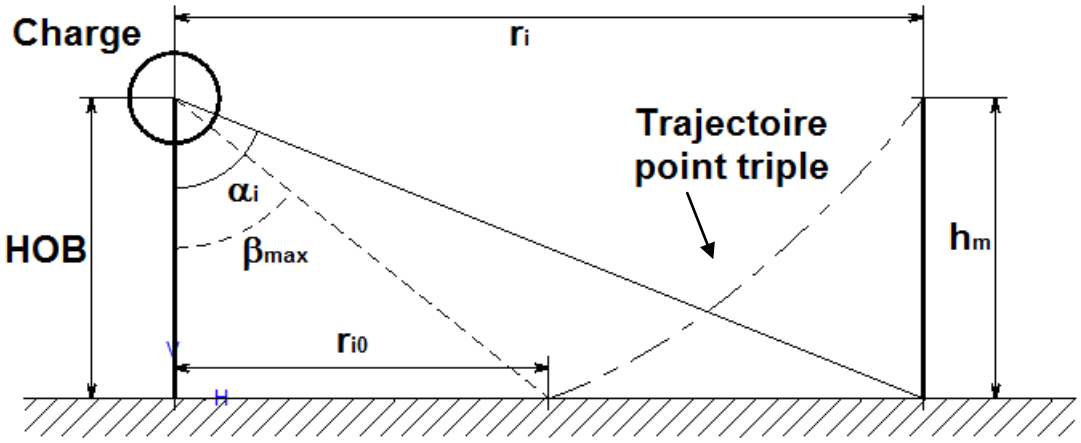


Figure 1.18 : Schéma pour le calcul de la hauteur du pied de Mach h_m.

La démarche pour caractériser la trajectoire du point triple consiste dans un premier temps à rechercher le point de transition entre une réflexion oblique régulière et une réflexion de Mach et dans un deuxième temps à déterminer la hauteur du pied de Mach h_m en fonction de la distance par rapport à l'explosion. Afin de déterminer la trajectoire du point triple et ainsi la hauteur du pied de Mach au niveau d'un capteur il est nécessaire de confronter les résultats théoriques et expérimentaux.

Premièrement, la loi d'évolution de la célérité de l'onde de choc incidente D en fonction de la distance radiale réduite Z ($m.kg^{-1/3}$) peut être déterminée grâce à l'expérience. En effet, connaissant la distance R entre la charge explosive et un capteur ainsi que le temps d'arrivée t_a de l'onde de choc incidente, il est possible de déterminer la vitesse instantanée D de l'onde de choc incidente au niveau de chaque capteur. Connaissant cette loi d'évolution, il est ainsi possible d'obtenir le nombre de Mach expérimental $M_{0,exp}$ de l'onde de choc incidente en divisant sa célérité par la célérité du son dans l'air (340 $m.s^{-1}$ à 1 atm et 20 °C).

$$M_0 = \frac{D_0}{a} \tag{1.26}$$

De plus, il a été vu précédemment que le nombre de Mach théorique $M_{0,th}$ de l'onde de choc oblique incidente est fonction de l'angle maximal β_{max} (équation 4.6).

Ainsi, en connaissant la hauteur d'explosion HOB, et en faisant varier l'angle α_i (figure 1.18), l'angle β_{max} peut être déterminé dès lors que l'égalité entre les nombres de Mach théoriques et expérimentaux est réalisée.

La distance horizontale au sol r_{i0} à laquelle apparaît le pied de Mach est alors donnée par :

$$r_{i0} = HOB \times \tan(\beta_{max}) \tag{1.26}$$

Connaissant la distance au sol r_i, la hauteur du pied de Mach h_m peut alors être déterminée (Kinney, 1962) :

$$h_m = HOB \times 0{,}07 \times \left[\frac{r_i}{r_{i0}} - 1\right]^2 \tag{1.27}$$

La hauteur du pied de Mach en fonction de la distance permet alors d'établir la trajectoire du point triple (figure 1.19).

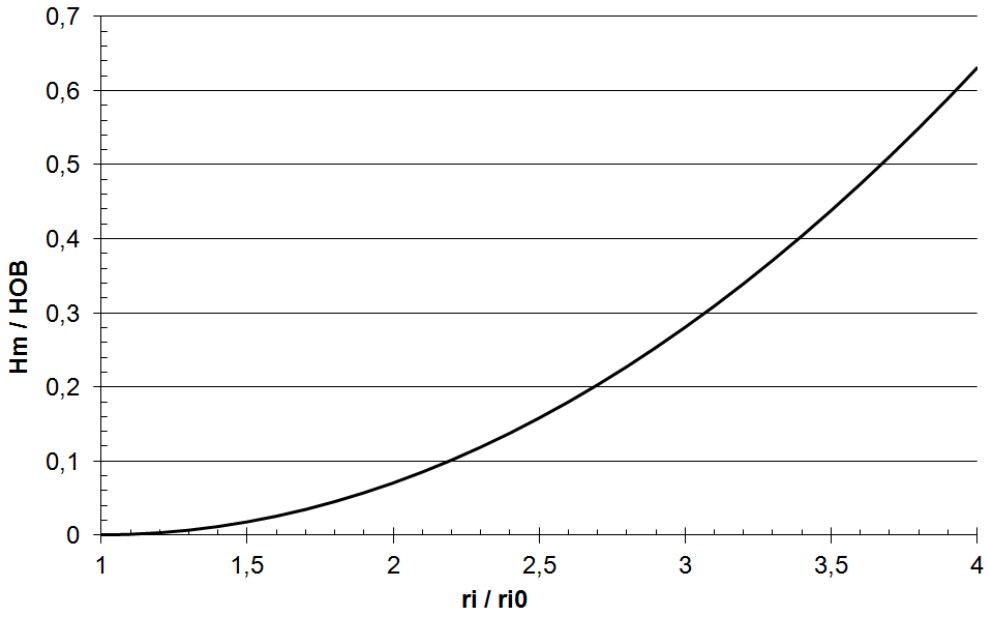


Figure 1.19 : Trajectoire du point triple lors de la réflexion de Mach.

1.5 – Equivalent TNT :

Un grand nombre de scientifiques ont obtenu des données pour les ondes de choc générées par divers explosifs et les prédictions des paramètres physiques caractéristiques des ondes de choc peuvent donc être variables. Cependant, pour les charges de TNT, les données les plus largement utilisées se trouvent dans le manuel *Structures to Resist the Effects of Accidental Explosions* (US Army, TM5-1300, 1969). Le concept d'équivalent TNT est souvent utilisé pour déterminer les propriétés d'ondes de choc générées par d'autres types d'explosifs.

La principale raison du choix du TNT comme explosif de référence tient au fait qu'il existe un grand nombre de données expérimentales pour les caractéristiques d'une onde de souffle générée par la détonation d'une charge de TNT (Dorofeev et al., 1995, Formby, 1996). Cependant, la manière de définir l'équivalent TNT n'est pas si simple, comme le montre la synthèse de Sochet (2010, 2011). En effet, si les effets de souffle et de fragmentation sont considérés comme primordiaux, alors la valeur de la surpression de l'onde de souffle est le paramètre influant à retenir, tandis que si ce sont les effets de démolition qui intéressent l'étude, alors les paramètres importants sont la durée de phase positive et l'impulsion.

Lors de l'explosion d'une charge explosive, une onde de choc avec des propriétés physiques spécifiques est générée. La nature de ces propriétés dépend de la quantité d'énergie libérée, de la proportion d'énergie contenue dans l'onde de choc et de la vitesse à laquelle cette énergie est libérée. Par exemple, dans le cas d'une explosion nucléaire, seulement 50% environ de l'énergie totale libérée est contenue dans l'onde de choc, le reste étant dissipé dans les radiations nucléaires et thermiques. Cependant, dans ce cas l'énergie

est libérée très rapidement, ce qui a pour effet de conduire à de très fortes surpressions et une forte augmentation de l'entropie aux abords de la charge. D'un autre côté, pour des explosions provenant de BLEVEs (Boiling Liquid Expanding Vapor Explosion) ou de charges thermobariques, la quantité d'énergie libérée dépend du taux de mélange avec l'oxygène du milieu ambiant. La libération d'énergie est lente et les surpressions aux abords de la charge sont relativement faibles.

Pour ces raisons, plutôt que de définir la quantité d'énergie libérée par unité de masse, il est plus utile de comparer les propriétés de l'onde de choc générée par une quelconque charge explosive avec celles obtenues pour une charge de TNT. Ainsi, l'équivalent TNT est donc défini (Esparza, 1986) comme le rapport de la masse de TNT à la masse de l'explosif considéré qui conduira à la même amplitude d'un paramètre d'onde de souffle (surpression ou impulsion) à la même distance radiale de chaque charge et en supposant les lois d'échelle de Sachs (1944) et d'Hopkinson (1915). Généralement, l'équivalent TNT représente la masse de TNT qui durant l'explosion conduit au même taux d'énergie qu'une masse unitaire de l'explosif considéré. Les formules utilisées par Esparza (1986) pour calculer un équivalent TNT en termes de surpression ou d'impulsion sont donc les suivantes :

$$E_{TNT,P} = \left(\frac{M_{TNT}}{M}\right) = \left(\frac{Z}{Z_{TNT}}\right)^3_{P\ cst} \tag{1.28}$$

$$E_{TNT,I} = \left(\frac{M_{TNT}}{M}\right) = \left(\frac{Z}{Z_{TNT}}\right)^3_{I\ cst} \tag{1.29}$$

avec Z la distance radiale réduite défini comme suit :

$$Z = \frac{R}{M^{1/3}} \quad (m.kg^{-1/3}) \tag{1.30}$$

où R désigne la distance radiale entre le centre de l'explosion et le point d'intérêt et M la masse de l'explosif considéré.

En effet, Esparza (1986) a effectué des calculs de l'équivalent TNT pour divers explosifs condensés (Composition B, PBX, Pentolite,…) et a obtenu des équivalents TNT en termes de surpression comprises entre 0,9 et 1,7. Formby et Wharton (1996) et Wharton et al. (2000) ont basé leurs calculs de l'équivalent TNT sur la même procédure que celle employée par Esparza (1992) pour d'autres explosifs condensés et ont déterminé des évolutions linéaires de l'équivalent TNT en termes de surpression et d'impulsion en fonction de la distance radiale réduite Z ($m.kg^{-1/3}$). Ces différents résultats montrent bien qu'il ne semble pas approprié d'utiliser une valeur unique de l'équivalent TNT.

Ohashi et al. (2002) et Kleine et al. (2003) ont décrit la procédure pour calculer l'équivalent TNT pour des charges de quelques milligrammes de nitrate d'argent (AgN3). Cette méthode est basée sur le polynôme connu de l'évolution du rayon de l'onde de choc en fonction du temps d'arrivée. Ces données permettent de calculer le nombre de Mach de l'onde de choc et d'obtenir ainsi la surpression incidente. Le profil de pression ainsi obtenu en fonction de la distance radiale est ensuite comparé avec celui obtenu pour une masse unitaire de TNT afin de déterminer l'équivalent TNT pour une charge de nitrate d'argent. L'équivalent TNT ainsi obtenu varie de 0.3 à 1.4 en fonction de la distance radiale et est en accord avec la valeur moyenne de 0.4 prédit par Baker et al. (1983) et déterminée selon la composition du nitrate d'argent. Cette procédure a ensuite été appliquée par Dewey (2005) pour des charges explosives plus importantes. De même, une loi d'évolution de l'équivalent TNT pour une charge de 19 281 kg de propane-oxygène a été établie (Dewey, 2005). L'équivalent TNT ainsi obtenu variait entre 0.4 et 0.6. Il a également été prouvé que les

équivalents TNT variaient en fonction des distances radiales réduites pour des cas d'étude à petite échelle (Trélat, 2006).

1.6 – Principaux travaux sur l'étude de la propagation d'une onde de choc.

1.6.1 – Ondes de choc incidentes consécutives à la détonation de charge gazeuse.

De même que pour les études menées sur les explosifs condensés (High Explosives) (Baker, 1983), les explosions de charges gazeuses sphériques et hémisphériques non confinées ont largement été étudiées depuis les années 1960 afin d'obtenir des relations pour décrire le comportement de l'onde de choc (Kogarko et al., 1965 ; Fishburn, 1976 ; Baker et al., 1983 ; Zhdan, 1983 ; Brossard et al., 1984 ; Lannoy, 1984 ; Borisov et al., 1985 ; Gelfand et al., 1985 ; Dorofeev et al., 1991 ; Dorofeev et al., 1993). Les principaux accidents industriels recensés à ce jour ont montré que les régimes d'explosions se rapprochaient plus de la déflagration que de la détonation (Strehlow, 1975). Cependant, les risques potentiels dus à la détonation d'un nuage gazeux étant importants, Brossard et al. (1978) ont collecté de nombreuses données expérimentales sur les ondes de pression générées par la détonation d'une charge gazeuse non confinée. Ces expériences se sont déroulées avec des conditions mettant en jeu des symétries les plus sphériques possibles afin de minimiser les effets du sol. Un des principaux objectifs était de valider les lois de similitudes de Sachs-Hopkinson pour des charges gazeuses.

Une étude expérimentale a également été menée par Kogarko et al. (1965) sur la détonation de mélanges gazeux sphériques. Ils ont utilisé des charges gazeuses composées de mélanges hydrocarbure-air. La vitesse de détonation est mesurée par la différence du

temps d'arrivée du front de l'onde de choc entre deux capteurs situés à la périphérie du volume gazeux initial. Les paramètres principaux, c'est-à-dire les grandeurs physiques caractéristiques de l'onde de choc sont mesurées à partir des signaux temporels de pression obtenus par les capteurs de pression. Les erreurs de mesures expérimentales obtenues sont comprises entre 5 et 10 %. Les expériences réalisées mettent en jeu la détonation de charges gazeuses sphériques (hydrocarbure + air ou hydrocarbure + oxygène) initiées par des charges d'explosifs condensés (HE : High Explosives). Il est important de noter que les auteurs n'ont pas divulgué la composition de l'hydrocarbure utilisé pour les expériences. Les résultats montrent que les surpressions mesurées varient de 20 à 25 % entre les différents mélanges.

Il est important de noter que dans leur étude, Kogarko et al. (1965) utilisent la distance radiale réduite en termes d'énergie λ (m.kcal$^{-1/3}$), plus généralement exprimée en m.MJ$^{-1/3}$. L'expression de λ (m.MJ$^{-1/3}$) est la suivante :

$$\lambda\ (m.MJ^{-1/3}) = \frac{R\ (m)}{E^{1/3}(MJ^{1/3})} \tag{1.31}$$

avec R (m) la distance radiale entre le centre de la charge explosive et le point d'intérêt et E (MJ$^{1/3}$) l'énergie libérée par la charge explosive.

Cette variable est obtenue en divisant la distance radiale réduite en termes de masse Z (m.kg$^{-1/3}$) par la racine cubique de l'énergie massique E_m (MJ.kg^{-1}) de la matière énergétique mise en jeu, soit :

$$\lambda\ (m.MJ^{-1/3}) = \frac{Z\left(m.kg^{-1/3}\right)}{E_m^{1/3}(MJ.kg^{-1})} \tag{1.32}$$

Pour des distances radiales réduites supérieures à 0,3 m.kg$^{-1/3}$, la surpression incidente obtenue pour un mélange hydrocarbure – air peut être décrite par une formule analogue à celle obtenue pour les explosifs condensés :

$$\Delta P(bar) = 0{,}6.10^{-3} \times \lambda^{-1} + 1{,}4.10^{-2} \times \lambda^{-2} + 2{,}5.10^{-3} \times \lambda^{-3} \qquad (1.33)$$

$$\lambda\ (m.kcal^{-1/3}) > 0{,}3$$

Pour la détonation d'un mélange hydrocarbure-oxygène :

$$\Delta P(bar) = 0{,}67.10^{-4} \times \lambda^{-1} + 1{,}7.10^{-2} \times \lambda^{-2} + 3{,}5.10^{-3} \times \lambda^{-3} \qquad (1.34)$$

$$\lambda\ (m.kcal^{-1/3}) > 0{,}3$$

Dans le but de calculer les valeurs de pression dans la région entre r_0 et 7 fois r_O (r_0 étant le diamètre initial de la charge gazeuse), il est possible d'utiliser les formules empiriques suivantes. Pour un mélange hydrocarbure-air :

$$\Delta P(bar) = \frac{0{,}052}{\lambda^{1{,}7}} \qquad 0{,}08 \leq \lambda(m.kcal^{-1/3}) \leq 0{,}3 \qquad (1.35)$$

Pour un mélange hydrocarbure-oxygène :

$$\Delta P(bar) = \frac{0{,}068}{\lambda^{1{,}7}} \qquad 0{,}05 \leq \lambda\ (m.kcal^{-1/3}) \leq 0{,}3 \qquad (1.36)$$

En termes d'impulsions positives, l'écart entre les deux types de mélange est de l'ordre de 25 % pour des distances radiales réduites λ > 0,1 m.kcal$^{-1/3}$, le mélange hydrocarbure-oxygène donnant des valeurs d'impulsions positives supérieures à celles obtenues pour un mélange hydrocarbure-air pour une même distance radiale réduite λ. (Il est à noter qu'aucune donnée n'a été fournie concernant la plage d'utilisation des distances radiales réduites λ (m.kcal$^{-1/3}$) pour les deux équations suivantes).

Pour un mélange hydrocarbure – air :

$$I^{+}\ (kg.s.m^{2}) = 9{,}5.10^{-2} \times R \times \lambda^{-2} \tag{1.37}$$

Pour un mélange hydrocarbure – oxygène :

$$I^{+}\ (kg.s.m^{2}) = 12.10^{-2} \times R \times \lambda^{-2} \tag{1.38}$$

Des mesures du volume final d'expansion des produits de réaction pendant la détonation d'un mélange hydrocarbure-oxygène ont montré qu'il excédait en moyenne de 19,6 fois le volume initial. Il a été trouvé que le rayon maximum de l'expansion des produits de détonation r_m est de :

$$\frac{r_m}{r_0} = 2{,}7 \mp 0{,}1 \tag{1.39}$$

De ce degré d'expansion, une estimation est faite du travail fournit par les produits de détonation pour un mélange hydrocarbure – oxygène :

$$W = \int_{V_0}^{V_f} p dV \tag{1.40}$$

avec V_f et V_0 le volume initial et final des produits de détonation.

Si les produits de détonation sont supposés comme étant un gaz idéal et que l'expansion de ces produits est adiabatique, l'énergie initiale du nuage de gaz est donnée par :

$$E = \frac{P_i V_0}{\gamma - 1} \tag{1.41}$$

avec P_i la pression initiale du volume gazeux.

Le changement de pression des produits de réaction pendant leur expansion dans un écoulement isentropique peut être approximée par la relation :

$$P = P_i \left(\frac{V_0}{V_f}\right)^{\gamma} \tag{1.42}$$

Le ratio du travail d'expansion W des produits de détonation par l'énergie libérée E est :

$$\frac{W}{E} = 1 - \left(\frac{r_0}{r_m}\right)^{3(\gamma-1)} \quad (1.43)$$

Les expériences ont démontrés que pour un mélange hydrocarbure – oxygène, seulement 50 % de l'énergie issue de l'explosion de gaz produit un travail sur l'air environnant, le reste de l'énergie étant dissipée dans les produits de détonation.

Des polynômes décrivant l'évolution de la surpression incidente ΔP^+ (bar) obtenue à la suite de la détonation de charges explosives gazeuses à petite échelle ont également été obtenus par différents auteurs. Les lois citées ci-dessous décrivent l'évolution de la surpression incidente ΔP^+ (bar) en fonction de la distance radiale réduite λ ($m.MJ^{-1/3}$) pour des mélanges propane-oxygène à la stœchiométrie.

- Desrosier et al. (1991) :

$$ln\left(\frac{\Delta P^+}{P_0}\right) = 0{,}299 - 2{,}058\ ln(\lambda) + 0{,}26\ (ln\lambda)^2 \quad (1.44)$$

$$0{,}5 \leq \lambda\ \left(m.MJ^{-1/3}\right)\ \leq 12$$

- Lannoy (1984) :

$$ln\left(\frac{\Delta P^+}{P_0}\right) = 0{,}3527 - 1{,}8187\ ln(\lambda) + 0{,}241\ (ln\lambda)^2 - 0{,}032\ (ln\lambda)^3 \quad (1.45)$$

$$0{,}4 \leq \lambda\ \left(m.MJ^{-1/3}\right)\ \leq 25$$

- Trélat (2006) :

$$ln\left(\frac{\Delta P^+}{P_0}\right) = 0{,}09 - 1{,}76\ ln(\lambda) + 0{,}16\ (ln\lambda)^2 \quad (1.46)$$

$$0{,}29 \leq \lambda\ \left(m.MJ^{-1/3}\right)\ \leq 4{,}27$$

Le polynôme établi par Trélat (2006) est également valable pour des mélanges hydrogène-oxygène à la stœchiométrie pour des distances radiales réduites comprises entre 5,47 et 15 $m.MJ^{-1/3}$.

De façon similaire, des lois décrivant l'évolution de l'impulsion positive ΔP^+ ($bar.ms.MJ^{1/3}$) issue de la détonation de charges explosives gazeuses en fonction de la distance radiale réduite λ ($m.MJ^{1/3}$) ont été établies.

- Desrosier et al. (1991) :

$$ln\left(\frac{I^+}{E^{1/3}}\right) = -0{,}843 - 0{,}932\ ln(\lambda) + 0{,}073\ (ln\lambda)^2 \quad (1.47)$$

$$0{,}5 \leq \lambda\ \left(m.MJ^{-1/3}\right)\ \leq 12$$

- Lannoy (1984) :

$$ln\left(\frac{I^+}{E^{1/3}}\right) = -0{,}8704 - 0{,}9399\ ln(\lambda) + 0{,}0646\ (ln\lambda)^2 - 0{,}0323\ (ln\lambda)^3 \quad (1.48)$$

$$0{,}4 \leq \lambda\ \left(m.MJ^{-1/3}\right)\ \leq 25$$

- Trélat (2006) :

$$ln\left(\frac{I^+}{E^{1/3}}\right) = -1{,}19 - 0{,}86\ ln(\lambda) + 0{,}19\ (ln\lambda)^2 \quad (1.49)$$

$$0{,}29 \leq \lambda\ \left(m.MJ^{-1/3}\right)\ \leq 4{,}27$$

1.6.2 – Ondes de choc incidentes consécutives à la détonation de charge de TNT.

De nombreux polynômes décrivant l'évolution de la surpression incidente ΔP^+ (bar) en fonction de la distance radiale réduite Z ($m.kg^{-1/3}$) ont été développés par de nombreux auteurs pour la détonation de charges explosives à base de TNT.

- Pour la détonation de charges de TNT dans l'air :

  - Brode (1955) :

$$\Delta P^{+}(bar) = 1{,}01325 + 6{,}145 \times Z^{-3} \quad (1.50)$$

$$0{,}92 \leq Z\left(m.kg^{-1/3}\right) < 9$$

$$\Delta P^{+}(bar) = -0{,}0196 + 0{,}964 \times Z^{-1} + 1{,}509 \times Z^{-2} + 6{,}146 \times Z^{-3} \quad (1.51)$$

$$0{,}1 < P_i(bar) < 10$$

  - Henrych (1979) :

$$\Delta P^{+}(bar) = 13{,}8 \times Z^{-1} + 5{,}43 \times Z^{-2} - 0{,}35 \times Z^{-3} \quad (1.52)$$

$$0{,}05 \leq Z\left(m.kg^{-1/3}\right) < 0{,}3$$

$$\Delta P^{+}(bar) = 0{,}607 \times Z^{-1} + 0{,}032 \times Z^{-2} - 0{,}209 \times Z^{-3} \quad (1.53)$$

$$0{,}3 \leq Z\left(m.kg^{-1/3}\right) < 1$$

$$\Delta P^{+}(bar) = 0{,}065 \times Z^{-1} + 0{,}397 \times Z^{-2} - 0{,}322 \times Z^{-3} \quad (1.54)$$

$$1 \leq Z\left(m.kg^{-1/3}\right) < 10$$

  - Adushkin et al. (1955, 1961) :

$$\Delta P^{+}(bar) = 0{,}8 \times Z^{-1} + 2{,}8 \times Z^{-2} - 0{,}322 \times Z^{-3} \quad (1.55)$$

$$0{,}8 \leq Z\left(m.kg^{-1/3}\right) < 18$$

  - Gelfand (2004) donne une généralisation des données expérimentales de Baker (1973) et de Held (1961) pour le TNT :

$$\Delta P^{+}(bar) = 1{,}7 \times 10^{-4} exp(-7{,}5 \times Z^{0{,}28}) + 0{,}156 \quad (1.56)$$

$$0{,}1 \leq Z\left(m.kg^{-1/3}\right) < 8$$

$$\Delta P^{+}(bar) = 8 \times 10^{-4} exp(-10{,}7 \times Z^{0{,}1}) + 0{,}156 \quad (1.57)$$

$$Z\left(m.kg^{-1/3}\right) > 8$$

  - Naumenko et Petrovskyi (1956) :

$$P_i(bar) = \frac{10,7}{Z^3} - 1 \qquad Z\left(m.kg^{-1/3}\right) \leq 1 \tag{1.58}$$

avec P_i la pression totale incidente en bar.

- Sadovsky (1952) :

$$P_i(bar) = \frac{0,76}{Z} + \frac{2,55}{Z^2} + \frac{6,5}{Z^3} \qquad 1 \leq Z\left(m.kg^{-1/3}\right) \leq 15 \tag{1.59}$$

avec P_i la pression totale incidente en bar.

Gelfand (2004) rapporte que Sadovsky en 1952 a montré qu'il fallait faire attention dans le calcul de la distance radiale réduite pour laquelle la masse totale de la charge ne doit pas être systématiquement utilisée. Seule la masse active doit être considérée. Des valeurs spécifiques pour le TNT ont été définies et montrent que le pourcentage de la charge active augmente sensiblement avec la masse. Ainsi, pour une masse de TNT de 1 kg, seul 30 % de la masse est active, tandis que pour des masses de 8 kg et de 50 kg, c'est 65 % et 80 % respectivement de la masse qui est active.

- Kinney et Graham (1985) :

$$\frac{P_i}{P_0} = \frac{808\left[1 + \left(\frac{Z}{4,5}\right)^2\right]}{\sqrt{1 + \left(\frac{Z}{0,048}\right)^2}\sqrt{1 + \left(\frac{Z}{0,32}\right)^2}\sqrt{1 + \left(\frac{Z}{1,35}\right)^2}} \tag{1.60}$$

- Kingery - Bulmash modifié (1984). L'équation donnée ci-dessous est une modification de l'équation utilisée dans le logiciel Conwep et est utilisée avec le modèle BEC :U.S. Department of Defense Explosives Safety Board (DDESB) – The DDESB Blast Effects Computer.

$$P_i(bar) = exp(A + Bln(Z) + Cln(Z)^2 + Dln(Z)^3 + Eln(Z)^4) \quad (1.61)$$

Z ($m.kg^{-1/3}$)	A	B	C	D	E
0,2 < Z < 2,9	7,2106	-2,1069	-0,3229	0,1117	0,0685
2,9 < Z < 23,8	7,5938	-3,0523	0,40977	0,0261	-0,01267
23,8 < Z < 198,5	6,0636	-1,4066	0	0	0

Tableau 1-1 : valeurs des constantes pour l'équation de Kingery-Bulmash utilisée dans le modèle numérique BEC (CONWEP modifié).

Dans la gamme 1 < Z ($m.kg^{-1/3}$) < 10 tous les modèles donnent des résultats similaires, excepté pour le model BEC. Cependant, ils divergent tous fortement en champ proche. Les trois équations proposées par Henrych (1979) sont basées sur des expériences. L'équation intermédiaire (0.3 ≤ Z ($m.kg^{1/3}$) ≤ 1) est maladroite puisque ajuster simplement la gamme des deux autres équations mènerait à des résultats plus précis. La solution en champ éloigné (Pi < 10bar) proposée par Brode (1955) est rapidement imprécise. L'ancien modèle russe de Sadovskyi (1952) donne des résultats proches de ceux obtenus avec le logiciel CONWEP mais est valide uniquement pour des champs moyens à éloignés (1 < Z ($m.kg^{-1/3}$) < 15). Le modèle de Naumenko et Petrovskyi (1956) est basé sur des explosions nucléaires, ce qui donne des différences évidentes pour les paramètres de l'onde de souffle comparés à une explosion chimique. Des simulations effectuées avec le logiciel AUTODYN ont donné des résultats en accord avec les modèles cités. Ce dernier code de calcul sera plus explicitement décrit dans la suite de ce mémoire car des simulations numériques effectuées avec ce logiciel seront présentées.

Les surpressions incidentes ΔP^+ (bar) en fonction de la distance radiale réduite Z ($m.kg^{-1/3}$) obtenues par le logiciel BEC et par le TM5-1300 (1990) sont en accords. Cependant, les valeurs obtenues sont supérieures à celles obtenues par les autres auteurs sur toute la plage de distance radiale réduite, notamment en champ proche (Z ($m.kg^{-1/3}$) < 1) où la

disparité est plus importante. Il est à noter que peu de travaux font état de mesures à de telles distances. De plus, une très bonne corrélation est obtenue entre la solution de Kinney (1985) et le TM5-1300.

Borgers et Vantomme (2006) ont comparé les modèles utilisés dans les logiciels CONWEP, BEC et AUTODYN avec des expériences. Ces expériences ont été réalisées en deux séries. La première à Reek (Hollande) avec des charges de 150 g de pentrite et la seconde à Brasschaat (Belgique) avec des charges sphériques de 1,493 kg de M112 (plastic). Les pics de surpressions incidents obtenus avec les calculs numériques présentent une bonne corrélation avec ceux obtenus pour les expériences, quelque soit la distance radiale réduite Z ($m.kg^{-1/3}$). Les durées de phases positives obtenues avec AUTODYN montrent des valeurs 50% plus faibles que celles obtenues par CONWEP, spécialement pour des distances radiales réduites faibles ($Z < 1\ m.kg^{-1/3}$). Les résultats obtenus par l'expérimental différent également des valeurs obtenues avec CONWEP ou BEC pour des distances radiales réduites faibles. Ces larges différences peuvent s'expliquer par les difficultés à déterminer la fin de la phase positive. En effet, la pression chute exponentiellement, donc le gradient est le plus petit au niveau de l'abscisse. De plus, les bruits sur les mesures et les possibles distorsions du signal dues aux réflexions masquent l'exacte transition au niveau de l'abscisse. Ces problèmes sont universels et certaines différences peuvent être expliquées par le fait que les modèles de référence sont basés sur des expériences réalisées dans le passé, ce qui implique une différence de technologie et de connaissance de la propagation des ondes de choc. La forte non-linéarité pour des distances radiales faibles ($Z < 1\ m.kg^{-1/3}$) peut être considérée comme une phase de transition et l'équation de Friedlander peut donc seulement être utilisée pour des valeurs de Z plus grandes. Les impulsions positives obtenues par calculs numériques ou par les expériences montrent des résultats similaires, bien que ceux obtenus avec AUTODYN

soient inférieurs. En conclusion, les résultats ont montré que les simulations donnent des résultats en bon accord avec l'expérimental malgré des résultats généralement plus faibles.

- Pour la détonation de charges de TNT posées sur le sol :
    - Adushkin et al. (1961, 2004) :

$$\Delta P^{+}(bar) = 1{,}01 \times Z^{-1} + 4{,}2 \times Z^{-2} + 14{,}1 \times Z^{-3} \qquad 0{,}8 \leq Z\left(m.kg^{-1/3}\right) < 18 \qquad (1.62)$$

    - Gelfand (2004) :

$$\Delta P^{+}(bar) = 1{,}7 \times 10^{4} exp(-7{,}14 \times Z^{0{,}28}) + 0{,}156 \qquad 0{,}1 \leq Z\left(m.kg^{-1/3}\right) < 8 \qquad (1.63)$$

$$\Delta P^{+}(bar) = 8 \times 10^{4} exp(-10{,}46 \times Z^{0{,}1}) \qquad Z\left(m.kg^{-1/3}\right) > 8 \qquad (1.64)$$

    - Dewey (2005) a mené des calculs à partir du logiciel AirBlast pour une charge hémisphérique de 1 kg de TNT et en a déduit le polynôme suivant :

$$\Delta P^{+}(bar) = exp(2{,}811 - 2{,}598 ln(Z) + 0{,}126\ ln(Z)^{2} + 0{,}053\ ln(Z)^{3}) \qquad (1.65)$$

$$1 \leq Z\left(m.kg^{-1/3}\right) < 13$$

Pour une charge hémisphérique de TNT placées sur le sol, les calculs réalisés par Dewey (2005) sont en accord avec la solution généralisée de Gelfand (2004) et avec le TM5-855 (1986).

- Dvoinishnikov et al. (1995) ont mené des expériences sur des charges cylindriques de TNT / RDX 40 / 60 de 0,3 à 1,6 kg posées sur le sol. Les capteurs de pression sont placés suffisamment du centre de la charge pour que les produits de détonation et la géométrie de la charge n'est pas d'effet significatif. De ce fait, ces essais sont comparés avec des charges d'explosifs sphériques. Le polynôme obtenu est tel que :

$$\Delta P^{+}(bar) = 3{,}53 \times Z^{-4/3} - 5{,}59 \times Z^{-2} + 31{,}67 \times Z^{-3} \qquad 2 \leq Z\left(m.kg^{-1/3}\right) < 43{,}4 \qquad (1.66)$$

Les auteurs ont comparé (1995) les effets d'explosion au sol et dans l'air en se référant aux travaux de Stoner et Beakney réalisés en 1948 pour une explosion de TNT dans l'air. Ils ont trouvé que le rapport des masses d'explosifs donnant la même surpression à la même distance pour une explosion au sol et dans l'air est égal à 1,6 pour le TNT.

Les calculs effectués par Dewey (2005), Gelfand (2004) et les résultat du TM5-855 montrent que pour une même distance, le rapport des masses des charges explosives (m_{air} / m_{sol} = (Z_{sol} / Z_{air})^3) est inférieur à 1,4 en champ proche , de l'ordre de 2 en champ lointain, tandis qu'en champ intermédiaire une valeur moyenne de 1,6 peut être considérée. Il est à noter que les valeurs des distances radiales réduites correspondant aux champs proche, intermédiaire et lointain ne sont pas précisées. Ceci est en parfait accord avec les résultats de Dvoinishnikov et al. (1995).

1.6.3 – Etudes menées sur l'interaction des ondes de choc aériennes avec des structures.

Smith, Rose et Remennikov (2001, 2002, 2005, 2006) ont mené des études sur l'interaction d'ondes de choc avec des structures, dans des configurations plus ou moins complexes. Il est supposé que le pic de surpression et l'impulsion associés à une onde de choc issue d'une détonation devraient être plus grands dans des rues étroites. En effet, ces auteurs ont observé que le confinement apporté par de grandes structures peut augmenter de manière significative les efforts mécaniques comparés à ceux obtenus en champ libre pour une explosion similaire (de même intensité). Des expériences ont été réalisées par Smith et al. (2001) sur une maquette à l'échelle 1/50ème représentant deux structures situées au début et à la fin d'une rue, elle-même bordée par deux autres structures (figure 1.20).

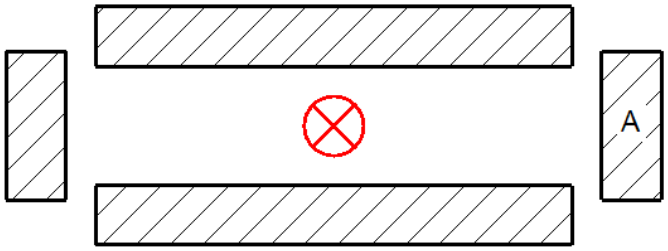


Figure 1.20 : Dispositif expérimental pour l'étude de l'explosion d'une charge explosive dans une rue droite.

Il a été observé que les structures encadrant la rue augmentent la pression et l'impulsion que subi la structure A par un facteur supérieur à 4, ce qui démontre clairement l'effet de confinement produit par les structures présentes le long de la rue. Il est à noter que l'augmentation de pression observée dans cette étude est maximale car les façades des structures sont considérées comme indéformables et extrêmement robustes.

Dans la lignée de cette étude, Smith et al. (2001) ont également comparé les pressions obtenues après la détonation d'une charge explosive pour différentes configurations de rues : une jonction en croix (fig. 1.21-a), une jonction en T (fig. 1.21-b), un angle à 90° (fig. 1.21-c), un cul de sac (fig. 1.21-d) et une simple rue droite (fig. 1.21-e).

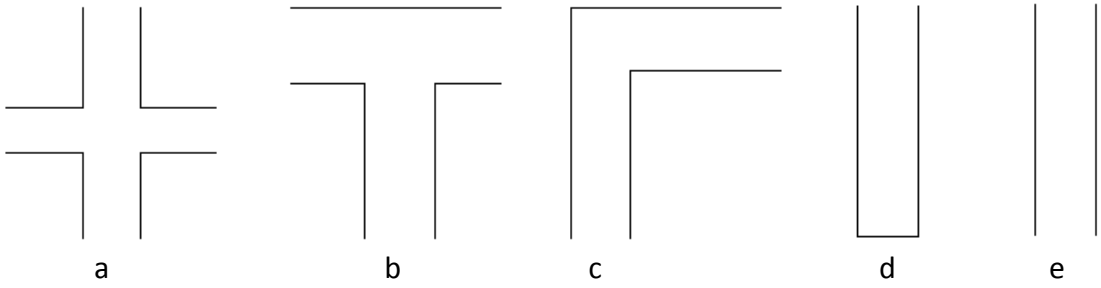


Figure 1.21 : Configurations de rues étudiées par Smith et al. (2001).

Les résultats ont montré clairement que l'augmentation de pression était la plus grande pour un cul de sac et la plus faible pour une jonction en croix. La différence entre les

différentes configurations peut s'expliquer en termes de volume disponible pour que l'onde de choc se développe. En effet, plus le volume disponible est faible, plus grande est l'impulsion subie par les structures.

Une étude menée par Smith et Rose (2002) et réalisée expérimentalement et numériquement grâce au code numérique Air3d présente l'influence des dimensions des structures bordant une rue droite ainsi que la largeur de cette rue sur les caractéristiques de l'onde de choc. La configuration représente la détonation à petite échelle d'une charge de 1000 kg de TNT initiée au milieu de la rue. Les expériences ont été réalisées avec une échelle de 1/40ème, représentant une masse de TNT équivalente de 15,6 g. Ils ont observé que la phase positive de l'impulsion est influencée par ces caractéristiques. En effet, pour une largeur réduite de rue L > 4,8 m.kg$^{-1/3}$ la charge subie par les structures situées d'un côté de la rue n'est plus affectée par les réflexions provenant des structures situées de l'autre côté de la rue. De même, ils ont observé que pour une hauteur réduite des structures h > 3,2 m.kg$^{-1/3}$, celles-ci peuvent être considérées comme infiniment hautes pour ne plus influencer la phase positive de l'impulsion. Concernant la phase négative de l'impulsion, ils ont noté que celle-ci augmente en raison de l'expansion de l'onde de souffle lorsque cette dernière atteint la partie haute des structures. Enfin, pour une distance radiale réduite Z > 2 m.kg$^{-1/3}$, la phase négative de l'impulsion excède la phase positive pour n'importe quelle largeur de rue et pour une hauteur réduite d'immeuble inférieure à 12,8 m.kg$^{-1/3}$. Cela montre que la phase négative de l'impulsion ne doit pas être négligée.

Remennikov et Rose (2005) ont réalisé une étude sur les effets de protection d'une structure située entre la charge explosive et une structure cible. La configuration est présentée figure 1.22 :

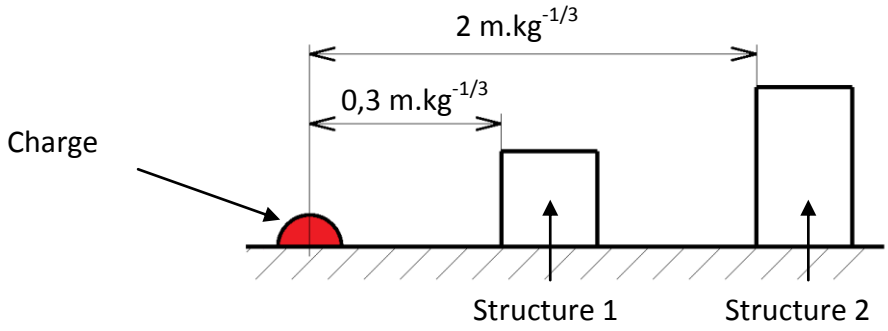


Figure 1.22 : Dispositif expérimental pour étudier l'influence d'une structure écran placée entre la charge explosive et une structure cible (Remennikov et Rose, 2005).

L'onde de pression attaquant la structure 1 de face se sépare en deux ondes de choc qui englobent la structure puis se rejoignent au niveau de la face arrière de la structure 1 avant d'atteindre la structure 2. L'onde de choc se réfléchie ensuite sur la face avant de la structure 2 et revient percuter la face arrière de la structure 1. Les résultats montrent que la face arrière de la structure 1 subit une pression et une impulsion deux fois et demie plus importantes lors de la réflexion que lors du passage de l'onde incidente. Une comparaison a été faite avec la pression et l'impulsion que la façade de la structure 2 aurait subi si la structure 1 n'était pas présente. Les résultats montrent que la pression et l'impulsion sur la façade de la structure 2 auraient été 3,5 et 2,6 fois supérieures, respectivement. Cela montre bien l'effet de protection que procure une structure « écran » entre la charge et une structure «cible». Néanmoins, la structure « écran » subit une augmentation des efforts mécaniques du à la réflexion de l'onde de choc sur la structure «cible».

Smith et al. (2001) ont également réalisé une étude sur la détonation d'une charge explosive (7 g d'explosif plastifié) située au milieu d'une rue bordée par des structures de différentes tailles et débouchant sur une jonction en T, configuration similaire à celle présentée figure 1.20.

Ils ont comparé leurs résultats avec ceux obtenus numériquement par le logiciel CONWEP (1992) pour une détonation en champ libre. Cette comparaison a montré que le confinement de l'onde de choc réfléchie provoquée par les structures situées de part et d'autre de la rue a engendré une augmentation du pic de pression de près de 400% et une augmentation de l'impulsion d'environ 500%.

Les résultats ont également montré que lorsque l'onde de pression atteint la jonction en T l'impulsion diminue. Ceci est du à la diffraction de l'onde sur les coins verticaux des structures situées en fin de rue qui provoque une diminution de la force de l'onde de pression. Néanmoins, lorsque l'onde atteint la structure située de l'autre côté de la jonction en T, la surpression et l'impulsion ont augmenté d'environ 300% comparées à celles obtenues en champ libre. Dans cette même étude, ils ont estimé la répartition de la pression et l'impulsion sur la façade de cette structure. Ils ont observé que le facteur d'augmentation a une répartition relativement uniforme sur toute la hauteur de la structure. Sur la partie haute, les efforts mécaniques sont réduits du fait de la diffraction de l'onde de choc incidente par-dessus le toit. Le facteur d'augmentation est donc réduit pour la pression et l'impulsion.

Il est à noter que toutes les augmentations de pression et d'impulsion citées ci-dessus sont basées sur le fait que le sol et les parois des structures sont considérés comme étant des surfaces parfaitement rigides, sans absorption d'énergie.

Smith et al.(2002, 2006) ont conduit une étude expérimentale sur la propagation d'ondes de choc à travers un réseau de bâtiments. Les expériences ont été conduites à petite échelle (environ 1/34ème) et la charge utilisée était composée de 18 g de PE4 (explosif condensé) initiée par un détonateur contenant l'équivalent de 1,4 g de PE4. En utilisant un

équivalent TNT de 1,305, la masse totale de 19,4 g de PE4 est équivalente à une charge de 25,32 g de TNT, ce qui représente une charge d'environ 1000 kg de TNT à échelle réelle. Dans cette étude, il a été observé que la présence de structures écran entre la charge et un bâtiment cible produit une protection. Les essais expérimentaux ont été réalisés pour différentes hauteurs de structures écran selon la configuration suivante :

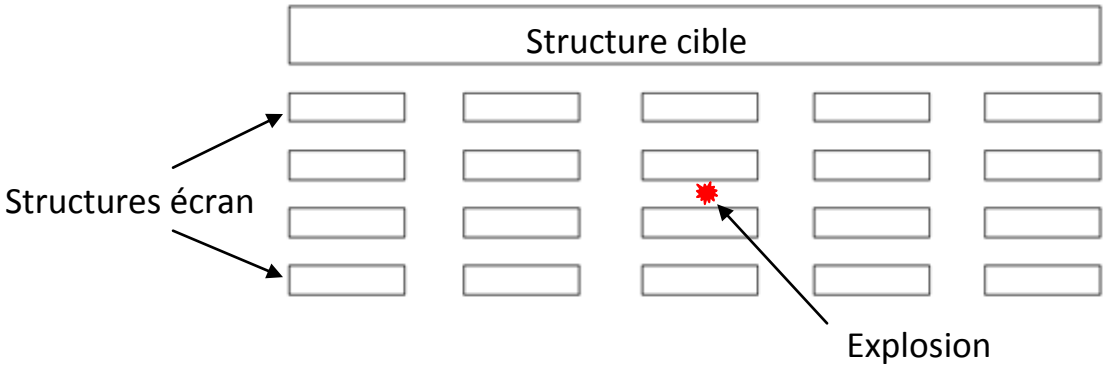


Figure 1.23 : Dispositif expérimental pour l'étude d'un réseau de structures écran positionnées entre la charge explosive et un immeuble cible. Configuration « régulière » (Smith et al., 2002, 2006).

Les premiers résultats ont montré une diminution des pics de surpression ainsi qu'une diminution de l'impulsion. La protection la plus significative a été obtenue pour une faible charge et des structures écrans de hauteurs importantes et très proches les unes des autres. Ils ont ensuite effectué des expériences pour deux configurations différentes. La première est appelée « régulière » et est définie par la figure 1.23, la seconde est appelée « aléatoire » et est définie par la figure 1.24.

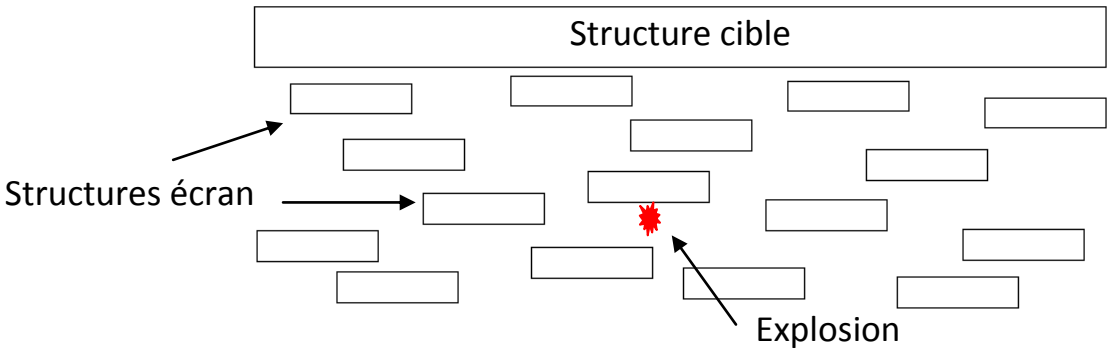


Figure 1.24 : Dispositif expérimental pour l'étude d'un réseau de structures écran positionnées entre la charge explosive et un immeuble cible. Configuration « aléatoire » (Smith et al., 2002, 2006).

Pour chaque configuration il a été défini une variable A_d appelée densité d'air et qui est définie comme étant le rapport de l'aire totale occupée par les structures écran sur l'aire totale de la scène d'action (Aire des structures + aire sans structure) et est exprimée en pourcentage :

$$A_d(\%) = \frac{Aire\ totale\ occupée\ par\ les\ structures\ écran}{Aire\ totale\ de\ la\ scène\ d'action} \times 100 \quad (1.67)$$

Il est à noter que seule l'aire totale occupée par les structures écran varie, l'aire totale de la scène d'action étant constante. Cela signifie que plus la valeur de A_d sera élevée, plus le nombre de structures augmentera et donc l'espace entre les structures diminuera.

Dans un premier temps, les résultats ont montré pour la configuration « régulière » que la présence des structures écran entre la charge et la structure cible produit un effet de protection. En moyenne, les efforts mécaniques subis par la structure cible sont réduits de 10 % lorsque les structures écran sont présentes. Cependant, il a également été observé dans un deuxième temps que dans le cas d'une configuration « aléatoire », c'est-à-dire dans le cas d'une répartition complexe des structures écran, la réduction des efforts mécaniques subis par la structure cible due aux structures écran peut être compensée par l'effet canal

engendré par ces mêmes structures écran. En effet, Smith et Rose (2004) ont mené une étude complémentaire avec les mêmes configurations que précédemment mais en faisant varier la valeur de la densité d'air A_d et en prenant en compte le fait qu'il y a une ligne direct ou non (sans obstacles) entre la charge explosive et la structure cible. Dans cette étude, ils ont introduit une nouvelle variable appelée RLDS (Reduced Load Due to Shielding). Cette valeur est obtenue en faisant le ratio de la somme de toutes les impulsions positives que la structure cible subit pour un tir avec des structures écran (ASE) sur les impulsions que cette même structure subit sans structure écran (SSE) (champ libre).

$$RLDS = \frac{ASE}{SSE} \times 100\ \% \tag{1.68}$$

Plus la valeur de RLDS sera grande, moins les structures écran assureront un rôle de protection et donc moins les efforts mécaniques subis par la structure cible seront diminués par les obstacles. Le tableau ci-dessous présente les résultats obtenus :

Ad (%)	RLDS (%) ligne directe	RLDS (%) avec obstacles
28.6	93.5	87.5
22	88.8	88.2
17.9	85.1	86.6
moyenne	89.1	87.4

Tableau 1-2 : Influence de la densité d'air sur l'impulsion subie par d'un immeuble cible lorsqu'un réseau de structure est présent entre lui et la charge explosive.

En se référant uniquement aux valeurs moyennes des RLDS présentées dans le tableau 1.2, quelque soit la densité d'air A_d la présence d'obstacles entre la charge et la structure cible engendre une réduction des efforts mécaniques subis par cette structure (89,1 % en ligne directe contre 87,4 % avec la présence de structures écran). Néanmoins, il est possible d'observer que les différences sur les efforts mécaniques subis par la structure cible pour différentes valeurs de A_d et entre « ligne directe » ou « avec obstacles » sont

faibles. Ce résultat suggère que les efforts mécaniques subis par la structure cible sont la combinaison de deux phénomènes distincts, l'effet canal et l'effet protecteur. La figure 1.25 illustre cette combinaison d'effets. Sur cette figure, les capteurs de pression sont situés sur toute la longueur de la structure cible.

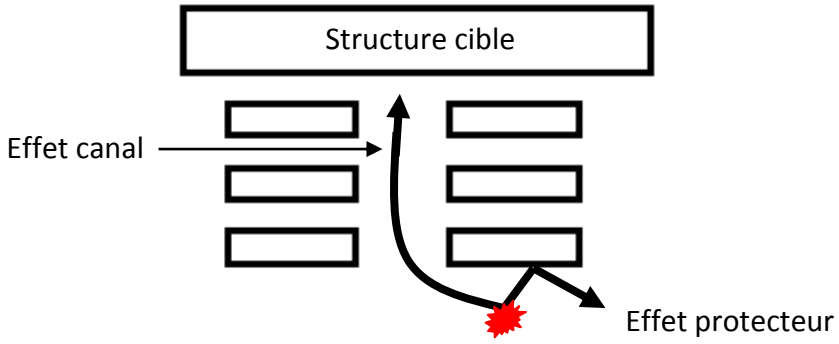


Figure 1.25 : Vue schématique de la combinaison de l'effet canal et de l'effet protecteur.

Les résultats montrent qu'une grande densité d'air A_d, c'est-à-dire la présence de nombreuses structures écran et donc un faible espacement entre ces structures, produit moins d'effet de protection. Les raisons pour lesquelles une grande densité d'air fournit moins de protection sont les passages étroits entre les structures écran qui produisent un effet canal plus important que l'effet de protection. De plus, pour des densités d'air A_d de 28,6 % et 22 %, les efforts mécaniques subis par la structure cible sont plus importants dans le cas « ligne directe ». En effet, un couloir (ou rue) non obstrué engendre des impulsions et des surpressions positives plus importantes comparées à celles obtenues dans le cas où des obstacles sont présents entre la charge explosive et la structure cible. Dans ce dernier cas, l'onde de choc doit emprunter un parcours plus complexe. Néanmoins, pour des valeurs de densité d'air A_d faibles l'effet de canal est moins significatif, ce qui signifie que plus les structures écran sont éloignées les unes des autres, moins l'effet de canal est important.

En conclusion, la configuration la plus désavantageuse est celle mettant en jeu une charge faisant directement face à la structure cible combinée à la présence importante de structures écran très proches les unes des autres, entraînant un effet canal important.

Remennikov (2003) évoque l'influence de l'angle d'incidence α qui est l'angle entre la normale à la surface réfléchissante et le vecteur direction de l'onde de choc. Il a déterminé que pour une valeur de 0°, la pression mesurée au niveau de la paroi correspond à la pression réfléchie. Pour une valeur de α de 90°, la pression mesurée correspond à la pression incidente. Pour des angles d'incidence α inférieurs à 90°, l'impulsion obtenue est supérieure à celle obtenue en champ libre et pour des angles inférieurs à 45°, la pression mesurée reste constante à sa valeur maximale réfléchie. L'angle d'incidence α peut également être déterminé grâce au TM5-1300.

Pour conclure sur cette série de travaux menés par Smith, Rose et Remennikov, plusieurs points sont importants à retenir.

Premièrement, la focalisation et la réflexion d'ondes de choc dans un environnement urbain peut mener à des valeurs de pression et d'impulsion bien supérieures à celles obtenues pour une onde choc incidente. Dans des environnements urbains denses, la taille des immeubles, leurs formes et leurs orientations deviennent très importants sur les effets de l'onde de choc. Des rangées de structures ont un effet protecteur important si elles sont placées entre la charge explosive et la structure cible. La présence de ces structures peut réduire l'impulsion positive de 70% par rapport à un scénario similaire mais sans protection. De plus, toujours pour un environnement urbain, plus la largeur de la rue augmente, moins les réflexions provenant du côté opposé de la rue sont importantes. Les études ont montré que cela se produit pour des largeurs réduites de rues égales ou supérieures à 4,8 $m.kg^{-1/3}$.

Les très hautes structures engendrent des meilleurs confinements et donc des impulsions positives importantes au sein de la rue. Pour des interprétations pratiques, une hauteur réduite égale ou supérieure à 3,2 $m.kg^{-1/3}$ peut être considérée comme étant infinie, sans augmentation de l'impulsion positive au-delà de cette valeur. Pour des distances radiales réduites éloignées de plus de 2 $m.kg^{-1/3}$ du centre de l'explosion dans une rue, la phase négative peut devenir supérieure à la phase positive.

1.7 – Conclusion

Cette étude bibliographique a permis d'apporter une connaissance globale sur la détonation d'une charge explosive et sur les caractéristiques physiques des ondes de choc générées par cette détonation.

De nombreux travaux ont été menés sur la propagation des ondes de choc en champ libre ainsi que sur leur comportement lorsqu'elles entrent en contact avec des structures de différentes géométries. Cependant, très peu d'études existent sur la détonation d'une charge explosive dans des milieux confinés ou semi-confinés, milieux vers lesquels sont dirigés les travaux présentés dans ce mémoire.

En effet, à la demande des industriels et afin de répondre à leurs besoins, deux configurations différentes seront étudiées dans ce mémoire, mettant en jeu toutes les deux des confinements plus ou moins importants. De plus, de nombreuses interactions entre les ondes de choc (incidentes et réfléchies) et des obstacles vont avoir lieu, faisant apparaître des phénomènes typiquement liés à la propagation des ondes de choc, notamment la création

de pied de Mach. Il était donc nécessaire dans ce chapitre de présenter et de bien comprendre la création et la propagation des ondes de Mach afin de pouvoir maîtriser les différents paramètres les caractérisant.

Au cours de la présente étude, d'autres phénomènes vont apparaître tels que l'effet canal provoqué par la promiscuité de deux obstacles ou encore le contournement d'une structure et la recombinaison des ondes de choc derrière celle-ci.

2. Chapitre 2 – Descriptif expérimental

Le but des travaux présentés ici étant d'étudier la propagation d'ondes de choc consécutives à la détonation d'une charge explosive dans un environnement complexe, il est donc nécessaire de bien caractériser cette charge explosive.

Dans un premier temps, les caractéristiques physiques d'une onde de choc (surpression incidente ΔP^+, impulsions positives I^+, temps d'arrivée t_a et temps de phase positive t^+) résultant de la détonation d'une charge combustible gazeuse sont bien définies en champ libre (sans présence d'obstacle) afin de connaître parfaitement leurs évolutions en fonction de la distance radiale réduite Z ($m.kg^{-1/3}$).

Dans un deuxième temps, une structure et des obstacles sont ajoutés autour de la charge explosive afin d'étudier l'interaction de l'onde de choc incidente avec ces obstacles et la propagation des ondes de choc réfléchies à l'intérieur et autour de la structure. Deux configurations seront étudiées, la première représentant la détonation d'une charge explosive au sein d'un atelier pyrotechnique et la seconde mettant en jeu la détonation de cette même charge à l'intérieur d'un entrepôt de stockage de bouteilles de gaz.

Il s'agit de représenter à petite échelle des scénarios pouvant se passer à grande échelle. Ainsi, les expériences sont donc réalisées en laboratoire sur un banc d'essai avec une maquette et la charge explosive est représentée par un confinement hémisphérique

d'un mélange gazeux. La description du dispositif expérimental et de la charge gazeuse sont donc nécessaires, ainsi que la description détaillée des maquettes utilisées.

2.1 – Description générale du banc d'essai

La figure 2.1 présente le dispositif expérimental utilisé pour mener les expériences.

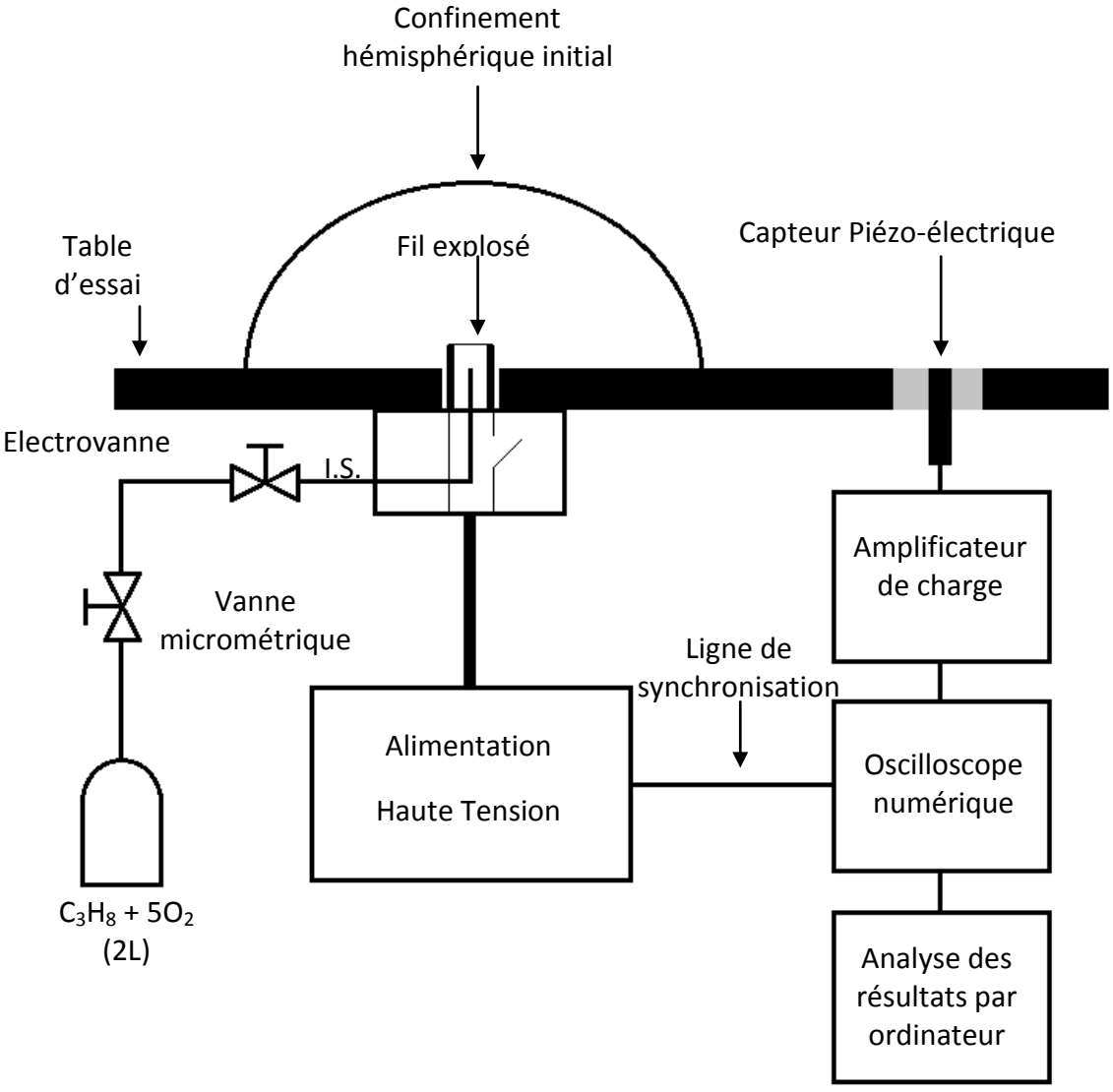


Figure 2.1 : Schéma général du dispositif expérimental (I.S : Interrupteur de Sécurité).

Les éléments visibles sur la figure 2.1 sont les suivants :

- Une table d'essai horizontale sur laquelle est placée la charge explosive gazeuse hémisphérique ainsi que les obstacles pour les essais avec les maquettes. La charge explosive gazeuse hémisphérique est obtenue en soufflant le pré mélange réactif à travers une solution savonneuse composée de savon, de glycérine et d'eau. Un anneau métallique centré autour des électrodes délimite l'extrémité de la charge explosive. Dans la suite de l'étude, plusieurs rayons de charge explosives gazeuses sont utilisés, à savoir 0,033 m et 0,05 m.
- Le dispositif d'allumage est constitué d'une alimentation haute tension délivrant une forte tension à deux électrodes en cuivre de 2 mm de diamètre et espacées de 6 mm. Un fil en cuivre-nickelé de 0,12 mm de diamètre est soudé entre ces deux électrodes. La décharge électrique rapide des condensateurs provoque la vaporisation du fil, ce qui engendre l'expansion brutale d'un plasma métallique créant une onde de choc intense et amorçant ainsi la détonation. On parle alors de fil explosé. Ce fil explosé constitue donc la résistance du circuit électrique de décharge et l'énergie nominale s'exprime par :

$$E_f = \frac{1}{2} C V^2 \tag{2.1}$$

avec C la capacité de stockage d'énergie des condensateurs qui est de 8 µF.

La tension délivrée au système est fixée à 7kV, ce qui donne donc une énergie électrique nominale de 199,43 J déchargée en environ 1 µs. L'alimentation haute tension est isolée des électrodes grâce à un interrupteur de sécurité (I.S.) afin de ne pas décharger la tension électrique aux électrodes pendant la phase de remplissage du confinement savonneux.

- L'alimentation en gaz est assurée par une bouteille de 2 L contenant le pré mélange réactif à une pression de 3 bar absolue. Cette bouteille est reliée à la table d'essai par l'intermédiaire d'une canalisation souple renforcée. Une fois la bouteille reliée à la table d'essai, la vanne manuelle de sécurité (actionnée grâce à une électrovanne) est alors ouverte et le mélange gazeux est injecté dans le confinement hémisphérique savonneux délimité par l'anneau métallique de rayon R0. La vanne micrométrique permet de contrôler le débit et dès que le confinement hémisphérique voulu est atteint la vanne manuelle de sécurité est refermée et la bouteille de pré mélange déconnectée de la table. Une fois la bouteille de pré mélange déconnectée de la table d'essai, l'interrupteur de sécurité est fermé et l'énergie d'amorçage est libérée dans le fil explosé et la charge gazeuse détone.
- Les champs de pression sont mesurés grâce à des capteurs piézo-électriques (Kistler 603 B) isolés mécaniquement de la table d'essai par des anneaux en caoutchouc. La face sensible des capteurs est placée dans le plan de la table ou dans les parois des obstacles. Des oscilloscopes numériques (Tektronix TDS 3034 B) permettent d'acquérir les signaux de pression qui sont d'abord amplifiés par des amplificateurs de charge (Kistler 5011 B). L'enregistrement des signaux de pression est déclenché par une ligne de synchronisation qui relie l'alimentation haute tension aux oscilloscopes. Les données sont ensuite transmises à un ordinateur via une connexion Ethernet afin d'être enregistrées puis traitées.

Il est important de noter que pendant toute la durée des expériences l'utilisateur est relié à la terre par l'intermédiaire d'un bracelet antistatique afin d'éviter le risque de décharge électrostatique. De plus, les expériences sont réalisées dans les conditions normales de pression et de température. Il est également à noter que les expériences

utilisent des charges gazeuses hémisphériques, or il a été largement prouvé grâce à des travaux antérieurs (Brossard et al., 1985 ; Purnomo, 1993) que la symétrie hémisphérique dans un demi-espace est presque parfaitement équivalente à une symétrie sphérique dans l'espace tout entier. Ainsi, afin de comparer les résultats de la présente étude avec ceux obtenus par d'autres auteurs, tous les résultats présentés dans la suite de ce mémoire seront relatifs à la symétrie sphérique des phénomènes physiques, ce qui signifie que les énergies libérées par la réaction chimique sont calculées pour une sphère de rayon R0.

2.2 – Propriétés de la charge gazeuse utilisée

Les expériences sont réalisées avec une charge explosive gazeuse hémisphérique composée d'un mélange de Propane et d'Oxygène en proportion stœchiométrique. L'équation de la réaction est la suivante :

$$C_3H_8 + 5O_2 \rightarrow 3CO_2 + 4H_2O \qquad (2.2)$$

Le pré mélange est donc préparé dans une bouteille de 2 L sous une pression de 3 bar. Avant chaque remplissage, la bouteille est rendue totalement inerte par trois balayages au diazote puis est purgée et vidée par pompage grâce à une pompe à vide (pompe à palettes rotatives S/D 4/8, Trivac B). La proportion de gaz à injecter dans la bouteille est déterminée par le principe des pressions partielles. Ainsi, puisque le mélange stœchiométrique est réalisé sous une pression de 3 bar et comporte 6 moles au total pour les réactifs, les quantités à injecter dans la bouteille sont de 1/6 x 3 bar de propane et 5/6 x 3 bar d'oxygène.

L'enthalpie molaire ΔH_R^* de la réaction est définie par :

$$\Delta H_R^* = 3H_{CO_2}^* + 4H_{H_2O}^* - H_{C_3H_8}^* - 5H_{O_2}^* \quad (2.3)$$

avec H_i^* l'enthalpie molaire de formation de l'espèce i : $\Delta H_{H_2O}^* = -241{,}8\ kJ.mol^{-1}, \Delta H_{O_2}^* = 0\ kJ.mol^{-1}, \Delta H_{CO_2}^* = -390{,}8\ kJ.mol^{-1}, \Delta H_{C_3H_8}^* = -103{,}9\ kJ.mol^{-1}$ (Handbook of Chemistry and Physics, 78th edition)). La valeur de l'enthalpie molaire de la réaction de combustion d'une mole de propane avec cinq moles de dioxygène est donc égale à -2,036 MJ.

L'énergie libérée par unité de volume $V = n_T.V_{mol}$ est donnée par :

$$E_{v,gaz} = \frac{|\Delta H_R^*|}{n_T \times V_{mol}} \quad (MJ.m^{-3}) \quad (2.4)$$

avec n_T le nombre total de moles et V_{mol} le volume molaire d'un gaz dans les conditions normales de pression et de température (V_{mol} = 22,414.10^{-3} m^3.mol^{-1}). L'énergie par unité de volume libérée alors par la réaction est 15,14 MJ.m^{-3}. L'énergie spécifique libérée par la charge gazeuse sphérique pour un rayon R0 = 0,05 m est donc :

$$E = E_{v,gaz} \times V_{gaz} = E_{v,gaz} \times \frac{4}{3}\pi R_0^3 = 7{,}93\ kJ \quad (2.5)$$

et celle libérée pour une charge explosive de rayon R0 = 0,033 m est :

$$E = E_{v,gaz} \times V_{gaz} = E_{v,gaz} \times \frac{4}{3}\pi R_0^3 = 2{,}28\ kJ \quad (2.6)$$

Dans ce mémoire, les caractéristiques de l'onde de choc ne seront pas exprimées en fonction des distances réduites énergétiques, $\lambda = R / E^{1/3}$ (m.MJ$^{-1/3}$), mais en fonction de la distance massique, $Z = R / m^{1/3}$ (m.kg$^{-1/3}$). Ce choix est justifié par le fait que les effets de détonation de charges explosives sont comparés aux effets de charges de TNT dont les

abaques figurant dans le TM5-1300 sont représentés en fonction de Z. Par conséquent, pour les essais réalisés dans ce travail, la distance réduite est calculée comme suit :

$$Z = \frac{R}{m_g^{1/3}} \qquad avec\ \ m_g = \rho_g \times V \tag{2.7}$$

Pour un mélange propane-oxygène en proportions stœchiométriques :

$$\rho = \left(\frac{M_{C_3H_8} + 5M_{O_2}}{6}\right) \times \frac{T_0}{V_{mol} \times T_1} = \left(\frac{0{,}0441 + 5 \times 32}{6}\right) \times \frac{273}{0{,}0224 \times 298} = 1{,}39\ kg.m^{-3} \tag{2.8}$$

où V_{mol} désigne le volume molaire, T_0 la température initiale, T_1 la température dans les conditions d'utilisation, M_{C3H8} et M_{O2} les masses molaires du propane et du dioxygène respectivement.

Le volume et la masse de la charge sphérique de rayon R0 = 0,05 m sont donc de :

$$V = \frac{4}{3}\pi R_0^3 = 5{,}2.10^{-4}m^3 \quad soit \quad m_g = \rho_g \times V = 7{,}3.10^{-4}kg \tag{2.9}$$

Et pour une charge explosive de rayon R0 = 0,033 m :

$$V = \frac{4}{3}\pi R_0^3 = 1{,}5.10^{-4}m^3 \quad soit \quad m_g = \rho_g \times V = 2{,}1.10^{-4}kg \tag{2.10}$$

Suite aux premières expériences réalisées en champ libre, il est possible d'établir des lois d'évolutions des caractéristiques physiques de l'onde de choc incidente consécutive à la détonation d'une charge gazeuse de propane-oxygène en proportion stœchiométrique en fonction de la distance radiale réduite Z ($m.kg^{-1/3}$). Les équations (2.11) et (2.12) donnent les polynômes obtenus pour l'évolution des surpressions incidentes ΔP^+ (bar) et des impulsions positives I^+ ($Pa.s.kg^{-1/3}$) suite à nos expériences menées en champ libre.

- Surpression incidente

$$\ln(\Delta P^+) = 1{,}486 - 1{,}782\ (\ln Z) - 0{,}104\ (\ln Z)^2 + 0{,}115\ (\ln Z)^3 - 0{,}017\ (\ln Z)^4 \tag{2.11}$$

$$0{,}84 < Z\ (m.kg^{-1/3}) < 14$$

- Impulsion positive

$$\ln\left(\frac{I^+}{M^{1/3}}\right) = 4{,}967 - 1{,}102\ (\ln Z) + 0{,}389\ (\ln Z)^2 - 0{,}202\ (\ln Z)^3 + 0{,}03\ (\ln Z)^4 \quad (2.12)$$

$$0{,}84 < Z\ (m.kg^{-1/3}) < 14$$

Il a été vu dans le chapitre précédent « Bibliographie » que des abaques de surpression et d'impulsion basés sur des détonations de charges gazeuses à petite et grande échelle ont déjà été établies par différents auteurs. Cependant, ces polynômes sont exprimés en fonction de la distance réduite λ ($m.MJ^{-1/3}$), il est donc nécessaire de modifier les polynômes afin d'exprimer les grandeurs physiques (ΔP^+ et I^+) en fonction de la distance radiale réduite Z ($m.kg^{-1/3}$). Les nouveaux polynômes sont donc les suivants :

- Desrosier et al. (1991) :

$$ln\left(\frac{\Delta P^+}{P_0}\right) = 2{,}1052 - 2{,}4726\ ln(Z) + 0{,}26\ (\ln Z)^2 \quad (2.13)$$

$$1{,}11 \leq Z\ \left(m.kg^{-1/3}\right)\ \leq 26{,}64$$

- Lannoy (1984) :

$$ln\left(\frac{\Delta P^+}{P_0}\right) = 1{,}9722 - 2{,}1544\ ln(Z) + 0{,}3175\ (\ln Z)^2 - 0{,}032\ (\ln Z)^3 \quad (2.14)$$

$$0{,}89 \leq Z\ \left(m.kg^{-1/3}\right)\ \leq 55{,}49$$

- Trélat (2006) :

$$ln\left(\frac{\Delta P^+}{P_0}\right) = 1{,}595 - 2{,}0151\ ln(Z) + 0{,}16\ (\ln Z)^2 \quad (2.15)$$

$$0{,}64 \leq Z\ \left(m.kg^{-1/3}\right)\ \leq 33{,}29$$

Il est à noter que les expériences réalisées par Trélat (2006) ont été mené dans les mêmes conditions que les expériences de la présente étude, c'est-à-dire à petite échelle,

amorçage centré au centre de la charge et avec des charges gazeuses identiques (mélange propane-oxygène en proportion stœchiométrique). Les résultats de Desrosier et al. (1991) proviennent d'expériences réalisées avec le même mélange gazeux que nos expériences, cependant l'amorçage des détonations est soit centré soit décentré (fil explosé excentré par rapport au centre de la charge gazeuse). Les essais de Lannoy (1984) ont été réalisés pour des charges gazeuses variant de $5{,}2.10^{-4}$ à 510 m^3 et avec divers mélanges gazeux en proportions stœchiométriques : propane-oxygène, propane-air, acétylène-air, éthylène-air.

La figure 2.2 présente l'évolution de la surpression incidente en fonction de la distance radiale réduite Z obtenue pour nos résultats comparée à celle obtenue par différents auteurs.

Il est possible d'observer sur la figure 2.2 que nos résultats concordent quasi-parfaitement avec ceux obtenus par Trélat (2006). En effet, pour des distances radiales inférieures à 1 $m.kg^{-1/3}$ les résultats divergent légèrement jusqu'à atteindre un écart maximal de 16% pour un Z de 0,8 $m.kg^{-1/3}$. De plus, nos résultats présentent un écart inférieur à 10 % par rapport à ceux de Desrosier (1991) pour des distances radiales réduites supérieures à 4,3 $m.kg^{-1/3}$. Les écarts plus importants obtenus en champ plus proche ($Z < 4{,}3$ $m.kg^{-1/3}$) peuvent être expliqués par le fait que les résultats de Desrosier (1991) regroupent des résultats d'essais en amorçage centré et excentré, à partir duquel un seul et même polynôme a été établi. Les résultats de Lannoy (1984) sont bien supérieurs à nos résultats ainsi qu'à ceux de Trélat (2006) pour toute la plage de distances radiales réduites étudiée, ce qui peut être expliqué par les divers mélanges gazeux utilisés par Lannoy (1984) et par la différence d'échelle des expériences.

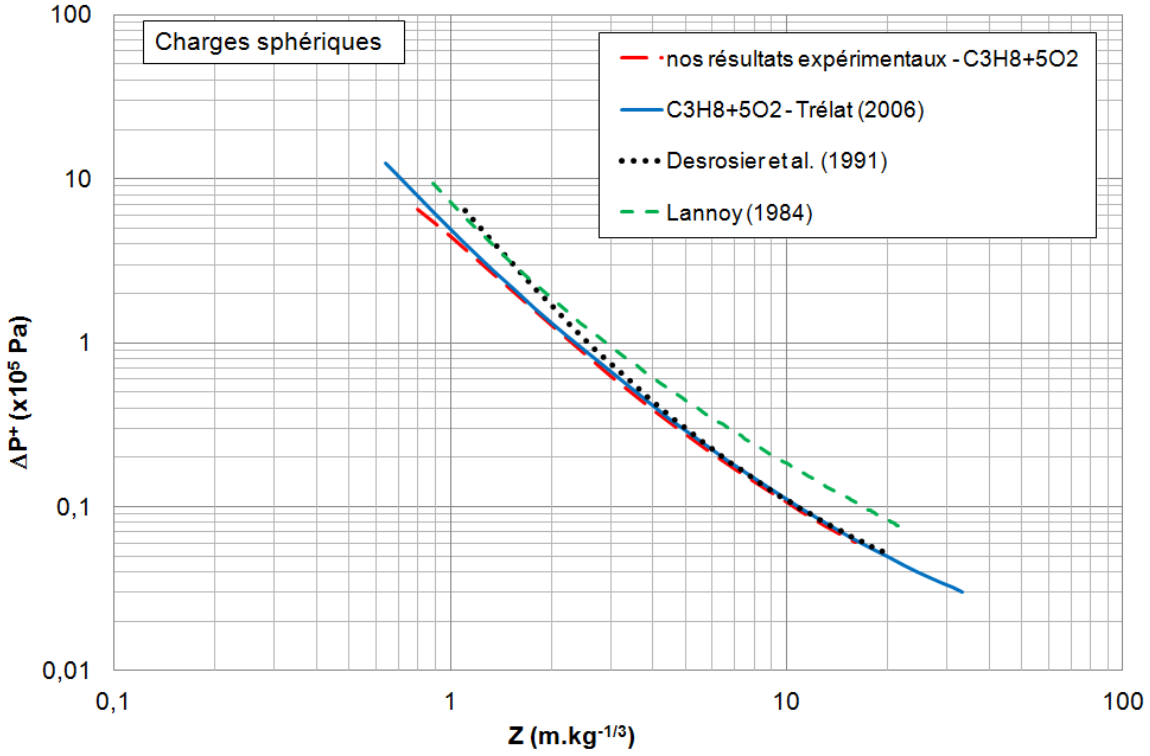


Figure 2.2 : Evolution des surpressions incidentes ΔP^+ en fonction de la distance radiale réduite Z pour nos expériences et pour différents auteurs.

De même que pour les surpressions incidentes, les polynômes décrivant l'évolution des impulsions positives sont modifiés afin qu'ils soient exprimés en fonction de la distance radiale réduite Z ($m.kg^{-1/3}$).

- Desrosier et al. (1991) :

$$ln\left(\frac{I^+}{M^{1/3}}\right) = 0{,}7439 - 1{,}0484\ ln(Z) + 0{,}073\ (ln\lambda)^2 \qquad (2.16)$$

$$0{,}89 \leq Z\ \left(m.kg^{-1/3}\right) \leq 26{,}64$$

- Lannoy (1984) :

$$ln\left(\frac{I^+}{M^{1/3}}\right) = 0{,}7338 - 0{,}9938\ ln(Z) + 0{,}1419\ (\ln Z)^2 - 0{,}0323\ (ln\lambda)^3 \qquad (2.17)$$

$$0{,}89 \leq Z\ \left(m.kg^{-1/3}\right) \leq 55{,}49$$

- Trélat (2006) :

$$ln\left(\frac{I^+}{M^{1/3}}\right) = 0{,}4138 - 1{,}163\ ln(Z) + 0{,}19\ (\ln Z)^2 \qquad (2.18)$$

$$0{,}64 \leq Z\ \left(m.kg^{-1/3}\right)\ \leq 9{,}48$$

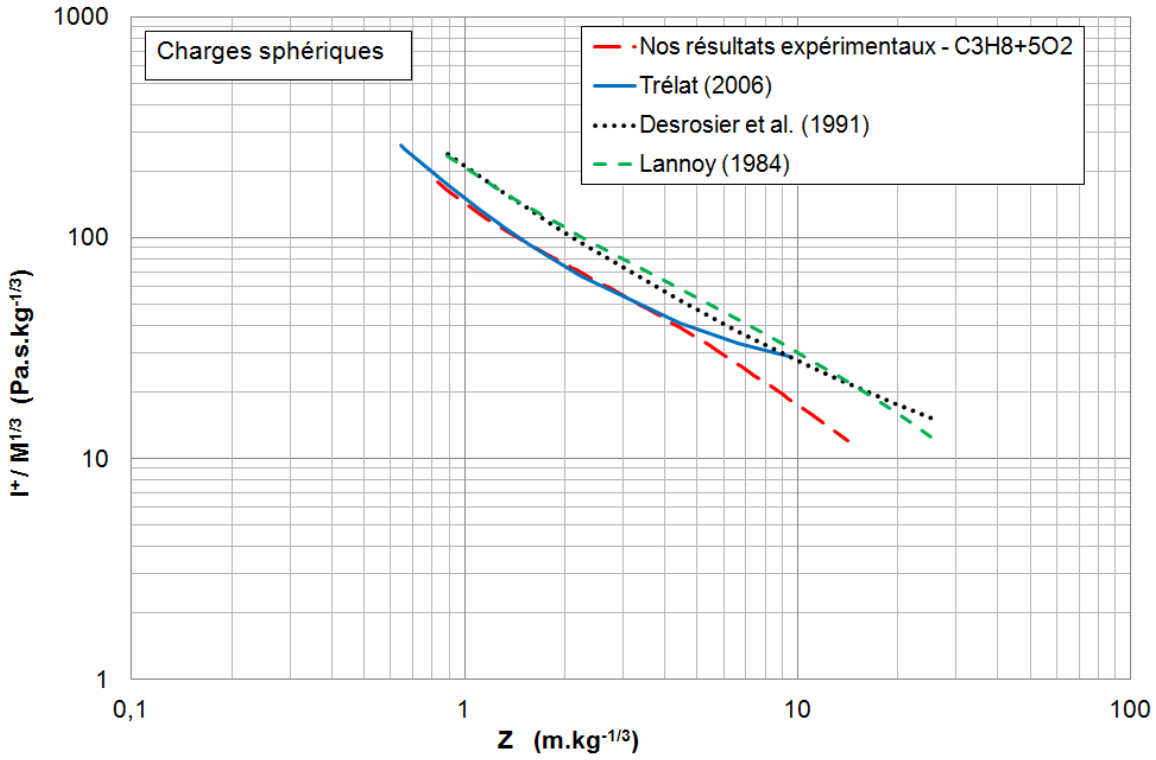


Figure 2.3 : Evolution des impulsions positives I^+ en fonction de la distance radiale réduite Z pour nos expériences et pour différents auteurs.

De même que pour les surpressions incidentes, nos résultats sont en accord avec ceux de Trélat (2006) mais uniquement pour des distances radiales réduites comprises entre 0,84 et 4 $m.kg^{-1/3}$. Au-delà de cette distance, les résultats de Trélat (2006) sont supérieurs aux nôtres et convergent vers ceux obtenus par Desrosier (1991) et Lannoy (1984). En moyenne, nos résultats sont 34 % plus faibles que ceux de Desrosier (1991) et 38 % plus faibles que ceux obtenus par Lannoy (1984).

Tous les polynômes décrivant l'évolution des caractéristiques physiques (surpression incidente ΔP^+, l'impulsion positive I^+, les temps d'arrivée t_a et les temps de phase positive T^+) de l'onde de choc incidente seront présentés en détail dans un chapitre ultérieur consacré à l'équivalent TNT.

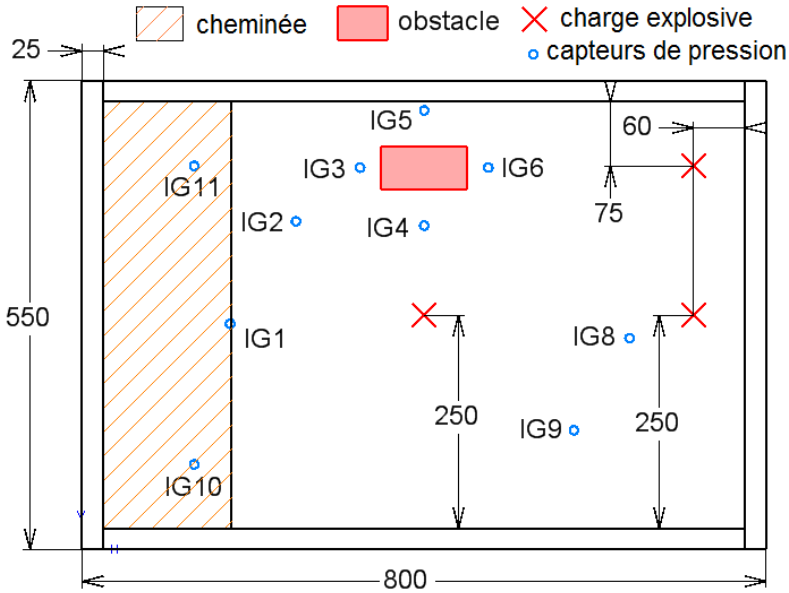
2.3 – Présentation de la maquette et des deux configurations

Afin de répondre à des besoins industriels en termes de sécurité, deux configurations principales sont retenues pour les essais expérimentaux. Pour chacune de ces configurations, plusieurs positions de charge sont choisies et des capteurs de pressions sont disposés à l'intérieur et à l'extérieur des structures. Afin de faciliter les essais expérimentaux, la structure étudiée dans les deux configurations est de même dimension, à savoir une structure parallélépipédique de dimensions intérieures de 10 x 15 m à échelle réelle et la hauteur des parois est de 5 m. La largeur des parois est fixée à 0,5 m.

Les deux configurations étant de même dimension, une seule maquette est donc nécessaire pour réaliser les expériences puisque les parois et le toit sont amovibles. La maquette est une reproduction au $1/20^{ème}$ des deux configurations, ce qui représente une enceinte de 800 x 550 mm de côté pour une hauteur sous plafond de 250 mm. Elle est entièrement réalisée en plexiglas transparent.

La première configuration correspond à un atelier pyrotechnique comportant un obstacle en son sein représentatif d'une machine d'usinage. Cette première étude est partagée en deux parties : la première met en jeu un confinement total, c'est-à-dire un atelier pyrotechnique complètement clos et la seconde met en jeu un confinement partiel réalisé par la présence d'une cheminée de détente sur la largeur de l'atelier. La figure 2.4

présente la configuration étudiée avec les trois positions de charge et l'emplacement des capteurs de pression et de l'obstacle.



Hauteur sous plafond : 250 mm

Figure 2.4 : Configuration 1, atelier pyrotechnique. Positions des 10 capteurs de pression, de l'obstacle et des 3 positions de charges explosives. Distances en millimètres, échelle 1/20ème.

Il est à noter que des capteurs de pression supplémentaires sont placés au centre de chaque paroi (soit à 125 mm au dessus du sol) et dans le toit à la verticale directe de la position de charge centrée au milieu de l'entrepôt (soit 250 mm au dessus du sol).

La deuxième configuration représente un entrepôt en forme de « U » dans lequel sont entreposées des bouteilles de gaz haute pression. L'entrepôt est donc ouvert sur un côté et ne possède pas de toit. Les bouteilles de gaz sont stockées horizontalement dans des cadres métalliques. Le schéma de la configuration 2 est présenté sur la figure 2.5. Il est à noter que la figure 2.5 est une vue globale de la configuration 2 car pour des raisons techniques dues à la table d'essai certaines positions de capteurs ont du être modifiées entre les différentes positions de charges. Cependant, la variation de position d'un capteur d'une position de charge à une autre reste très faible. Dans le chapitre du présent rapport

consacré à la présentation de cette configuration, les positions exactes des capteurs pour chaque position de charge seront présentées.

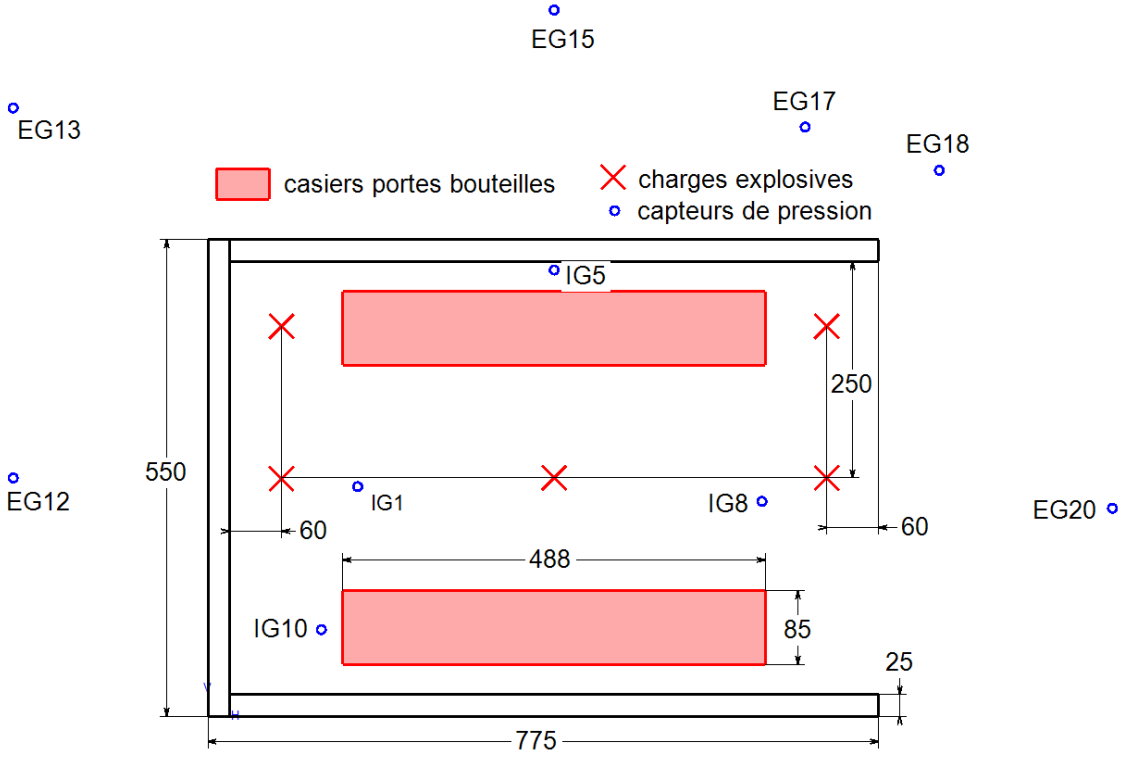


Figure 2.5 : Configurations 2, stockage de gaz. Positions des 10 capteurs de pression, des portes bouteilles et des 5 positions de charges explosives. Distances en millimètres, échelle 1/20ème.

Sur les figures 2.4 et 2.5, les positions des capteurs situés à l'intérieur des structures sont notés IGx (Internal Gauge) et ceux situés à l'extérieur sont notés EGx (External Gauge). Cette dénomination a été retenue en vue de la rédaction d'articles internationaux.

De plus, les obstacles présents dans les deux configurations sont usinés dans de l'acier afin que leurs masses leur permettent de ne pas se déplacer sous l'effet des ondes de choc. Tous les essais sont réalisés avec la charge explosive détonant au niveau du sol.

Pour les deux configurations, l'étude de la propagation et de l'interaction des ondes de choc incidentes et réfléchies avec les structures et les obstacles seront étudiées. Cette

étude expérimentale sera complétée par une étude numérique grâce notamment au logiciel AUTODYN, logiciel qui sera présenté au chapitre suivant.

2.5 – Méthode de calcul des pieds de Mach

Il a été présenté dans le chapitre bibliographie du présent mémoire le phénomène de création d'un pied de Mach. Or, bien que la charge explosive détone au niveau du sol, il va être prouvé dans la partie expérimentale de ce mémoire que des ondes de Mach peuvent se former le long des parois des structures étudiées. Il est donc nécessaire de pouvoir calculer et connaître les caractéristiques (hauteur, position du point triple, distance à laquelle le pied de Mach commence à se former,…) de ces pieds de Mach.

La figure 2.6 présente les données utilisées pour calculer la hauteur du pied de Mach.

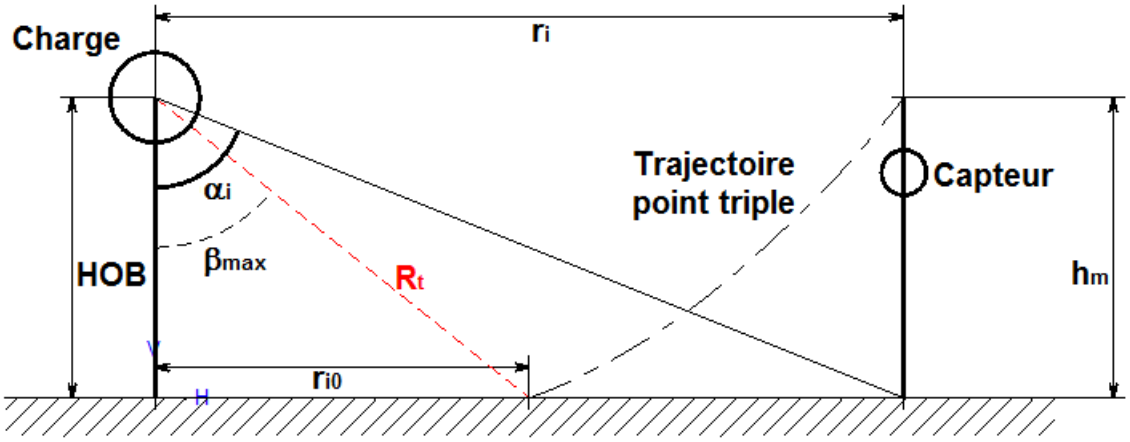


Figure 2.6 : Schéma pour le calcul de la hauteur du pied de Mach, vue de dessus.

Afin de déterminer la trajectoire du point triple et ainsi la hauteur du pied de Mach au niveau d'un capteur il est nécessaire de confronter les résultats théoriques et expérimentaux.

Premièrement, il est nécessaire dans la méthode énoncée ci-dessous de connaître le nombre de Mach obtenu expérimentalement $M_{0,exp}$ de l'onde de choc incidente à un instant donné. Pour déterminer ce nombre de Mach M_0 il est donc nécessaire de connaître la célérité de l'onde de choc incidente D_0 ($m.s^{-1}$) à un instant donné t (s). Afin d'établir la loi d'évolution de la célérité D_0 de l'onde de choc en fonction du temps d'arrivée de cette même onde de choc à un point donné, il faut dans un premier temps définir le diagramme de marche de l'onde de choc, soit la distance R (m) parcourue par l'onde de choc à un instant t (s). La loi d'évolution linéaire qui a été établie est la suivante :

$$ln(R) = 4{,}04 + 0{,}69\ ln(t_a) \tag{2.19}$$

$$6{,}9.10^{-5} \leq t_a\ (s)\ \leq 1{,}9.10^{-3}$$

La célérité D_0 ($m.s^{-1}$) de l'onde de choc incidente peut donc être déterminée en prenant la dérivée de l'équation (2.14).

$$D(t) = \frac{dR(t)}{dt} = 39{,}21 \times t^{-0{,}31} \tag{2.20}$$

Ainsi, en connaissant le temps d'arrivée ta (s) de l'onde de choc incidente à un point donné il possible de connaître la célérité D_0 ($m.s^{-1}$) de l'onde de choc au moment où elle atteint ce point d'intérêt.

Il est donc possible d'obtenir le nombre de Mach expérimental de l'onde de choc incidente en divisant sa célérité par la célérité du son dans l'air c (340 $m.s^{-1}$ à 1 atm et 20 °C).

$$M_{0,exp} = \frac{D_0}{c} \tag{2.21}$$

De plus, le nombre de Mach de l'onde de choc incidente en fonction de l'angle minimal β_{max} qui permet la formation de l'onde de Mach s'exprime par (Kinney, 1985) :

$$M_0 = \frac{1{,}75}{\beta_{max} - 39} + 1 \tag{2.22}$$

Ce nombre de Mach sera appelé par la suite nombre de Mach théorique et noté $M_{0,th.}$

Ainsi, en connaissant la distance HOB, distance entre la charge et le point situé sur la paroi directement perpendiculaire au centre de l'explosion et en faisant varier l'angle α_i (figure 2.6), l'angle β_{max} peut être déterminé dès lors que l'égalité entre les nombres de Mach théoriques $M_{0,th}$ et expérimentaux $M_{0,exp}$ est réalisée.

La distance horizontale correspondante sur la paroi r_{i0} à laquelle apparaît le pied de Mach est alors donnée par :

$$r_{i0} = HOB \times \tan(\beta_{max}) \tag{2.23}$$

Connaissant la distance radiale r_i à laquelle se trouve le capteur de pression il est possible de déterminer la hauteur du pied de Mach h_m à la distance r_i voulue.

$$h_m = HOB \times 0{,}07 \times \left[\frac{r_i}{r_{i0}} - 1\right]^2 \tag{2.24}$$

Cette démarche pour calculer la hauteur du pied de Mach est importante car elle va permettre d'identifier et d'expliquer des phénomènes rencontrés pendant les expériences qui seront présentés dans les chapitres consacrés à la présentation des résultats expérimentaux pour les deux configurations étudiées.

2.6 – Conclusion sur le descriptif expérimental.

Ce chapitre a permis, dans un premier temps, de présenter les expériences réalisées ainsi que le matériel utilisé pour mettre en œuvre ces essais expérimentaux.

A la suite d'une vaste campagne de tirs en champ libre, des polynômes décrivant l'évolution des caractéristiques physiques de l'onde de choc incidente en fonction de la distance radiale réduite Z ($m.kg^{-1/3}$) ont été établies. Les caractéristiques physiques présentées dans ce chapitre sont la surpression incidente ΔP^+ et l'impulsion positive I^+ et ces caractéristiques sont comparées avec les résultats obtenus par d'autres auteurs. Les comparaisons ont montré que nos résultats concordent convenablement avec ceux obtenus par Trélat (2006), notamment en termes de surpression incidente. Nos résultats différent de ceux obtenus par Lannoy (1984) et Desrosier (1991) car le premier a réalisé des expériences avec divers mélanges gazeux et le second a réalisé des expériences avec un amorçage centré et excentré, regroupant ensuite les résultats dans un seul polynôme.

Les deux configurations étudiées ont également été présentée. La première met en jeu la détonation d'une charge explosive au sein d'un atelier pyrotechnique et la seconde est l'étude de la détonation d'une charge explosive à l'intérieur d'un entrepôt de stockage de bouteilles de gaz. Dans les deux configurations, la propagation et l'interaction des ondes de choc seront étudiées expérimentalement et complétées par une étude numérique.

Enfin, les études expérimentales et numériques vont révéler l'apparition d'ondes de Mach se propageant le long des parois des structures. Il était donc nécessaire de maîtriser les différents paramètres d'un pied de Mach (trajectoire du point triple, hauteur du pied de Mach) afin de pouvoir identifier certains phénomènes apparaissant au cours de l'étude.

3. Chapitre 3 – Code CFD AUTODYN

Les résultats expérimentaux présentés dans ce mémoire seront comparés avec des résultats obtenus à la suite de calculs numériques effectués grâce au logiciel AUTODYN. Cette comparaison permettra de valider dans un premier l'utilisation d'un équivalent TNT massique moyen utilisé pour simuler la détonation de la charge de TNT puis dans un deuxième temps de corréler les résultats expérimentaux et numériques afin de pouvoir évaluer les capacités d'un tel code à prédire la propagation d'ondes de choc en géométries complexes.

3.1 – Introduction générale au logiciel AUTODYN

AUTODYN est un code explicite d'analyse numérique (souvent appelé hydrocode) basé sur les méthodes des volumes finis, des éléments finis et des différences finies permettant de résoudre une grande variété de problèmes non-linéaires liés à la dynamique des gaz. Il a été développé afin de permettre une solution efficace à de nombreux problèmes concernant les pénétrations d'impact, les explosions, la propagation d'ondes de choc aériennes ou encore leur interaction avec une structure.

Plusieurs solveurs sont disponibles afin de modéliser différentes régions d'un problème et les principaux solveurs sont présentés ci-dessous.

- Lagrange : utilisé typiquement pour modéliser les solides et les structures. Avec cet algorithme, le maillage se déforme avec le matériau, ce qui a l'avantage de fournir une bonne rapidité de calcul et une bonne définition des interfaces entre les matériaux. Cependant, des problèmes existent, notamment « l'enchevêtrement » du maillage qui a lieu pendant les calculs.
- Euler : utilisé pour modéliser les fluides (gaz et liquide), les larges déformations des solides et les problèmes multi-matériaux. Le solveur Euler utilise un maillage fixe dans l'espace à travers lequel se déplacent les écoulements, ce qui représente des calculs numériques plus longs dans le temps et plus coûteux mais qui est mieux adapté pour modéliser des fortes déformations et de plus grands écoulements. L'algorithme d'Euler-FCT (Flux-Corrected Transport) optimise le solveur Euler afin de résoudre des problèmes soumis à des écoulements fortement incompressibles ou à de fortes discontinuités. C'est une méthode monotone non-linéaire, qui permet d'intégrer les équations, et dont le but est de limiter la diffusion numérique.
- ALE (Arbitrary Lagrange Euler) : cet algorithme peut être utilisé pour redécouper le maillage du modèle en Lagrange (maillage se déplace avec le matériau) ou en Euler (le maillage est fixé dans l'espace).
- Shell : utilisé afin de modéliser les structures fines. Ce solveur inclus un algorithme d'érosion (de même que le solveur Lagrange) qui améliore la capacité de ces deux solveurs à simuler les problèmes d'impacts où de grandes déformations ont lieu.
- SPH (Smooth Particle Hydrodynamics) : il s'agit d'une méthode Lagrangienne n'utilisant pas de maillage, évitant ainsi le problème qui a lieu avec le solveur

Lagrange. Le solveur SPH est mieux adapté pour modéliser les problèmes d'impact et de pénétration.

Après avoir vu les principaux solveurs, il est nécessaire de présenter les principales équations utilisées pour modéliser les matériaux (solides et fluides).

Premièrement, l'air modélisant le milieu environnant est décrit par l'équation d'état des gaz parfaits qui est la suivante :

$$P = \frac{n\Re T}{V} \tag{3.1}$$

avec P la pression (Pa), n le nombre de moles (mol), V le volume (m^3), $\Re$ la constante universelle des gaz parfaits (8,3145 $J.K^{-1}.mol^{-1}$), T la température (K).

La pression peut également être exprimée en fonction de l'énergie interne massique e ($J.kg^{-1}$) :

$$P = (\gamma - 1)\rho e \tag{3.2}$$

avec γ le rapport des chaleurs spécifiques à pression et à volume constants et ρ la masse volumique ($kg.m^{-3}$).

Le comportement structurel d'un matériau est régi par des conditions physiques regroupées sous formes d'équations fondamentales décrivant ce comportement dynamique. Ces équations sont les suivantes :

- Conservation de la masse :

$$\rho = \frac{\rho_0 V_0}{V} = \frac{m}{V} \tag{3.3}$$

- Conservation de la quantité de mouvement :

$$\rho\ddot{x} = \frac{\delta\sigma_{xx}}{\delta x} + \frac{\delta\sigma_{xy}}{\delta y} + \frac{\delta\sigma_{xz}}{\delta z} \tag{3.4}$$

$$\rho\ddot{y} = \frac{\delta\sigma_{yx}}{\delta x} + \frac{\delta\sigma_{yy}}{\delta y} + \frac{\delta\sigma_{yz}}{\delta z} \tag{3.5}$$

$$\rho\ddot{x} = \frac{\delta\sigma_{zx}}{\delta x} + \frac{\delta\sigma_{zy}}{\delta y} + \frac{\delta\sigma_{zz}}{\delta z} \tag{3.6}$$

avec σ_{ijk} le tenseur des contraintes et x, y et z les déplacements dans les directions des axes principaux i, j et k.

- Conservation de l'énergie :

$$e = \frac{1}{\rho}\left(\sigma_{xx}\varepsilon_{xx} + \sigma_{yy}\varepsilon_{yy} + \sigma_{zz}\varepsilon_{zz} + 2\sigma_{xy}\varepsilon_{xy} + 2\sigma_{yz}\varepsilon_{yz} + \sigma_{xx}\varepsilon_{zx}\right) \tag{3.7}$$

avec e l'énergie interne spécifique ($J.kg^{-1/3}$) et ε_{ij} le tenseur des déformations.

Pour compléter la description des comportements des matériaux, le logiciel AUTODYN utilise différentes équations d'états ainsi que des schémas numériques. En effet, afin d'apporter une solution générale au problème, les équations présentées ci-dessus sont associées à une équation d'état générale qui exprime la pression en fonction du volume spécifique et de la température. Plusieurs équations d'état sont disponibles, notamment celle de Jones, Wilkins et Lee (Lee, Fingers & Collins, 1973) utilisée pour modéliser l'expansion des produits de détonation issus de l'explosion d'une matière explosive. Cette équation sera utilisée dans les études présentées dans ce mémoire et est exprimée par :

$$P = C_1\left(1 - \frac{\omega}{r_1 v}\right)e^{-r_1 v} + C_2\left(1 - \frac{\omega}{r_2 v}\right)e^{-r_2 v} + \frac{\omega e}{v} \tag{3.3}$$

avec P la pression dans les produits de détonation (Pa), e l'énergie interne des produits de détonation ($J.kg^{-1}$), C_1, C_2, r_1, r_2 et ω des constantes ajustables et ν le volume spécifique ($v = \frac{\rho_0}{\rho}$).

Suivant la nature de l'explosif choisi, la valeur des constantes ajustables varie. De plus, la modification de la valeur d'une seule constante engendre obligatoirement la modification des autres constantes. Les valeurs de ces constantes, la valeur de l'énergie interne e pour l'air ainsi que les valeurs des masses volumiques ρ_{air} et ρ_{TNT} sont présentées dans les tableaux 3.1 et 3.2.

AIR	
Paramètres	Valeurs
ρ ($g.cm^{-3}$)	$1{,}225.10^{-3}$
e ($J.kg^{-1}$)	$2{,}068.10^{5}$
γ	1,4
P_{atm} (kPa)	101,332

Tableau 3-1 : Valeurs des paramètres utilisés dans l'équation d'état des gaz parfaits pour modéliser l'air ambiant.

TNT	
Paramètres	Valeurs
ρ ($g.cm^{-3}$)	1,63
C_1 (kPa)	$3{,}7366.10^{8}$
C_2 (kPa)	$2{,}7471.10^{6}$
r_1	4,15
r_2	0,9
ω	0,35

Tableau 3-2 : Valeurs des paramètres utilisés dans l'équation d'état JWL caractérisant la charge de TNT sous AUTODYN.

Le tableau 3.3 donne les paramètres du TNT utilisé dans les conditions Chapman-Jouguet.

TNT	
Paramètres	Valeurs
Vitesse de détonation ($m.s^{-1}$)	$6{,}93.10^{3}$
Energie volumique ($kJ.m^{-3}$)	6.10^{6}
Pression (kPa)	$2{,}1.10^{7}$

Tableau 3-3 : Valeurs des paramètres du TNT dans les conditions Chapman-Jouguet utilisées sous AUTODYN.

Les matériaux air et TNT sont donc choisis pour mener les simulations numériques. Pour la deuxième configuration étudiée dans ce mémoire mettant en jeu la détonation d'une charge explosive au sein d'un entrepôt de bouteilles de gaz, des éléments de structure et des obstacles seront modélisés avec d'autres matériaux qui seront présentés dans le paragraphe de ce chapitre dédié à la présentation des deux configurations étudiées.

3.2 – Analyse numérique

Le but de cette analyse est donc de modéliser numériquement la détonation d'une charge explosive et la propagation des ondes de choc résultant de cette détonation ainsi que leur interaction avec des structures et des obstacles. Afin de réaliser cette analyse, les calculs sont réalisés en deux étapes distinctes.

La première a pour but de modéliser en 1D la détonation de la charge explosive suivie de la propagation de l'onde de choc incidente en résultant avant que celle-ci n'atteigne un quelconque obstacle. Cette première étape est nécessaire afin de modéliser les premiers instants de la détonation avec une taille de maille suffisamment fine pour bien prendre en compte l'expansion des produits de détonation et les phénomènes physiques mis en jeu. Dans la deuxième étape, la solution de cette première étape en 1D est ensuite imposée à une région particulière d'un deuxième modèle 3D afin de modéliser la propagation des ondes de choc incidentes et réfléchies. Cette technique est appelé le « remapping ».

La première étape est donc la modélisation de la détonation de la charge explosive et de la propagation de l'onde de choc en résultant. Pour ce faire, les matériaux AIR et TNT sont dans un premier temps chargés sous AUTODYN par l'intermédiaire de la librairie de matériaux déjà implémentée dans le logiciel. Avant de créer la géométrie nécessaire à l'étude, Il est nécessaire dans un premier temps de bien définir les dimensions de cette géométrie et de la charge à simuler. La masse de la charge de TNT à simuler est calculée suivant l'étude réalisée sur l'équivalent TNT massique présentée dans le chapitre suivant. Ainsi, suivant cette étude, la bulle de gaz de rayon 0,05 m de rayon et composée de Propane-Oxygène en proportion stœchiométrique correspond à une charge équivalente sphérique de TNT de $0{,}495.10^{-3}$ kg, soit une charge sphérique de TNT de $4{,}17.10^{-3}$ m de rayon. Il est à rappeler que toutes les dimensions (masses et distances) correspondent à une symétrie sphérique. La charge de TNT est positionnée au point d'initiation de la détonation, soit en (x,y) = (0,0). Connaissant les dimensions de la charge, il est possible de déterminer les dimensions du modèle 1D à créer afin de modéliser la première étape de l'analyse. En effet, il est recommandé de commencer à mailler dans la charge explosive, 10 % du rayon de la charge de TNT à partir du point de détonation. La partie maillée de la charge explosive doit également être constituée d'au moins 20 cellules (AUTODYN, Remap Tutorial, 2005). Afin de répondre à cette condition, la taille du domaine est fixée à 100 mm et la taille des cellules à 0,1 mm. Ainsi, en prenant ces conditions en compte, le maillage commence à $0{,}417.10^{-3}$ m (10% de $4{,}17.10^{-3}$) à partir du point de détonation et le rayon de la charge qui est maillé est de $3.75.10^{-3}$ m ($4{,}17.10^{-3}$-10% x $4{,}17.10^{-3}$), ce qui correspond à un nombre totale de mailles dans la charge explosive de 37 mailles.

Ensuite, le domaine de calcul est créé et la géométrie utilisée est dénommée « wedge » qui impose des conditions aux limites de sorte qu'il n'y a pas d'écoulement

suivant la direction y, l'écoulement se faisant donc suivant la direction x uniquement (voir figure 3.1). La discrétisation du modèle 1D se fait donc selon un seul axe. L'objectif de ce processus est de résoudre chaque étape du problème en utilisant un nombre minimum de dimensions spatiales. Sur la figure 3.1, les éléments quadrilatères du schéma 2D peuvent donc être considérés comme unidimensionnels, c'est pourquoi ce modèle est appelé modèle 1D. Le solveur utilisé pour modéliser cette première étape du calcul est Euler, 2D Multi-Material.

Après avoir créé la géométrie, la charge de TNT est donc positionnée au point d'initiation de la détonation, soit en (x,y) = (0,0). Ce point de détonation est également à définir sous le logiciel AUTODYN. Il est à noter que pour la simulation 1D aucune condition limite n'est définie car le calcul est arrêté avant d'atteindre la limite du domaine. La solution obtenue à la fin de cette première étape correspond donc à la charge explosive qui sera imposée par la suite au modèle 3D.

Les dimensions du modèle 1D ainsi créé sont présentées sur les figures 3.1, 3.2 et 3.3.

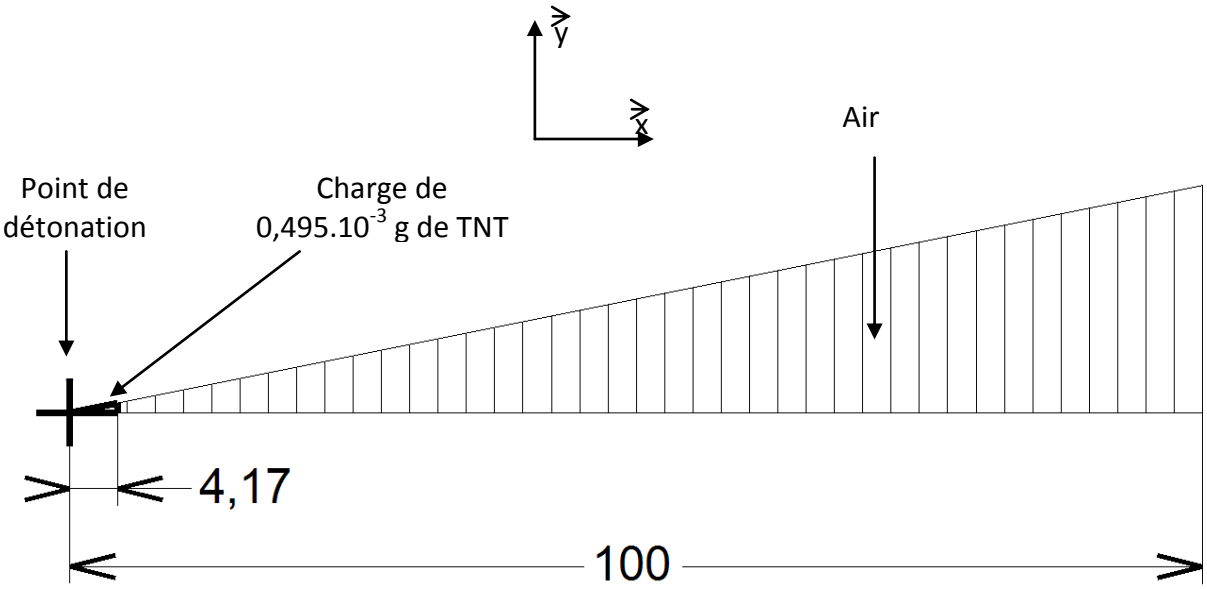


Figure 3.1: Modèle 1D pour les calculs numériques, symétrie sphérique, distances en millimètres (schéma à l'échelle).

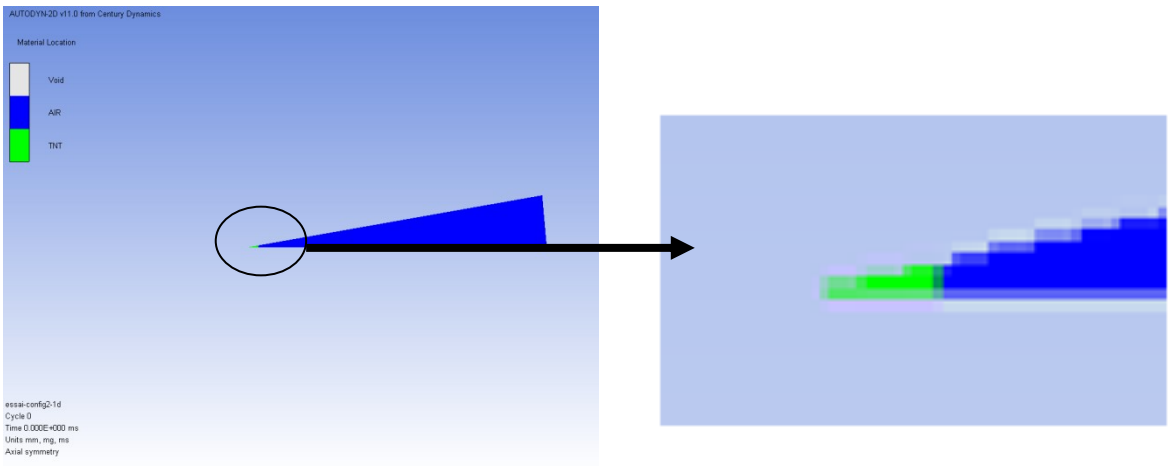


Figure 3.2 : Modèle 1D sous AUTODYN.

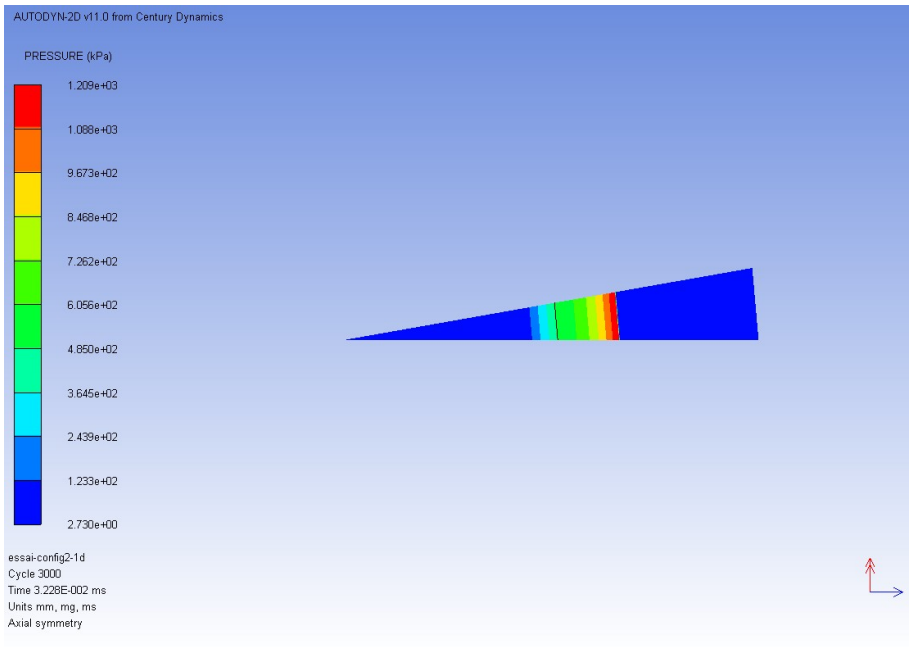


Figure 3.3 : Image d'un calcul en cours sous AUTODYN, modèle 1D, t = 32,3 µs.

Sur la figure 3.3, il est possible d'observer le front de l'onde de choc (partie en rouge à droite) suivi de la zone de détente des gaz choqués puis le retour à la pression atmosphérique initiale (P_i = 101332 Pa sous AUTODYN).

La première étape a donc été de modéliser une forme 1D cunéiforme pour l'analyse de la détonation de la charge ainsi que les premiers instants de l'expansion sphérique, c'est-à-dire juste avant que l'onde de choc incidente n'atteigne un obstacle.

Pour la deuxième étape du calcul numérique, c'est-à-dire pour la création du modèle 3D, un domaine de dimensions finies (selon les configurations) est créé et est entièrement composée d'air (matériau chargé sous AUTODYN à partir de la librairie du logiciel). Le nombre de mailles composant le domaine dépend également de la configuration étudiée (ce paramètre sera précisé dans les prochains paragraphes). Le solveur utilisé sous AUTODYN lors de la création de la géométrie est « Euler, Ideal gas ».

Après avoir créé le domaine de calcul, la solution obtenue à la suite de la première étape en 1D est ensuite imposée à une région particulière de ce domaine 3D. La position de la charge dépend ici aussi de la configuration étudiée.

3.3 – Calculs numériques 3D pour les configurations étudiées.

Dans ce paragraphe, les dimensions des domaines 3D et le nombre total de mailles pour chaque configuration étudiée à petite échelle dans ce mémoire sont présentées. Les créations des obstacles et des structures en termes de matériau et de positions sont également présentés.

3.3.1 – Atelier pyrotechnique

Pour la première configuration, les dimensions du domaine créé en 3D sont les mêmes que les dimensions intérieures de l'atelier pyrotechnique, à savoir 750 mm suivant $\vec{x}$, 500 mm suivant $\vec{y}$ et 250 mm suivant $\vec{z}$. La largeur des mailles est fixée à 2 mm dans les trois directions, ce qui représente un nombre total de 11 718 750 mailles pour environ 15 jours de calculs avec un processeur Intel® Core™2 Quad CPU, 2,83 GHz et 8Go de RAM. Les capteurs sont surélevés de 0,5 mm par rapport au sol afin d'éviter qu'ils se retrouvent sur un nœud, ce qui pourrait engendrer des erreurs sur les résultats. La configuration 1 ainsi que la position des charges explosives, de l'obstacle et des capteurs de pression sont présentés sur la figure 3.4.

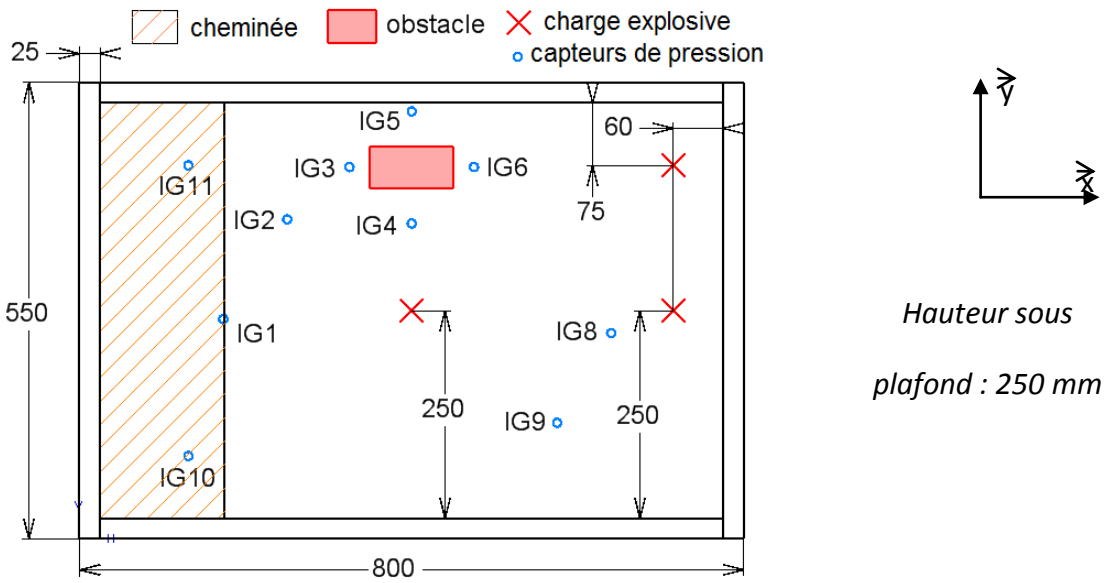


Figure 3.4 : Configuration 1 avec positions des capteurs de pression, de l'obstacle et des charges explosives.

Il sera vu dans le chapitre suivant que l'équivalent TNT varie en fonction de la distance. La première étape sera donc de déterminer la masse de TNT à considérer pour les simulations. Excepté pour les capteurs les plus éloignés situés à 0,321 m (IG10 et IG11 à Z = 3,57 m.kg$^{-1/3}$), tous les autres capteurs sont situés à des distances radiales réduites comprises entre 2,07 et 2,53 m.kg$^{-1/3}$. Pour cette gamme de distances radiales réduites, il sera par la suite grâce au polynôme $ln\left(\frac{M_{TNT}}{M_g}\right) = f\left(ln(Z_g)\right)$ qu'un équivalent TNT massique moyen **en termes de surpressions incidentes** de 0,68 donnait des écarts inférieurs à 5% entre les surpressions incidentes obtenues expérimentalement et celles obtenues avec le logiciel AUTODYN. Cet équivalent TNT est donc retenu pour mener les simulations numériques et représente une masse de TNT à simuler de 0,495 g soit un rayon de charge de TNT de 4,17 mm. Il est important de rappeler que la maquette est la représentation à l'échelle 1/20ème d'un atelier pyrotechnique. La charge de 0,495 g de TNT simulée pour

l'échelle réduite correspond donc à la détonation d'une charge de 3,96 kg de TNT à échelle réelle.

L'obstacle situé au sein de l'atelier pyrotechnique est créé avec le matériau « Steel-4340 » (Johnson et Cook, 1985) de densité 7,83 $g.cm^{-3}$ et présentant un module de compressibilité de $1{,}59.10^{8}$ kPa. Aucune condition limite n'est imposée aux parois de l'atelier, celles-ci se comportant donc comme des parois rigides sans aucune déformation.

3.3.2 – Entrepôt de bouteilles de gaz

Pour la deuxième configuration, le domaine de calculs 3D est beaucoup plus grand que le domaine de calculs utilisé pour la configuration 1 (atelier pyrotechnique). En effet, du fait de la présence de capteurs de pression situés à l'extérieur de la structure, le domaine de calcul doit être élargi afin de prendre en compte ces capteurs. De plus, dans le but de réduire le temps de calcul et d'éviter certains problèmes liés à la physique du problème (évoqués plus loin), un maillage évolutif a été créé. En effet, jusqu'à une distance de 30 cm après les parois de la structure, une taille de maille de 5 mm a été adoptée, puis la taille des mailles augmente progressivement jusqu'aux limites du domaine. Les figures 3.5 et 3.6 illustrent cette évolution de la taille des mailles. La taille du domaine est de 3400 mm suivant l'axe $\vec{x}$, 3150 mm suivant l'axe $\vec{y}$ et 1500 mm suivant l'axe $\vec{z}$. Le nombre total de mailles s'élève à 11 550 000 pour un temps de calcul d'environ 10 jours. La description de cette configuration sera présentée en détail dans un chapitre ultérieur.

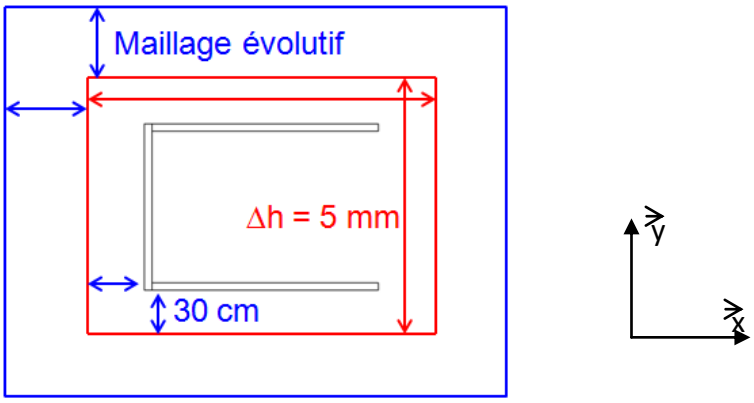


Figure 3.5: Schéma des tailles de mailles utilisées pour les calculs numériques, vue de dessus.

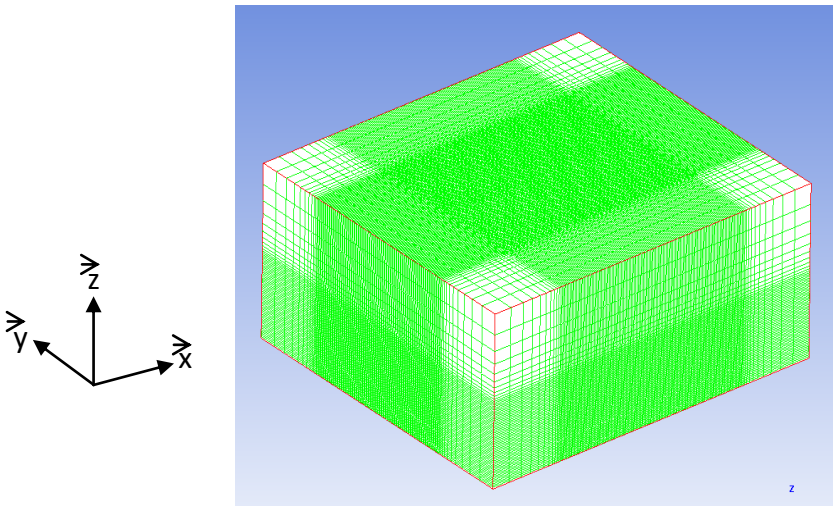


Figure 3.6 : Représentation 3D du maillage évolutif utilisé pour les calculs numériques.

Pour cette configuration, la principale difficulté se trouve au niveau des capteurs de pressions situés à l'extérieur de la structure. En effet, dans un premier temps le domaine de calculs s'arrêtait au niveau des capteurs les plus éloignés, cependant lors des premiers calculs numériques il s'est avéré que les capteurs situés à l'extérieur de la structure souffraient de dérives liées aux conditions limites « OutFlow » imposées aux limites du domaine. Cette condition agit comme une vanne ouverte qui « vide » la pression du domaine de façon infinie, la pression descendant donc en dessous de la pression atmosphérique standard imposée sous AUTODYN (101332 Pa). Ainsi, pour les capteurs situés

à l'extérieur de la structure et au bout d'un certain temps d'enregistrement la pression chute de façon significative induisant des erreurs de mesures. Pour cette raison la solution d'un domaine plus large et d'un maillage évolutif a été retenue.

Pour les simulations numériques de cette configuration, un équivalent TNT massique moyen $<Eq_{m,TNT}>$ de 0,79 $m.kg^{-1/3}$ a été retenu (contrairement à 0,68 pour la configuration précédente). En accord avec les résultats présentés dans le chapitre suivant sur l'équivalent TNT, cet équivalent TNT massique moyen de 0,79 correspond à des écarts de maximum 5 % sur les surpressions incidentes entre l'expérimental et le numérique pour une plage de distances radiales réduites comprises entre 3,11 et 7,52 $m.kg^{-1/3}$. Cet équivalent TNT massique moyen a été choisi car il correspond à la plage de distances radiales réduites dans laquelle se trouve le plus de capteurs. La masse de TNT correspondante à simuler est de 575 mg, soit une sphère de TNT de 4,38 mm de rayon.

Les parois délimitant la structure sont créées avec le matériau « Concrete-L », soit du bêton, d'une densité de 2,44 $g.cm^{-3}$ (C.M. Wentzel et al., 1998) et les obstacles représentant les portes bouteilles (voir chapitre consacré à la configuration mettant en jeu un entrepôt de stockage de bouteilles de gaz) sont créés avec le matériau « Steel-4340 » (Johnson et Cook, 1985) de densité 7,83 $g.cm^{-3}$ et présentant un module de compressibilité de $1,59.10^8$ kPa.

3.4 – Conclusion et comparaison avec des modèles existants pour la détonation de charges solide de TNT.

Il a été vu dans la partie bibliographie du présent mémoire qu'il existe dans la littérature différents polynômes décrivant l'évolution de la surpression incidente ΔP (bar) en fonction de la distance radiale réduite Z ($m.kg^{-1/3}$). La

figure 3.7 montre les résultats obtenus avec AUTODYN pour une charge sphérique de TNT comparés aux polynômes de Baker (1983) et de Kingery-Bulmash (1984). La courbe d'AUTODYN présentée sur cette figure est issue des résultats obtenus à la suite des calculs 1D et à partir desquels un polynôme a été établi (équation 3.1)

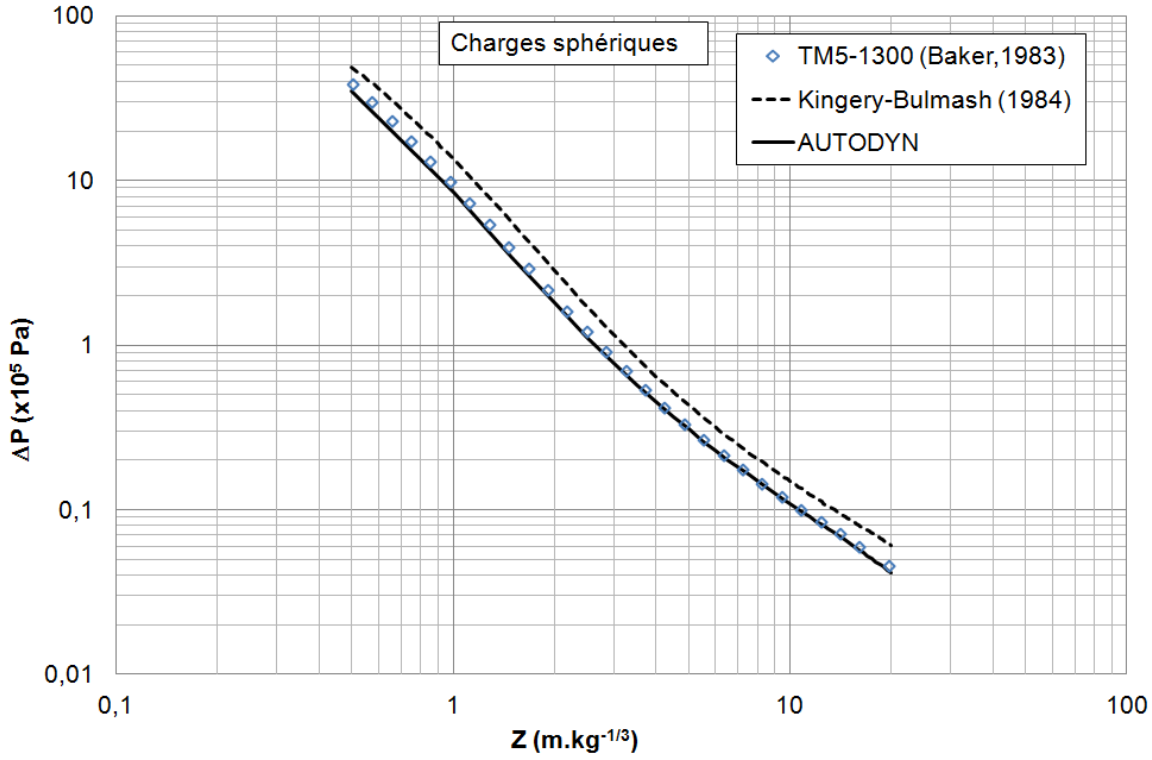


Figure 3.7 : Surpressions incidentes ΔP en fonction de la distance radiale réduite Z (m.kg$^{-1/3}$) obtenue avec AUTODYN comparées à celles obtenues par d'autres auteurs pour des charges solides de TNT.

$$\ln(\Delta P^{+}) = 2,141 - 2,238\,(\ln Z) - 0,132\,(\ln Z)^2 + 0,213\,(\ln Z)^3 - 0,039\,(\ln Z)^4 \qquad (3.1)$$

$$0,5 < Z\ (m.kg^{-1/3}) < 18,5$$

Il est clairement visible sur la figure 3.7 que la simulation d'une charge sphérique de TNT sous AUTODYN donne des résultats très proches de ceux présents dans le TM5-1300 et qui sont en fait issus d'une loi établie par Baker

(1983). Les résultats de Kingery-Bulmash (1984) sont en moyenne 40 % plus élevés que ceux d'AUTODYN ou du TM5-1300.

Dans ce chapitre, le logiciel AUTODYN a été succinctement présenté à travers les principaux solveurs et équations régissant le comportement des matériaux et des fluides.

Il a été vu que le déroulement des calculs se fait en deux étapes distinctes. La première étape est un calcul 1D permettant de faire détoner la charge explosive de TNT et de prendre en compte l'expansion des produits de détonation à travers l'équation d'état JWL. Cette étape permet aussi, à travers un maillage fin, de bien prendre en compte les premiers instants de propagation de l'onde de choc incidente résultant de la détonation de la charge explosive. Pour la deuxième étape, le domaine de calcul 3D est créé puis la solution obtenue à la suite de la première étape en 1D est ensuite imposée à une région particulière de ce domaine 3D. Les différents matériaux utilisés pour les simulations numériques sont l'air, le TNT, l'acier et le béton.

Les deux configurations expérimentales étudiées plus loin dans ce mémoire seront simulées afin de pouvoir comparer les résultats expérimentaux et numériques. Les domaines de calcul étant différents, la taille des mailles n'est pas la même d'une configuration à l'autre, la configuration mettant en jeu l'entrepôt de stockage de bouteilles de gaz présentant en plus un maillage évolutif.

Une loi décrivant l'évolution de la surpression incidente ΔP en fonction de la distance radiale réduite Z ($m.kg^{-1/3}$) a été établie pour la simulation de la

détonation d'une charge de TNT sous AUTODYN. Ce polynôme donne des résultats très proches de ceux présentés dans le TM5-1300 et sera utilisé dans le chapitre suivant.

4. Chapitre 4 – Détermination de l'équivalent TNT

En vue de réaliser des simulations numériques, une première étude est réalisée afin de déterminer l'équivalent TNT pour une charge gazeuse de propane-oxygène en proportion stœchiométrique. En effet, il est important de bien définir la notion d'équivalent TNT et de bien utiliser cet outil car il a été démontré depuis plusieurs années que cet équivalent n'était pas constant pour une substance explosive donnée (Dewey, 2001). Cette étude préalable est d'autant plus importante que la charge explosive simulée sous AUTODYN est constituée de TNT.

Dans un premier temps, l'équivalent TNT est déterminé en se basant sur les données TNT trouvées dans le TM5-1300 (1990). Cependant, lors des premières simulations numériques effectuées en 1D sous AUTODYN les résultats numériques, en termes de surpressions incidentes obtenues en champ libre, ont donné des valeurs inférieures aux valeurs obtenues expérimentalement. Afin de palier ce problème, il est donc décidé d'effectuer des simulations en 1D avec une charge sphérique de TNT de 1 g et de relever les surpressions incidentes obtenues pour des distances radiales réduites Z ($m.kg^{-1/3}$) comprises entre 0,5 et 18,5 (les points expérimentaux étant compris entre 0,8 et 15 $m.kg^{-1/3}$). Cette simulation 1D a donc été effectuée pour une charge sphérique de TNT de 1g ce qui représente un rayon de 5,79 cm (ρ_{TNT} = 1,23 $kg.m^{-3}$). La taille du domaine est de 200 mm et

le nombre total de mailles est de 20000 mailles, soit une largeur de maille de 0,1 mm. Des simulations mettant en jeu une charge sphérique de TNT de 1 kg pour une largeur de maille de 0,5 mm avaient été réalisées précédemment (Sochet, 2010) et les résultats ainsi obtenus sont en accord avec les résultats obtenus pour une masse de 1g (figure 1), ce qui montre la validité de la loi de Hopkinson sur AUTODYN.

En ce basant sur ces nouveaux résultats, un nouvel équivalent TNT est déterminé et des nouvelles simulations numériques sont donc réalisées. Les résultats numériques obtenus avec ce nouvel équivalent concordent parfaitement avec les valeurs expérimentales.

4.1 – En termes de surpressions incidentes

Afin de déterminer l'équivalent TNT il faut dans un premier temps établir les polynômes décrivant l'évolution de la surpression incidente ΔP^+ (bar) en fonction de la distance radiale réduite Z ($m.kg^{-1/3}$) pour le TNT grâce aux données issues du TM5-1300 et d'AUTODYN ainsi que pour le mélange stœchiométrique gazeux propane-oxygène obtenu grâce aux expériences. Ces polynômes sont présentés dans le tableau 4.1.

$$ln(\Delta P) = a + b\ ln(Z) + c\ ln(Z)^2 + d\ ln(Z)^3 + e\ ln(Z)^4 \quad (bar)$$

	a	b	c	d	e
TM5-1300 (TNT) 0,5 < Z ($m.kg^{-1/3}$) < 39,7	2,232	-2,249	-0,138	0,193	-0,032
AUTODYN (TNT) 0,5 < Z ($m.kg^{-1/3}$) < 18,5	2,141	-2,238	-0,132	0,213	-0,039
Nos expériences (C_3H_8+5O_2) 0,84 < Z ($m.kg^{-1/3}$) < 14	1,486	-1,782	-0,104	0,115	-0,017

Tableau 4-1 : Coefficients des polynômes ln (ΔP) = f (ln (Z)) obtenus en champ libre pour le TNT et pour un mélange stœchiométrique propane-oxygène. Charges sphériques.

Le polynôme du TM5-1300 est issu directement des courbes de l'ouvrage (1990). La figure 4.1 présente les surpressions incidentes ΔP^+ en fonction de la distance radiale réduite Z ($m.kg^{-1/3}$) obtenues en champ libre pour la détonation d'une charge sphérique de TNT (TM5-1300 et AUTODYN) et pour la détonation d'une charge gazeuse sphérique de propane-oxygène à la stœchiométrie (Trélat (2006) et nos expériences). Les surpressions incidentes obtenues avec AUTODYN sont légèrement plus faibles que celles présentées dans le TM5-1300, notamment pour des distances radiales réduites faibles. Afin de comparer les polynômes obtenus, les écarts sont calculés entre les résultats pour différentes valeurs de distances radiales réduites Z. Les résultats sont regroupés dans le tableau 4.2 et les écarts sont calculés comme suit :

$$Ecart\ exp - TM5{,}1300 = \frac{\Delta P_{TM5-1300} - \Delta P_{exp}}{\Delta P_{TM5-1300}} \times 100 \quad (4.1)$$

$$Ecart\ exp - AUTODYN = \frac{\Delta P_{AUTODYN} - \Delta P_{exp}}{\Delta P_{AUTODYN}} \times 100 \quad (4.2)$$

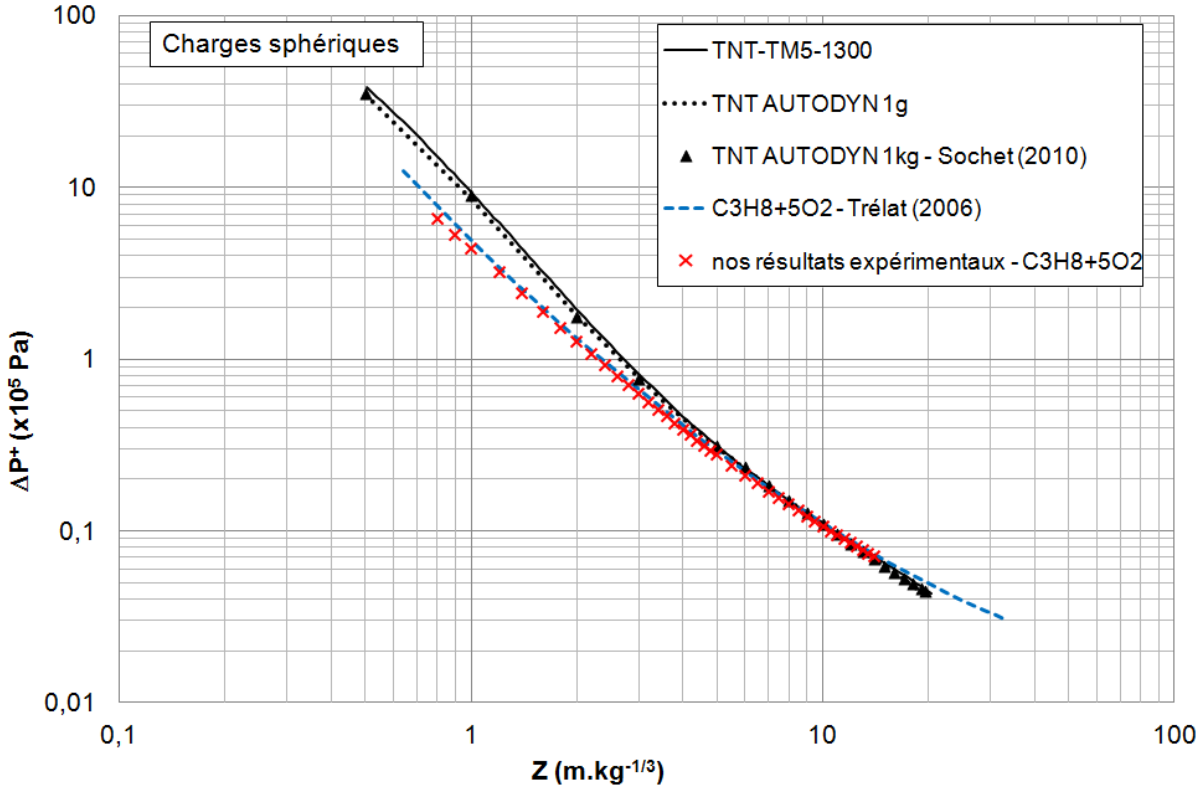


Figure 4.1 : Surpression incidente (ΔP^+) en fonction de la distance radiale réduite (Z) pour le TNT et pour un mélange stœchiométrique propane-oxygène.

Z ($m.kg^{-1/3}$)	ΔP (bar)			Ecarts (%)		
	TM5-1300 TNT	AUTODYN TNT	Expérience $C_3H_8+5O_2$	Exp-TM5-1300	Exp-AUTODYN	AUTODYN-TM5-1300
0,5	38,587	34,775				-9,88
0,8	15,253	13,893	6,535	-57,16	-52,96	-8,92
2	1,942	1,801	1,265	-34,85	-29,74	-7,27
3	0,822	0,778	0,625	-23,93	-19,6	-5,38
4	0,470	0,453	0,39	-16,94	-13,83	-3,61
6	0,232	0,23	0,211	-8,99	-8,15	-0,91
8	0,149	0,15	0,142	-4,76	-5,4	0,68
10	0,108	0,11	0,106	-2,08	-3,39	1,36
12	0,085	0,086	0,085	-0,05	-1,38	1,35
14	0,069	0,07	0,071	1,73	0,94	0,79

Tableau 4-2 : Ecarts sur les surpressions incidentes obtenues avec les polynômes du TM5-1300 (TNT), d'AUTODYN (TNT) et d'un mélange gazeux ($C_3H_8+5O_2$). Charges sphériques.

Les colonnes « Exp-TM5-1300 » et « Exp-AUTODYN » présentent les écarts obtenus en comparant les résultats expérimentaux aux valeurs obtenues avec le TM5-1300 et

AUTODYN respectivement. La dernière colonne « AUTODYN-TM5-1300 » présente les écarts obtenus en comparant les résultats d'AUTODYN avec ceux du TM5-1300.

Premièrement, les résultats obtenus dans la dernière colonne du tableau 4.2 montrent que les surpressions incidentes obtenues par le polynôme TNT du TM5-1300 sont 5% supérieures aux surpressions incidentes obtenues avec le polynôme d'AUTODYN, pour des distances radiales réduites inférieures à 3 $m.kg^{-1/3}$. L'écart entre les surpressions incidentes continue d'augmenter jusqu'à atteindre une valeur de presque 10% en champ très proche (Z = 0,5 $m.kg^{-1/3}$). De plus, les valeurs obtenues pour le gaz sont 5% plus faibles aux valeurs obtenues pour le TNT (TM5-1300 et AUTODYN) pour des distances radiales réduites supérieures à 8 $m.kg^{-1/3}$. Pour des distances radiales réduites inférieures à 8 $m.kg^{-1/3}$, l'écart augmente de façon significative. En effet, dans ce cas l'écart entre les surpressions incidentes obtenues avec le mélange gazeux et celles obtenues avec le TNT est supérieur à 50%. Il est à noter que les surpressions incidentes issues de la détonation d'une charge gazeuse de propane-oxygène seront plus élevées que celles issues de la détonation d'une charge de TNT pour des distances radiales réduites supérieures à 13 $m.kg^{-1/3}$.

Il est important de noter l'on travaille en symétrie sphérique. La masse volumique du mélange stœchiométrique gazeux est calculée de la manière suivante :

$$\rho = \left(\frac{M_{C_3H_8} + 5M_{O_2}}{6}\right) \times \frac{T_0}{V_{mol} \times T_1} = \left(\frac{0{,}0441 + 5 \times 0{,}032}{6}\right) \times \frac{273}{0{,}0224 \times 298} = 1{,}39\ kg.m^{-3} \quad (4.3)$$

où V_{mol} ($m^3.mol^{-1}$) désigne le volume molaire, T_0 la température initiale (K), T_1 la température (K) dans les conditions d'utilisation, M_{C3H8} et M_{O2} les masses molaires ($kg.mol^{-1}$) du propane et du dioxygène respectivement.

À une charge gazeuse stœchiométrique de 0,05 m de rayon correspond un volume sphérique de 5,24x10^{-4} m^3 et par conséquent une masse de gaz de 7,28x10^{-4} kg.

À l'aide des polynômes énoncés dans le tableau 4.1 il est donc possible de déterminer un équivalent TNT basé sur le TM5-1300 et sur les simulations sous AUTODYN. Par définition l'équivalent TNT est exprimé de la façon suivante :

$$Eq_{M,TNT} = \left(\frac{Z_G}{Z_{TNT}}\right)^3 = \frac{M_{TNT}}{M_G} \tag{4.4}$$

$$Soit \quad M_{TNT} = \frac{4}{3}\pi R_{0_G}^3 \rho_0 \times Eq_{M,TNT} \tag{4.5}$$

Il est à noter que l'équivalent TNT présenté dans cette étude est un équivalent massique ($Eq_{M,TNT}$) et est donc déterminé à partir des masses de gaz et de TNT utilisées. Les indices G et TNT représentent respectivement le gaz et le TNT. Dans un premier temps, les distances radiales réduites Z_{TNT} et Z_G utilisées dans l'équation (4.4) sont issues des polynômes présentés dans le tableau 4.3 pour une plage de surpressions incidentes allant de 0,07 bar à 6 bar pour le cas présent. Ainsi, pour une plage de distances radiales réduites Z correspondant à ces surpressions incidentes, il est possible de déterminer un équivalent TNT. Les résultats sont présentés sur la figure 4.2.

$$ln(Z) = a + b\ ln(\Delta P) + c\ ln(\Delta P)^2 + d\ ln(\Delta P)^3 + e\ ln(\Delta P)^4$$

$$(0{,}07 < \Delta P(bar) < 6)$$

	a	b	c	d	e
TM5-1300 (TNT)	0,988	-0,493	0,043	-0,005	0,001
AUTODYN (TNT)	0,962	-0,498	0,043	-0,005	-0,001
Nos expériences (C_3H_8+5O_2)	0,827	-0,568	0,021	-0,008	

Tableau 4-3 : Coefficients des polynômes ln (Z) = f (ln (ΔP)) obtenus en champ libre pour des charges sphériques de TNT et d'un mélange stœchiométrique propane-oxygène.

Les polynômes décrivant l'évolution de l'équivalent TNT massique en fonction de la distance radiale réduite pour le gaz (Z_G) sont présentés dans le tableau 4.4.

$$ln\left(\frac{M_{TNT}}{M_G}\right) = a + b\ ln(Z_G) + c\ ln(Z_G)^2 + d\ ln(Z_G)^3 + e\ ln(Z_G)^4$$

$$(0{,}84\ < Z_G\left(m.kg^{-\frac{1}{3}}\right) < 14)$$

	a	b	c	d	e
TM5-1300 (TNT)	-0,975	0,791	-0,248	-0,008	0,0162
AUTODYN (TNT)	-0,876	0,762	-0,248	-0,006	0,016

Tableau 4-4 : Coefficients des polynômes représentant l'équivalent TNT ($Eq_{M,TNT}$) déterminé selon les surpressions incidentes en fonction de la distance radiale réduite du gaz (Z_G). Charges sphériques.

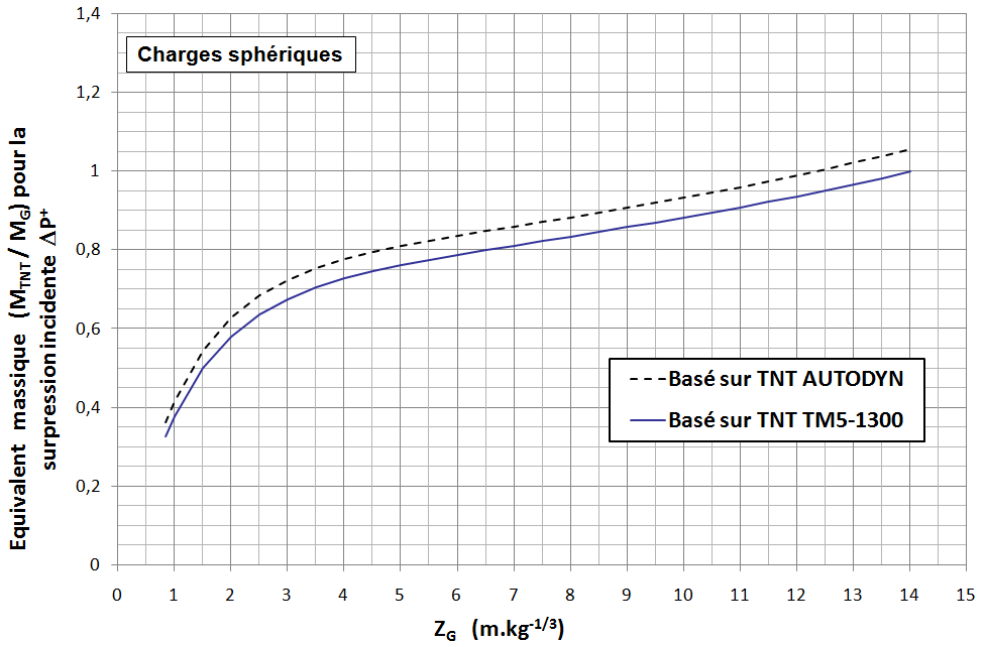


Figure 4.2 : Equivalent TNT massique $Eq_{M,TNT}$ en fonction de la distance radiale réduite Z_G obtenue pour un mélange propane-oxygène, déterminé selon les surpressions incidentes. Charges sphériques.

L'équivalent TNT obtenu en se basant sur le TM5-1300 est 10% plus faible pour une distance radiale réduite Z_G = 0,8 $m.kg^{-1/3}$ et plus faible de 5,4% pour Z_G = 14 $m.kg^{-1/3}$ par rapport à l'équivalent TNT basé sur AUTODYN. Ces écarts peuvent être expliqués par le fait

que les résultats présentés dans le TM5-1300 sont un cumul d'essais expérimentaux et ceux obtenus avec AUTODYN proviennent de la résolution d'une équation d'état

Distances radiales réduites Z_G ($m.kg^{-1/3}$)	Erreur sur ΔP (%) par rapport aux valeurs expérimentales	
	TM5-1300	AUTODYN
1,17	-4,69	-0,27
2,07	-6,31	-0,87
2,09	-6,32	-0,95
2,46	-6	-0,57
2,53	-6,077	-0,56
3,57	-5,142	0,34

Tableau 4-5 : Erreurs obtenues sur les surpressions incidentes pour des équivalents TNT massiques basés sur le TM5-1300 et sur AUTODYN.

Le tableau 4.5 présente les écarts sur les surpressions incidentes obtenues à partir des simulations numériques effectuées sur AUTODYN et comparées aux valeurs des surpressions incidentes obtenues expérimentalement (les distances radiales réduites présentes dans le tableau 4.5 aux distances des capteurs de la configuration atelier pyrotechnique, charge centrée, champ libre (voir le chapitre 6 consacré à cette configuration)). Pour ce faire, les simulations numériques ont été effectuées en deux étapes ; une première en prenant en compte l'équivalent TNT massique basé sur le TM5-1300 et une deuxième en prenant en compte l'équivalent TNT massique basé sur AUTODYN. Pour chaque simulation, des capteurs sont placés aux distances radiales réduites correspondant aux capteurs présentés dans le tableau 5.

Les résultats obtenus en prenant en compte l'équivalent TNT massique basé sur le TM5-1300 présentent des écarts supérieurs à ceux obtenus avec l'équivalent TNT massique basé sur AUTODYN. De plus, il a été vu précédemment que l'équivalent TNT obtenu en se basant sur le TM5-1300 est plus faible que celui obtenu en se basant sur AUTODYN, ce qui implique des masses de TNT à simuler plus faibles pour le premier cas et donc des

surpressions incidentes plus faibles. Cela explique les écarts négatifs concernant les simulations en prenant en compte l'équivalent TNT basé sur le TM5-1300.

Cette première étude a pour but de montrer qu'il est nécessaire de redéfinir l'équivalent TNT en tenant compte du polynôme basé sur AUTODYN afin de minimiser les erreurs faites lors du passage de l'expérimental au numérique.

4.2 – En termes d'impulsions positives

De même que pour les surpressions incidentes, il est possible d'obtenir les polynômes décrivant l'évolution des impulsions positives réduites $I^+/M^{1/3}$ ($Pa.s.kg^{-1/3}$) en fonction de la distance radiale réduite Z ($m.kg^{-1/3}$) pour la détonation de charges gazeuses sphériques en champ libre. Le tableau 4.6 référence les polynômes obtenus. Il est important de noter que le polynôme pour le TNT tiré du TM5-1300 est valable uniquement sur une plage de distances radiales réduites comprises entre 0,8 et 39,7 $m.kg^{-1/3}$, ce qui ne correspond qu'à une partie de la courbe représentative du TNT tiré du TM5-1300 visible sur la figure 4.3.

$$ln\left(\frac{I^+}{M^{1/3}}\right) = a + b\ ln(Z) + c\ ln(Z)^2 + d\ ln(Z)^3 + e\ ln(Z)^4 \quad \left(Pa.s.kg^{-1/3}\right)$$

	a	b	c	d	e
TM5-1300 (TNT) 0,8 < Z ($m.kg^{-1/3}$) < 39,7	5,143	-0,854	-0,04	0,011	-0,002
AUTODYN (TNT) 1 < Z ($m.kg^{-1/3}$) < 19	4,887	-0,913	0,187	-0,127	0,022
Nos expériences (C_3H_8+5O_2) 0,84 < Z ($m.kg^{-1/3}$) < 14	4,967	-1,102	0,389	-0,202	0,03

Tableau 4-6 : Coefficients des polynômes ln ($I^+/M^{1/3}$) = f (ln (Z)) obtenus en champ libre pour le TNT et pour un mélange stœchiométrique propane-oxygène. Charges sphériques.

La figure 4.3 présente les valeurs des impulsions positives réduites $I^+/M^{1/3}$ en fonction de la distance radiale réduite obtenues en champ libre pour la détonation d'une charge de TNT (TM5-1300 et AUTODYN) et pour la détonation d'une charge gazeuse stœchiométrique de propane-oxygène. Contrairement aux surpressions incidentes, les impulsions positives obtenues avec AUTODYN et le TM5-1300 sont très différentes. En effet, les valeurs d'AUTODYN sont inférieures à celles du TM5-1300 et sont très proches de celles obtenues expérimentalement avec une charge gazeuse de propane-oxygène.

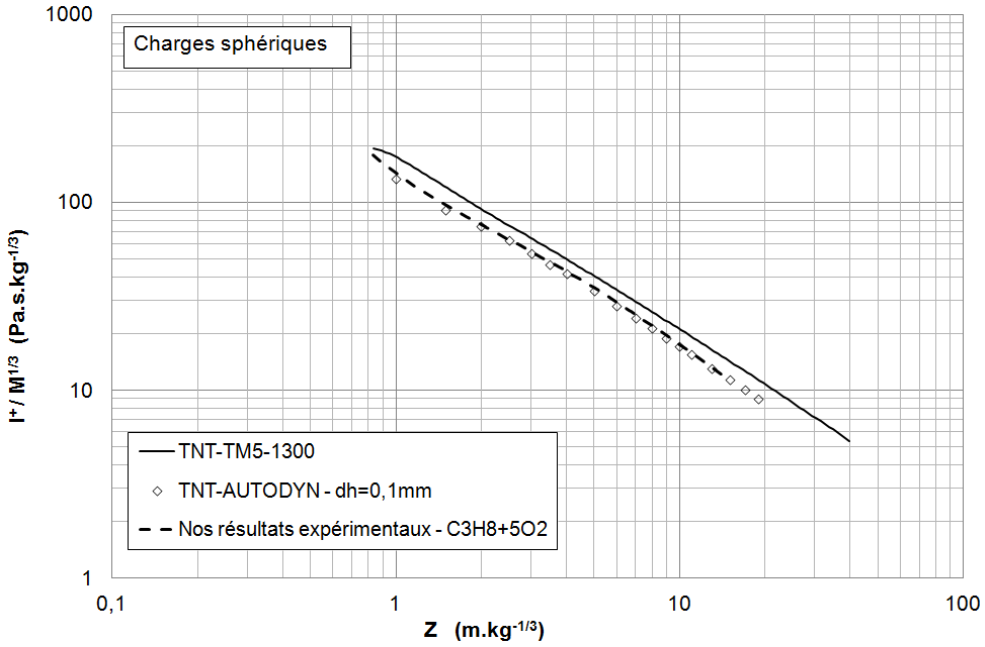


Figure 4.3 : Impulsions positives réduites ($I^+ / M^{1/3}$) en fonction de la distance radiale réduite (Z) pour le TNT et pour un mélange propane-oxygène à la stœchiométrie.

Z ($m.kg^{-1/3}$)	$I^+ / M^{1/3}$ ($Pa.s.kg^{-1/3}$)			Ecarts (%)		
	TM5-1300 TNT	AUTODYN TNT	Expérience $C_3H_8+5O_2$	Exp-TM5-1300	Exp-AUTODYN	AUTODYN-TM5-1300
1	171,229	132,555	143,595	-16,14	8,33	-22,59
2	93,227	74,202	75,922	-18,56	2,32	-20,41
4	49,609	41,413	42,928	-13,47	3,66	-16,52
6	34,025	28,437	29,624	-12,93	4,17	-16,42
8	25,938	21,466	22,245	-14,24	3,63	-17,24
10	20,959	17,188	17,624	-15,91	2,54	-18
12	17,574	13,341	14,513	-17,42	1,2	-18,4
14	15,117	12,339	12,31	-18,57	-0,24	-18,38

Tableau 4-7 : Ecarts sur les impulsions positives réduites obtenus avec les polynômes du TM5-1300, d'AUTODYN et d'un mélange gazeux ($C_3H_8+5O_2$).Charges sphériques.

D'un point de vue quantitatif, le tableau 4.7 met en évidence le faible écart entre les résultats numériques et expérimentaux. En effet, sur la plage de distances radiales réduites étudiée (1 < Z (m.kg$^{-1/3}$) < 14) les résultats expérimentaux sont plus élevés, de maximum 8,33%, par rapport aux résultats AUTODYN et cette valeur est atteinte en champ proche (Z = 1 m.kg$^{-1/3}$). Pour des distances radiales réduites comprises entre 2 et 14 m.kg$^{-1/3}$ l'écart entre les résultats expérimentaux et AUTODYN ne dépassent pas 4,17%. La comparaison entre les résultats AUTODYN et les valeurs données dans le TM5-1300 montre que l'écart maximal est de 22,59% et est atteint pour une distance radiale réduite de 1 m.kg$^{-1/3}$.

Les polynômes utilisés pour établir les équivalents TNT en termes d'impulsion positive sont présentés dans le tableau 4.8.

$$ln(Z) = a + b\ ln\left(\frac{I^+}{M^{1/3}}\right) + c\ ln\left(\frac{I^+}{M^{1/3}}\right)^2 + d\ ln\left(\frac{I^+}{M^{1/3}}\right)^3 + e\ ln\left(\frac{I^+}{M^{1/3}}\right)^4$$

$$\left(12 < \frac{I^+}{M^{1/3}}\ \left(Pa.s.kg^{-1/3}\right) < 190\right)$$

	a	b	c	d	e
TM5-1300 (TNT)	5,18	-0,821	-0,046	0,002	
AUTODYN (TNT)	9,042	-5,843	2,188	-0,423	0,029
Nos expériences (C_3H_8+5O_2)	9,817	-7,606	3,272	-0,679	0,05

Tableau 4-8 : Coefficients des polynômes ln (Z) = f (ln (I^+ / $M^{1/3}$)) obtenus en champ libre pour des charges sphériques de TNT et d'un mélange stœchiométrique propane-oxygène.

Dans la même démarche que pour les surpressions incidentes, les distances radiales réduites Z_{TNT} et Z_G sont déterminées selon les polynômes présentés dans le tableau 4.6 pour une plage d'impulsions positives réduites allant de 12 Pa.s.kg$^{-1/3}$ à 150 Pa.s.kg$^{-1/3}$. Ainsi, pour une plage de distances radiales réduites Z_G correspondant à ces impulsions positives, il est possible de déterminer un équivalent TNT. Les polynômes décrivant l'évolution de l'équivalent TNT massique en fonction de la distance radiale réduite pour le gaz (Z_G) sont

présentés dans le tableau 4.9 et les courbes représentatives de ces polynômes sont présentées figure 4.4.

Contrairement à la démarche s'appuyant sur les surpressions incidentes, l'approche par les impulsions positives présente un écart beaucoup plus important entre les résultats. En effet, les équivalents TNT massiques basés sur le TM5-1300 sont en moyenne 50% plus faibles que ceux basés sur AUTODYN.

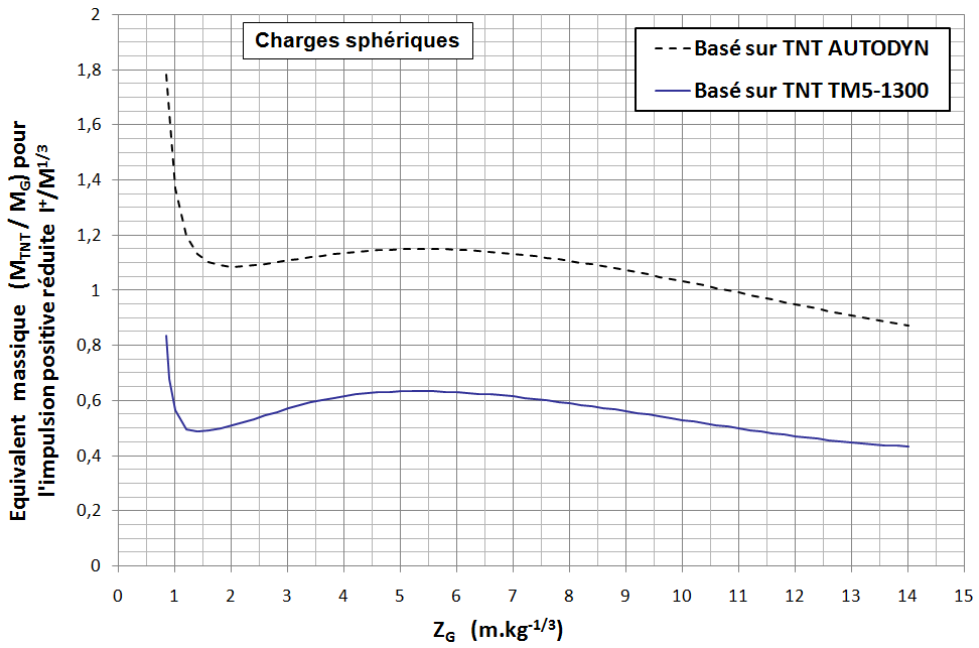


Figure 4.4 : Equivalent TNT massique $Eq_{M,TNT}$ en fonction de la distance radiale réduite Z_G obtenu pour un mélange propane-oxygène, déterminé selon les impulsions positives réduites.

$$ln\left(\frac{M_{TNT}}{M_G}\right) = a + b\ ln(Z_G) + c\ ln(Z_G)^2 + d\ ln(Z_G)^3 + e\ ln(Z_G)^4 + f\ ln(Z_G)^5 + g\ ln(Z_G)^6 + h\ ln(Z_G)^7 + i\ ln(Z_G)^8$$

$$(0{,}84 < Z_G\left(m.kg^{-\frac{1}{3}}\right) < 13{,}6)$$

	TM5-1300 (TNT)	AUTODYN (TNT)
a	-0,574	0,315
b	-1,244	-1,045
c	4,213	2,078
d	-7,818	-2,667
e	9,289	2,457
f	-6,6707	-1,515
g	2,776	0,572
h	-0,619	-0,121
i	0,057337	0,011

Tableau 4-9 : Coefficients des polynômes représentant l'équivalent TNT (M_{TNT} / M_G) déterminé selon les impulsions positives en fonction de la distance radiale réduite du gaz (Z_G). Charges sphériques.

4.3 – En termes de temps d'arrivée

Les polynômes décrivant l'évolution des temps d'arrivée $t_a/M^{1/3}$ ($x10^{-3}$ $s.kg^{-1/3}$) en fonction de la distance radiale réduite Z ($m.kg^{-1/3}$) sont présentés dans le tableau 4.10.

$$ln\left(\frac{t_a}{M^{1/3}}\right) = a + b\ ln(Z) + c\ ln(Z)^2 + d\ ln(Z)^3 + e\ ln(Z)^4 \quad \left(\times 10^{-3}\ s.kg^{-1/3}\right)$$

	a	b	c	d	e
TM5-1300 (TNT) 0,5 < Z ($m.kg^{-1/3}$) < 39,7	-0,629	1,879	0,051	-0,107	0,017
AUTODYN (TNT) 1 < Z ($m.kg^{-1/3}$) < 18,5	-0,644	1,925	0,059	-0,137	0,024
Nos expériences (C_3H_8+5O_2) 0,84 < Z ($m.kg^{-1/3}$) < 14	-0,277	1,818	-0,184	0,023	-0,003

Tableau 4-10 : Coefficients des polynômes ln ($t_a/M^{1/3}$) = f (ln (Z)) obtenus en champ libre pour le TNT et pour un mélange stœchiométrique propane-oxygène. Charges sphériques.

La figure 4.5 présente l'évolution des temps d'arrivée réduits ta / $M^{1/3}$ en fonction de la distance radiale réduite Z.

De même que pour les surpressions incidentes, il est possible d'observer sur la figure 5 que les temps d'arrivée obtenus par AUTODYN sont très proches de ceux obtenus dans le TM5-1300. En effet, selon le tableau 4.11, l'écart moyen entre ces résultats est de 1,94% et

l'écart maximal est de 4,85% et est atteint pour une distance radiale réduite de 14 $m.kg^{-1/3}$. Les temps d'arrivée obtenus expérimentalement sont supérieurs à ceux obtenus dans le TM5-1300 pour des distances radiales réduites faibles (42,25% d'écart à Z = 0,8 $m.kg^{-1/3}$). Pour des distances radiales réduites comprises entre 8 et 10 $m.kg^{-1/3}$, l'écart entre les temps d'arrivée expérimentaux et ceux obtenus dans le TM5-1300 sont de moins d'1%. La tendance entre les résultats expérimentaux et ceux obtenus par AUTODYN est la même que pour le TM5-1300 : les résultats expérimentaux sont plus importants en champ proche (écart de 45,78% à Z = 0,8 $m.kg^{-1/3}$) puis ils convergent vers les résultats d'AUTODYN pour des distances radiales réduites de plus en plus grandes (écart de 2,36% à Z = 14 $m.kg^{-1/3}$).

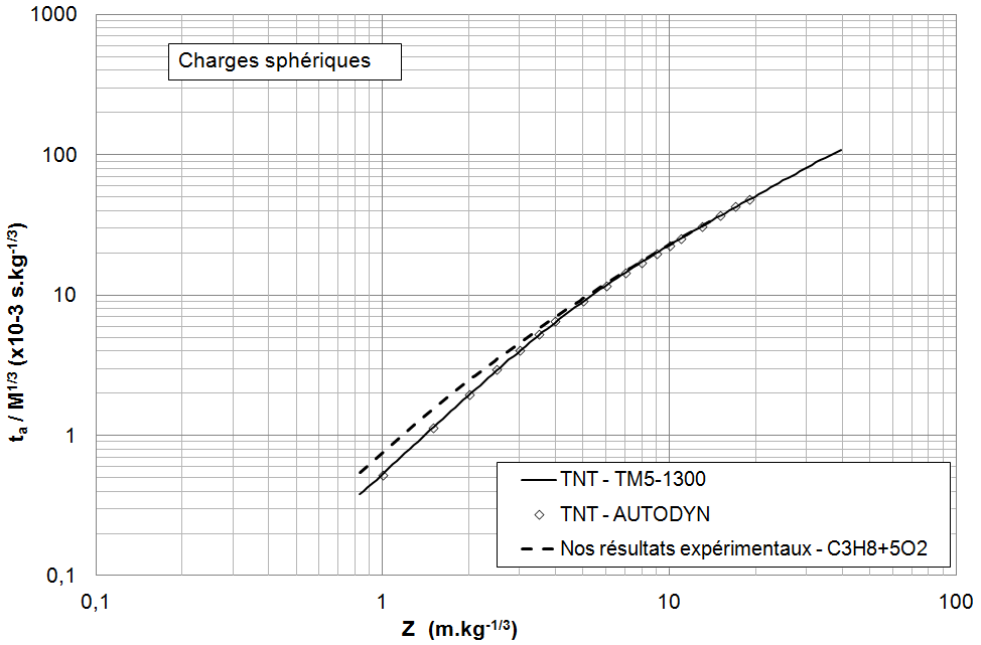


Figure 4.5 : Temps d'arrivée réduits (ta / $M^{1/3}$) en fonction de la distance radiale réduite (Z) pour le TNT et pour un mélange propane-oxygène à la stœchiométrie.

Z ($m.kg^{-1/3}$)	$I^+ / M^{1/3}$ ($s.kg^{-1/3}$)			Ecarts (%)		
	TM5-1300 TNT	AUTODYN TNT	Expérience C_3H_8+5O_2	Exp-TM5-1300	Exp-AUTODYN	AUTODYN-TM5-1300
0,8	0,352	0,343	0,501	42,25	45,78	-2,42
1	0,533	0,525	0,758	42,19	44,34	-1,49
2	1,947	1,971	2,464	26,55	25	1,24
4	6,37	6,434	6,958	9,23	8,14	1,01
6	11,718	11,633	12,074	3,04	3,79	-0,73
8	17,367	16,961	17,436	0,4	2,8	-2,33
10	23,094	22,274	22,874	-0,95	2,69	-3,55
12	28,831	27,57	28,302	-1,83	2,65	-4,37
14	34,568	32,89	33,668	-2,6	2,36	-4,85

Tableau 4-11 : Ecarts sur les temps d'arrivée réduits obtenus avec les polynômes du TM5-1300 (TNT), d'AUTODYN (TNT) et d'un mélange gazeux (C_3H_8+5O_2). Charges sphériques.

Pour déterminer l'équivalent TNT la démarche est la même que précédemment. Les distances radiales réduites Z_{TNT} et Z_G sont dans un premier temps déterminées selon les polynômes présentés dans le tableau 4.12 pour une plage de temps d'arrivée allant de 0,5x10^{-3} $s.kg^{-1/3}$ à 35x10^{-3} $s.kg^{-1/3}$. Dans un deuxième temps, le rapport des distances radiales réduites va donner un équivalent TNT massique qui va permettre d'établir un polynôme dictant l'évolution de l'équivalent TNT massique en fonction de la distance radiale réduite du gaz Z_G (tableau 4.13).

Les polynômes utilisés pour établir les équivalents TNT en termes de temps d'arrivée sont présentés dans le tableau 4.13 et leurs courbes représentatives sont présentées figure 6.

$$ln(Z) = a + b\ ln\left(\frac{t_a}{M^{\frac{1}{3}}}\right) + c\ ln\left(\frac{t_a}{M^{\frac{1}{3}}}\right)^2 + d\ ln\left(\frac{t_a}{M^{\frac{1}{3}}}\right)^3 + e\ ln\left(\frac{t_a}{M^{\frac{1}{3}}}\right)^4$$

$$(0{,}5 < \frac{t_a}{M^{1/3}}\left(\times 10^{-3}\ s.kg^{-1/3}\right) < 34)$$

	a	b	c	d	e
TM5-1300 (TNT)	0,336	0,528	0,004	0,009	
AUTODYN (TNT)	0,334	0,516	0,009	0,009	
Nos expériences (C_3H_8+5O_2)	0,154	0,568	0,035	-0,002	0,001

Tableau 4-12 : Coefficients des polynômes ln (Z) = f (ln (ta / $M^{1/3}$)) obtenus en champ libre pour des charges sphériques de TNT et d'un mélange propane-oxygène à la stœchiométrie.

$$ln\left(\frac{M_{TNT}}{M_G}\right) = a + b\ ln(Z_G) + c\ ln(Z_G)^2 + d\ ln(Z_G)^3 + e\ ln(Z_G)^4$$

$$(0{,}8\ < Z_G\left(m.kg^{-\frac{1}{3}}\right) < 14)$$

	a	b	c	d	e
TM5-1300 (TNT)	-0,568	0,117	0,315	-0,173	0,026
AUTODYN (TNT)	-0,574	0,198	0,258	-0,164	0,025

Tableau 4-13 : Coefficients des polynômes représentant l'équivalent TNT (M_{TNT} / M_G) déterminé selon les temps d'arrivée en fonction de la distance radiale réduite du gaz (Z_G). Charges sphériques.

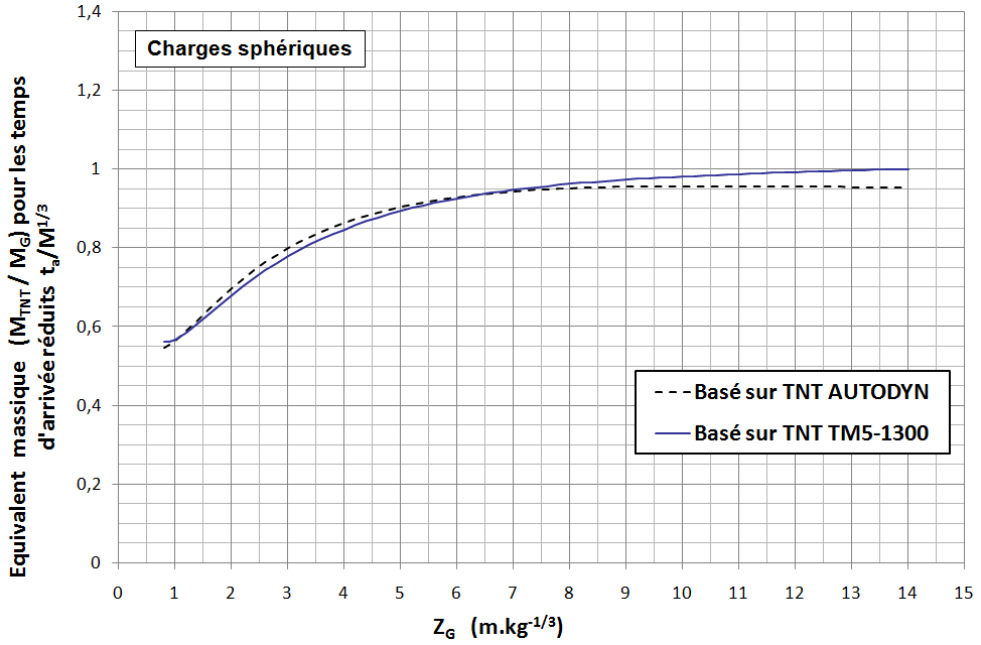


Figure 4.6 : Equivalent TNT massique $Eq_{M,TNT}$ en fonction de la distance radiale réduite Z_G obtenu pour un mélange propane-oxygène, déterminé selon les temps d'arrivées réduits.

Les équivalents TNT massiques basés sur les résultats TNT du TM5-1300 et d'AUTODYN sont très proches. En effet, l'écart maximal est de 5% et est atteint pour une distance radiale réduite de 14 $m.kg^{-1/3}$. Pour tout le reste de la plage de distance radiale

réduite Z_G étudiée (0,8 ≤ Z_G (m.kg$^{-1/3}$) < 14) l'écart est inférieur à 5%. Contrairement aux démarches précédentes (surpressions incidentes et impulsions positives) il existe deux équivalents communs entre les données TNT du TM5-1300 et celles d'AUTODYN. En effet, ces équivalents communs sont atteints pour des distances radiales réduites Z_G de 1,02 et 6,7 m.kg$^{-1/3}$ correspondant respectivement à des équivalents TNT massiques de 0,57 et 0,94.

De plus, les résultats obtenus en se basant sur les données TNT d'AUTODYN présentent une valeur constante de 0,95 pour l'équivalent TNT massique pour des distances radiales réduites Z_G comprises entre 7 et 14 m.kg$^{-1/3}$. Ce résultat est intéressant puisqu'il signifie que pour tous les capteurs de pression se trouvant dans cette plage de distances radiales réduites Z_G la même masse de TNT peut être simulée numériquement sous AUTODYN pour déterminer les temps d'arrivée des ondes de surpression incidentes correspondant aux temps d'arrivée obtenus expérimentalement.

4.4 – En termes de temps de phase positive

Le tableau 4.14 présente les polynômes décrivant l'évolution des temps de phase positive $T^+ / M^{1/3}$ (x10^{-3} s.kg$^{-1/3}$) en fonction de la distance radiale réduite Z (m.kg^{-13}).

$$ln\left(\frac{T^+}{M^{1/3}}\right) = a + b\ ln(Z) + c\ ln(Z)^2 + d\ ln(Z)^3 + e\ ln(Z)^4 + f\ ln(Z)^5 + g\ ln(Z)^6 \quad \left(\times 10^{-3}\ s.kg^{-\frac{1}{3}}\right)$$

	a	b	c	d	e	f	g
TM5-1300 (TNT) 1,7 < Z (m.kg$^{-1/3}$) < 39,7	0,568	-1,636	4,592	-3,961	1,643	-0,331	0,026
AUTODYN (TNT) 1 < Z (m.kg$^{-1/3}$) < 18,5	-0,283	0,399	1,196	-1,003	0,314	-0,035	
Nos expériences (C_3H_8+5O_2) 0,84 < Z (m.kg$^{-1/3}$) < 14	-0,061	0,61	1,246	-1,339	0,485	-0,059	

Tableau 4-14 : Coefficients des polynômes ln ($T^+ / M^{1/3}$) = f (ln (Z)) obtenus en champ libre pour le TNT et pour un mélange propane-oxygène à la stœchiométrie. Charges sphériques.

L'évolution des temps de phases positives réduits $T^+ / M^{1/3}$ ($s.kg^{-1/3}$) en fonction de la distance radiale réduite Z sont présentés en figure 4.7.

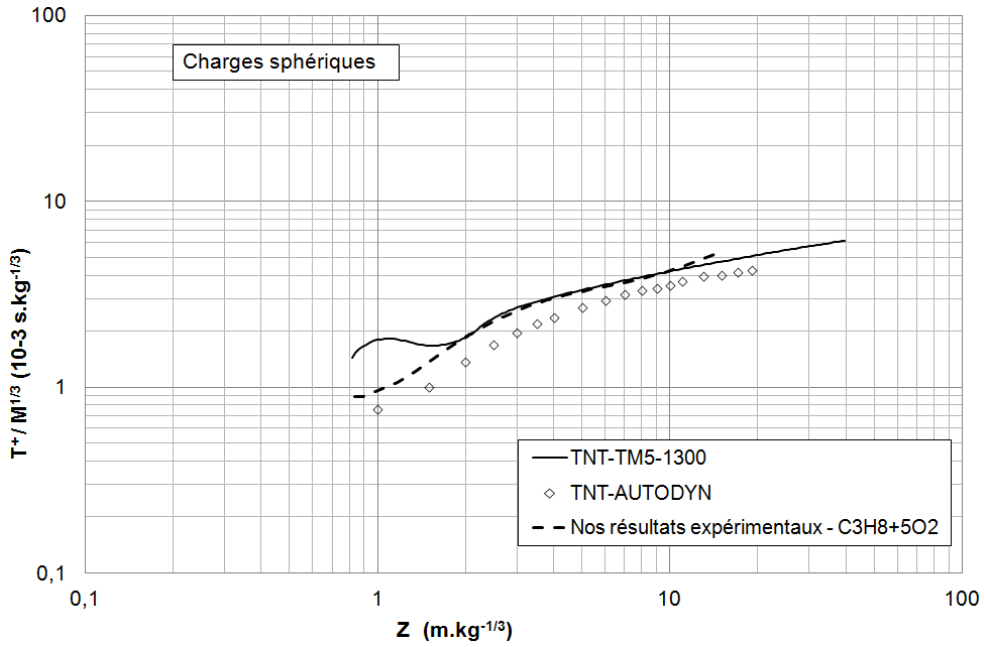


Figure 4.7 : Temps de phase positive réduit ($T^+ / M^{1/3}$) en fonction de la distance radiale réduite (Z) pour le TNT et pour un mélange propane-oxygène à la stœchiométrie.

Z ($m.kg^{-1/3}$)	$T^+ / M^{1/3}$ ($Pa.s.kg^{-1/3}$)			Ecarts (%)		
	TM5-1300 TNT	AUTODYN TNT	Expérience $C_3H_8+5O_2$	Exp-TM5-1300	Exp-AUTODYN	AUTODYN-TM5-1300
1,6	1,608	1,082	1,468	-8,68	35,68	-32,7
2	1,916	1,351	1,853	-3,27	37,16	-29,48
4	3,096	2,404	3,007	-2,86	25,12	-22,36
6	5,581	2,98	3,452	-3,6	15,84	-16,78
8	3,892	3,353	3,78	-2,88	12,74	-13,86
10	4,165	3,645	4,128	-0,9	13,25	-12,49
11	4,294	3,774	4,314	0,46	14,3	-12,1
12	4,417	3,895	4,506	2	15,67	-11,81
14	4,647	4,117	4,897	5,39	18,97	-11,41

Tableau 4-15 : Ecarts sur les temps de phase positive réduits obtenus avec les polynômes du TM5-1300 (TNT), d'AUTODYN (TNT) et d'un mélange gazeux ($C_3H_8+5O_2$).

Les temps de phases positives obtenus expérimentalement avec un mélange propane-oxygène sont très proches de ceux obtenus dans le TM5-1300 pour du TNT. En

effet, pour des distances radiales réduites comprises entre 1,9 et 13,7 m.kg$^{-1/3}$ les valeurs obtenues expérimentalement présentent un écart inférieur à 5% par rapport aux valeurs obtenues dans le TM5-1300. Les résultats obtenus avec AUTODYN pour du TNT sont inférieurs aux valeurs obtenues dans le TM5-1300 sur toute la gamme de distances radiales réduites étudiées, notamment en champ proche (Z < 2 m.kg$^{-1/3}$) où l'écart est supérieur à 30%. L'écart diminue en champ lointain mais reste supérieur à 11% (écart de 11,41% pour Z = 14 m.kg$^{-1/3}$). Ces résultats vont dans le même sens que ceux obtenus pour les impulsions positives puisque les valeurs d'AUTODYN étaient plus faibles que celles du TM5-1300 avec des écarts allant de 16,42% à 22,59%. Les résultats expérimentaux et du TM5-1300 étant très proches, les écarts entre les valeurs d'AUTODYN et expérimentales sont donc du même ordre de grandeur. En effet, par rapport aux valeurs expérimentales les résultats d'AUTODYN sont plus faibles de 35,68% en champ proche (Z = 1,6 m.kg$^{-1/3}$) et de 12,74% pour des distances radiales réduites de 8 m.kg$^{-1/3}$, ces écarts étant les extrema.

Pour une plage de temps de phase positive donnée, les distances radiales réduites Z_{TNT} et Z_G sont déterminées selon les polynômes présentés dans le tableau 4.16 puis l'équivalent massique TNT est obtenu en faisant le rapport de ces distances réduites.

$$ln(Z) = a + b\ ln\left(\frac{T^+}{M^{\frac{1}{3}}}\right) + c\ ln\left(\frac{T^+}{M^{\frac{1}{3}}}\right)^2 + d\ ln\left(\frac{T^+}{M^{\frac{1}{3}}}\right)^3 + e\ ln\left(\frac{T^+}{M^{\frac{1}{3}}}\right)^4 + f ln\left(\frac{T^+}{M^{\frac{1}{3}}}\right)^5 + g\ ln\left(\frac{T^+}{M^{\frac{1}{3}}}\right)^6 + h\ ln\left(\frac{T^+}{M^{\frac{1}{3}}}\right)^7 + i ln\left(\frac{T^+}{M^{\frac{1}{3}}}\right)^8$$

$$(1{,}2 < \left(\frac{T^+}{M^{1/3}}\right)\left(\times 10^{-3}\ s.kg^{-\frac{1}{3}}\right) < 4{,}3)$$

	TM5-1300 (TNT)	AUTODYN (TNT)	Nos expériences (C_3H_8+5O_2)
a	-13,035	0,389	0,91
b	73,31	1,159	-14,658
c	-157,305	-0,604	109,226
d	172,636	0,622	-357,135
e	-101,481	0,048	619,71
f	30,787		-599,488
g	-3,79		-318,463
h			-83,494
i			7,692

Tableau 4-16 : Coefficients des polynômes ln (Z) = f (ln (T^+ / $M^{1/3}$)) obtenus en champ libre pour des charges sphériques de TNT et d'un mélange stœchiométrique propane-oxygène.

Les polynômes dictant l'évolution de l'équivalent TNT massique en fonction de la distance radiale réduite du gaz Z_G sont présentés dans le tableau 4.17 et leur courbes représentatives sont présentées figure 4.8.

$$ln\left(\frac{M_{TNT}}{M_G}\right) = a + b\ ln(Z_G) + c\ ln(Z_G)^2 + d\ ln(Z_G)^3 + e\ ln(Z_G)^4 + f\ ln(Z_G)^5$$

$$+ g\ ln(Z_G)^6 + h\ ln(Z_G)^7 + i\ ln(Z_G)^8 \qquad (1{,}97 < Z_G\left(m.kg^{-\frac{1}{3}}\right) < 10{,}54)$$

	TM5-1300 (TNT)	AUTODYN (TNT)
a	-52,714	-67,68
b	381,558	461,944
c	-1161,128	-1350,117
d	1925,25	2168,652
e	-1901,073	-2095,716
f	1149,427	1250,519
g	-417,87	-451,449
h	83,971	90,478
i	-7,175	-7,734

Tableau 4-17 : Coefficients des polynômes représentants l'équivalent TNT (M_{TNT} / M_G) déterminé selon les temps de phases positives en fonction de la distance radiale réduite du gaz (Z_G). Charges sphériques.

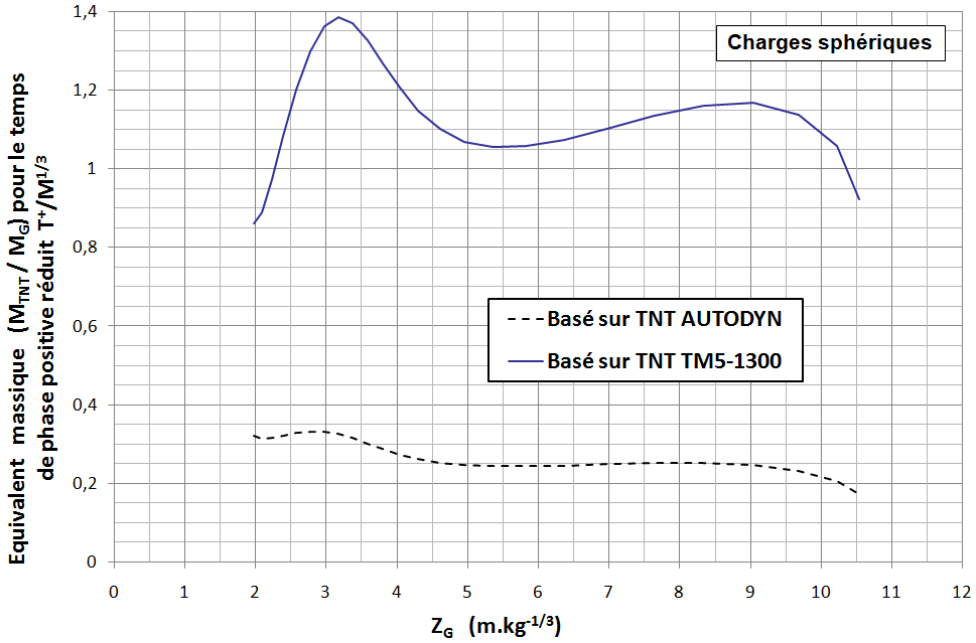


Figure 4.8 : Equivalent TNT massique $Eq_{m,TNT}$ en fonction de la distance radiale réduite Z_G obtenu pour un mélange propane-oxygène, déterminé selon les temps de phases positives réduits.

De même que pour les calculs basés sur l'impulsion positive, les résultats obtenus pour l'équivalent TNT déterminé selon les durées de phase positive sont très différents. Cependant, les valeurs obtenues en se basant sur les données TNT du TM5-1300 sont nettement supérieures aux valeurs obtenues en se basant sur AUTODYN. En effet, Les résultats du TM5-1300 sont 2,7 fois plus importants que ceux d'AUTODYN pour une distance radiale réduite Z_G de 1,97 $m.kg^{-1/3}$ et 5,4 fois plus importants pour Z_G = 10,54 $m.kg^{-1/3}$.

4.5 – Synthèse des résultats et discussion sur l'équivalent TNT

4.5.1 – Synthèse générale

Les figures 4.9 et 4.10 regroupent les équivalents TNT déterminés selon les surpressions incidentes, les impulsions positives, les temps d'arrivée et les durées de phase positive. La figure 4.9 présente les résultats obtenus en se basant sur les données TNT

présentes dans le TM5-1300 et la figure 4.10 ceux basés sur les données TNT obtenues avec des simulations numériques sous AUTODYN.

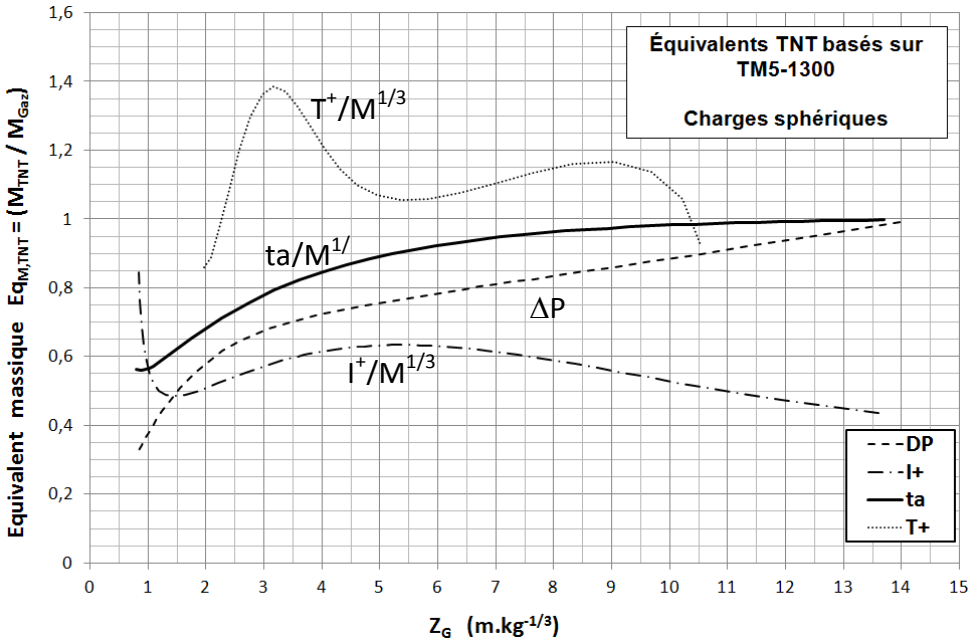


Figure 4.9 : Equivalents TNT déterminés selon les surpressions incidentes (ΔP), les impulsions positives réduites ($I^+ / M^{1/3}$), les temps d'arrivée réduits ($ta / M^{1/3}$) et les durées de phases positives ($T^+ / M^{1/3}$) en se basant sur les données TNT du TM5-1300.

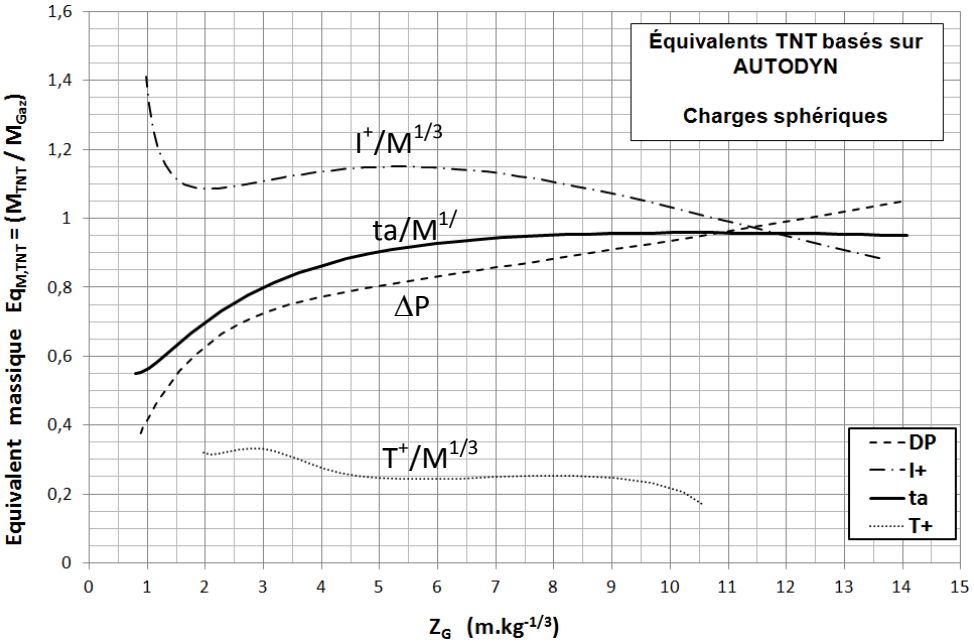


Figure 4.10 : Equivalents TNT déterminés selon les surpressions incidentes (ΔP), les impulsions positives réduites ($I^+ / M^{1/3}$), les temps d'arrivée réduits ($ta / M^{1/3}$) et les durées de phases positives réduits ($T^+ / M^{1/3}$) en se basant sur les données TNT d'AUTODYN.

Il est intéressant de remarquer que pour les courbes obtenues en se basant sur les données TNT d'AUTODYN (figure 4.10), il existe une zone dans laquelle les équivalents TNT déterminés selon les surpressions incidentes (ΔP), les impulsions positives réduites ($I^+ / M^{1/3}$) et les temps d'arrivée réduits ($t_a / M^{1/3}$) sont très proches. En effet, pour des distances radiales réduites comprises entre 10 et 12,5 $m.kg^{-1/3}$ les écarts entre les équivalents TNT massiques obtenus sont inférieurs à 10%.

Les écarts obtenus sur les résultats entre le TM5-1300 et AUTODYN peuvent s'expliquer par le fait que les données présentes dans le TM5-1300 sont issues d'une accumulation d'essais expérimentaux tandis que les résultats numériques obtenus grâce au logiciel AUTODYN découlent de la résolution d'une équation d'état. La taille du maillage utilisé pour les calculs numériques peut également entrer en jeu quant à l'écart obtenu sur les résultats. La principale différence entre les résultats expérimentaux du TM5-1300 et les résultats numériques d'AUTODYN est due à la chute de pression, c'est-à-dire la détente des gaz brulés située immédiatement après la compression de l'air par l'onde de choc incidente. La forme de cette détente n'est pas la même pour les essais expérimentaux et résultats numériques, ce qui engendre des différences sur les temps de phase positive et donc sur les impulsions.

4.5.2 – Notion d'équivalent TNT moyen par tranche de distances radiales réduites.

Les figures 4.9 et 4.10 mettent en évidence le fait que l'équivalent TNT massique $Eq_{m,TNT}$ varie en fonction de la distance radiale réduite Z_G et du paramètre caractéristique (ΔP, $I^+/M^{1/3}$, $ta/M^{1/3}$, $T^+/M^{1/3}$) choisi pour décrire l'onde de choc étudiée. Cette analyse confirme les études menées par Sochet et Schneider (2010) mettant en évidence l'évolution

de l'équivalent TNT entre des charges de gaz (éthylène-air avec des volumes variables) et le TNT en fonction de la distance. Les auteurs ont exprimé les équivalents TNT énergétiques sous forme adimensionnelle. Il est donc important de réaliser une étude portant sur le choix d'un équivalent TNT massique moyen $<Eq_{M,TNT}>$ afin de connaitre l'erreur commise sur l'ensemble des paramètres. Une étude comparative est donc menée pour mesurer l'influence du choix d'un équivalent TNT massique moyen par rapport à un équivalent TNT massique évolutif sur toute l'étendue des distances radiales réduites Z. Un équivalent TNT massique moyen $<Eq_{M,TNT}>$ de 0,9 est choisi pour l'ensemble des paramètres caractéristiques de cette étude et les tableaux 4.18 à 4.25 regroupent les résultats obtenus avec cet équivalent moyen et un équivalent variable. Pour cette étude deux démarches sont réalisées en parallèle.

Pour la première démarche, les distances radiales réduites Z_{TNT} présentes dans ces tableaux sont calculées grâce à l'équation (4.4) en utilisant directement la valeur fixée pour l'équivalent TNT massique moyen ($<Eq_{M,TNT}> = 0,9$) et pour chaque distance radiale réduite Z_G. Les surpressions incidentes ΔP^+, les impulsions positives réduites $I^+/M^{1/3}$, les temps d'arrivée réduits $t_a/M^{1/3}$ et les durées de phases positives réduites $T^+/M^{1/3}$ obtenus en se basant sur les données du TM5-1300 et d'AUTODYN sont calculés avec les Z_{TNT} obtenus et grâce aux polynômes présents dans les tableaux 4.1, 4.6, 4.10 et 4.14 respectivement.

Pour la deuxième démarche, les valeurs des caractéristiques physiques présentes dans les colonnes $TM5\text{-}1300_{attendu}$ et $AUTODYN_{attendu}$ sont calculées en prenant en compte l'évolution de l'équivalent TNT massique $Eq_{m,TNT}$ en fonction de la distance radiale réduite Z_G et sont déterminées selon la méthodologie présentée en figure 4.11. Ces valeurs sont donc celles qu'il faut obtenir puisqu'elles correspondent aux valeurs obtenues à la suite de la

détonation d'une charge gazeuse de propane-oxygène à la stœchiométrie. La méthodologie à suivre pour obtenir les valeurs correctes des caractéristiques physiques à partir de la distance radiale réduite Z_G de chaque capteur est présentée figure 4.11.

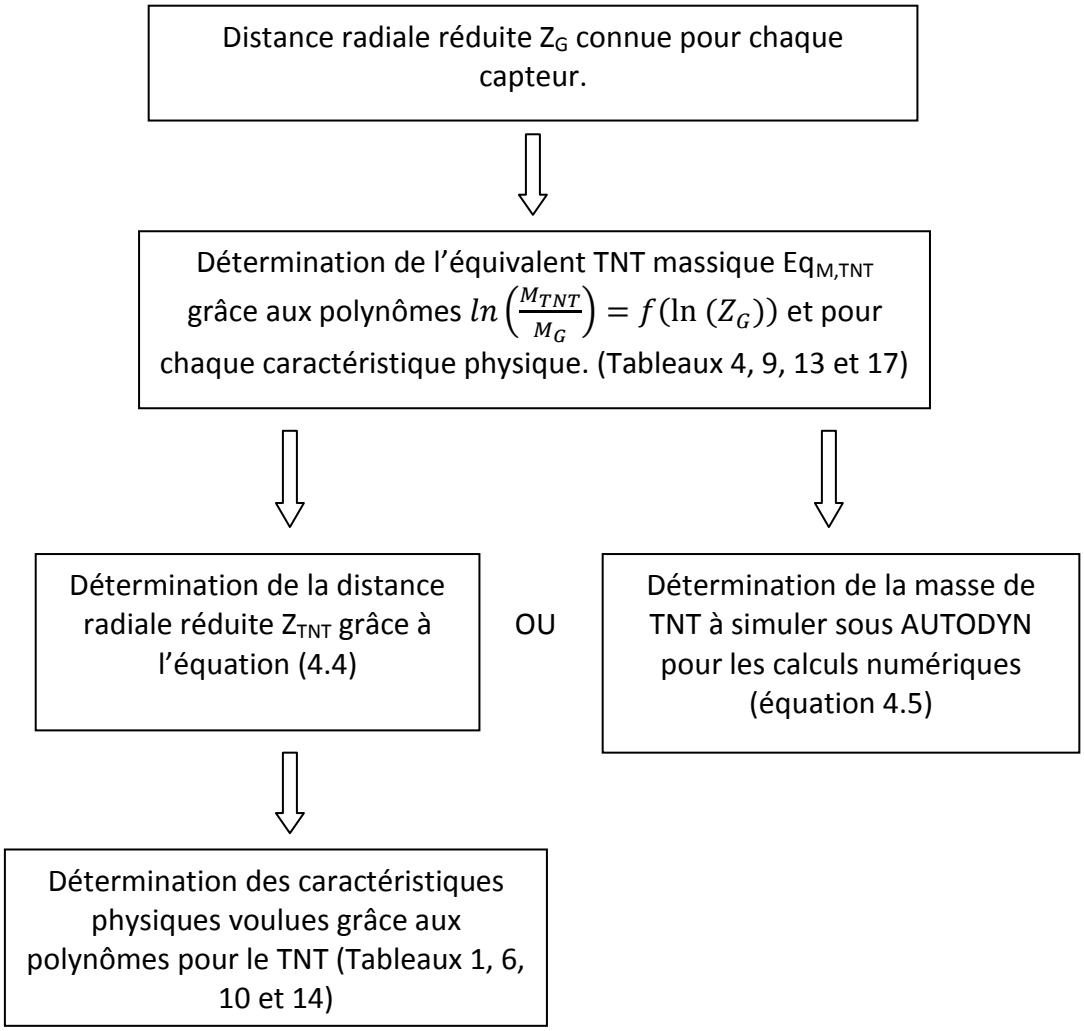


Figure 4.11 : Méthodologie pour obtenir les caractéristiques physiques d'une onde de choc incidente (ΔP^+, $I^+/M^{1/3}$, $ta/M^{1/3}$ et $T^+/M^{1/3}$) issue de la détonation d'une charge sphérique de TNT (TM5-1300 et AUTODYN) à partir de la distance radiale réduite Z_G obtenue en laboratoire pour la détonation d'une charge sphérique de propane-oxygène à la stœchiométrie.

Les tableaux 4.18 et 4.19 présentent les écarts entre les surpressions incidentes obtenues en fixant un équivalent TNT massique moyen $<Eq_{M,TNT}>$ et celles obtenues en prenant en compte la variation de l'équivalent TNT massique en fonction de la distance radiale réduite. Les écarts sont calculés comme suit :

$$Gaz \quad / \quad TM5-1300_{attendu} = \frac{\Delta P_{Gaz} - \Delta P_{TM5-1300_{attendu}}}{\Delta P_{TM5-1300_{attendu}}} \times 100 \tag{4.6}$$

$$TM5-1300 \quad / \quad TM5-1300_{attendu} = \frac{\Delta P_{TM5-1300} - \Delta P_{TM5-1300_{attendu}}}{\Delta P_{TM5-1300_{attendu}}} \times 100 \tag{4.7}$$

$$Gaz \quad / \quad AUTODYN_{attendu} = \frac{\Delta P_{Gaz} - \Delta P_{AUTODYN_{attendu}}}{\Delta P_{AUTODYN_{attendu}}} \times 100 \tag{4.8}$$

$$AUTODYN \quad / \quad AUTODYN_{attendu} = \frac{\Delta P_{AUTODYN} - \Delta P_{AUTODYN_{attendu}}}{\Delta P_{AUTODYN_{attendu}}} \times 100 \tag{4.9}$$

Z_G ($m.kg^{-1/3}$)	$Z_{TNT} = \frac{Z_G}{0,9^{1/3}}$ ($m.kg^{-1/3}$)	ΔP^+ (bar)			Ecarts (%)	
		Gaz	TM5-1300 <$Eq_{M,TNT}$> = 0,9	TM5-$1300_{attendu}$ ($Eq_{M,TNT}$ variable)	Gaz / TM5-$1300_{attendu}$	TM5-1300 / TM5-$1300_{attendu}$
1,167	1,209	3,353	6,062	3,418	-1,9	77,36
2,068	2,142	1,193	1,671	1,232	-3,17	35,63
2,091	2,166	1,170	1,631	1,208	-3,15	35,02
2,457	2,545	0,881	1,155	0,903	-2,44	27,91
2,526	2,616	0,840	1,089	0,860	-2,33	26,63
3,565	3,692	0,470	0,547	0,470	0	16,38

Tableau 4-18 : Surpressions incidentes ΔP^+ obtenues grâce aux polynômes issus des valeurs expérimentales et du TM5-1300 pour un équivalent TNT massique moyen et variable.

Z_G ($m.kg^{-1/3}$)	$Z_{TNT} = \frac{Z_G}{0,9^{1/3}}$ ($m.kg^{-1/3}$)	ΔP^+ (bar)			Ecarts (%)	
		Gaz	AUTODYN <$Eq_{M,TNT}$> = 0,9	AUTODYN attendu ($Eq_{M,TNT}$ variable)	Gaz / $AUTODYN_{attendu}$	AUTODYN / $AUTODYN_{attendu}$
1,167	1,209	3,353	5,548	3,376	0,69	64,34
2,068	2,142	1,193	1,554	1,218	2,1	27,54
2,091	2,166	1,170	1,518	1,194	2,08	27,06
2,457	2,545	0,881	1,083	0,896	1,66	20,85
2,526	2,616	0,840	1,023	0,853	1,57	19,92
3,565	3,692	0,470	0,524	0,472	0,27	11,10

Tableau 4-19 : Surpressions incidentes ΔP^+ obtenues grâce aux polynômes issus des valeurs expérimentales et d'AUTODYN pour un équivalent TNT massique moyen et variable.

Premièrement, les résultats obtenus dans les colonnes « Gaz / $TM5_{attendu}$ » et « Gaz / $AUTODYN_{attendu}$ » sont représentatifs des écarts obtenus entre les polynômes présentés dans les tableaux 4.1 et 4.4. En effet, l'utilisation successive des polynômes $ln\left(\frac{M_{TNT}}{M_G}\right) = f\left(ln(Z_G)\right)$ et $ln(\Delta P^+) = f\left(ln(Z_G)\right)$ (figure 4.11) pour le TNT présents dans les tableaux 4.1 et 4.4 induit des écarts sur les surpressions incidentes de -1,97% (Z_G = 1,167 $m.kg^{-1/3}$) à 3,26% (Z_G = 2,068 $m.kg^{-1/3}$) en se basant sur les données du TM5-1300 (tableau 4.18Tableau 4-18) et de 0,27% (Z_g = 3,565 $m.kg^{-1/3}$) à 2,1% (Z_g = 2,068 $m.kg^{-1/3}$) en se basant sur les données d'AUTODYN (tableau 4.19) par rapport aux valeurs obtenues avec le mélange gazeux.

Deuxièmement, il est clairement mis en évidence dans les dernières colonnes (« TM5 / $TM5_{attendu}$ » et « AUTODYN / $AUTODYN_{attendu}$ ») que le choix d'un équivalent TNT massique moyen $<Eq_{M,TNT}>$ de 0,9 pour la plage de distances radiales réduites Z_G étudiée engendre des erreurs importantes sur les surpressions incidentes. Les erreurs maximales sont atteintes pour des distances radiales réduites faibles (Z_G = 1,167 $m.kg^{-1/3}$) et les écarts diminuent lorsque la distance augmente. En effet, grâce à la figure 4.2 et au tableau 4.4 il est possible de déterminer qu'un équivalent TNT massique de 0,9 correspond à une distance radiale réduite pour le gaz Z_G de 8,46 $m.kg^{-1/3}$ pour le polynôme basé sur AUTODYN et de 10,7 $m.kg^{-1/3}$ pour le polynôme basé sur le TM5-1300. Pour une distance radiale réduite de 1,167 $m.kg^{-1/3}$, il aurait fallu utiliser des équivalents TNT massiques de 0,424 pour le polynôme basé sur le TM5-1300 et de 0,466 pour celui basé sur AUTODYN pour obtenir les valeurs des surpressions incidentes correspondants aux valeurs obtenues avec le mélange gazeux (3,353 bar).

Les tableaux 4.20 et 4.21 présentent les écarts sur les impulsions positives réduites $I^+/M^{1/3}$.

Z_G ($m.kg^{-1/3}$)	$Z_{TNT} = \frac{Z_G}{0,9^{1/3}}$ ($m.kg^{-1/3}$)	$I^+/M^{1/3}$ ($Pa.s.kg^{-1/3}$)			Ecarts (%)	
		Gaz	TM5-1300 <$Eq_{M,TNT}$> = 0,9	TM5-$1300_{attendu}$ ($Eq_{M,TNT}$ variable)	Gaz / TM5-$1300_{attendu}$	TM5-1300 / TM5-$1300_{attendu}$
1,167	1,209	122,16	145,44	122,66	0,41	18,57
2,068	2,142	73,89	87,66	74,01	0,16	18,45
2,091	2,166	73,23	86,79	73,33	0,13	18,37
2,457	2,545	64,3	75,03	64,16	-0,22	16,94
2,526	2,616	62,88	73,17	62,72	-0,26	16,66
3,565	3,692	47,38	53,4	47,16	-0,45	13,23

Tableau 4-20 : Impulsions positives réduites $I^+/M^{1/3}$ obtenues grâce aux polynômes issus des valeurs expérimentales et du TM5-1300 pour un équivalent TNT massique moyen et variable.

Z_G ($m.kg^{-1/3}$)	$Z_{TNT} = \frac{Z_G}{0,9^{1/3}}$ ($m.kg^{-1/3}$)	$I^+/M^{1/3}$ ($Pa.s.kg^{-1/3}$)			Ecarts (%)	
		Gaz	AUTODYN <$Eq_{M,TNT}$> = 0,9	AUTODYN attendu ($Eq_{M,TNT}$ variable)	Gaz / $AUTODYN_{attendu}$	AUTODYN / $AUTODYN_{attendu}$
1,167	1,209	122,16	112,15	122,32	0,41	-8,32
2,068	2,142	73,89	70,2	73,85	0,16	-4,94
2,091	2,166	73,23	69,57	73,19	0,13	-4,95
2,457	2,545	64,3	60,98	64,3	-0,22	-5,16
2,526	2,616	62,88	59,60	62,89	-0,26	-5,22
3,565	3,692	47,38	44,45	47,45	-0,45	-6,31

Tableau 4-21 : Impulsions positives réduites $I^+/M^{1/3}$ obtenues grâce aux polynômes issus des valeurs expérimentales et d'AUTODYN pour un équivalent TNT massique moyen et variable.

De même que pour les surpressions incidentes, les avants dernières colonnes des tableaux 4.20 et 4.21 montrent la précision obtenue suite à l'utilisation successive des polynômes présentés dans les tableaux 6 et 9. Selon ces polynômes, les impulsions positives réduites $I^+/M^{1/3}$ obtenues en se basant sur les données du TM5-1300 ou d'AUTODYN présentent des écarts inférieurs à 1% par rapport aux impulsions positives réduites obtenues expérimentalement avec le mélange gazeux.

L'utilisation d'un équivalent TNT massique moyen <$Eq_{M,TNT}$> de 0,9 entraîne des erreurs sur les résultats. En effet, les valeurs calculées avec cet équivalent présentent des écarts allant de 13,23% (Z_G = 3,565 m.kg$^{-1/3}$) à 18,57% (Z_G = 1,167 m.kg$^{-1/3}$) en se basant sur le TM5-1300 et de -4,94% (Z_G = 2,068 m.kg$^{-1/3}$) à -8,32% (Z_G = 1,167 m.kg$^{-1/3}$) en se basant sur AUTODYN. Grâce à la Figure 4.4 il est possible de déterminer qu'un équivalent TNT massique de 0,9 correspond à une distance radiale réduite pour le gaz Z_G de 13,22 m.kg$^{-1/3}$ pour le polynôme basé sur AUTODYN.

Concernant les résultats basés sur les données du TM5-1300, aucune valeur de Z_G ne correspond à un équivalent TNT massique moyen de 0,9. Par exemple, pour une distance radiale réduite de 1,167 m.kg$^{-1/3}$, il aurait fallu utiliser un équivalent TNT massique de 1,215 pour le polynôme basé sur AUTODYN pour obtenir la valeur de l'impulsion positive correspondant à la valeur obtenue avec le mélange gazeux (122,16 Pa.s.kg$^{-1/3}$).

Les écarts obtenus sur les temps d'arrivée réduits ta/M$^{1/3}$ sont présentés dans les tableaux 4.22 et 4.23.

Z_G (m.kg$^{-1/3}$)	$Z_{TNT} = \frac{Z_G}{0{,}9^{1/3}}$ (m.kg$^{-1/3}$)	**$t_a/M^{1/3}$ (s.kg$^{-1/3}$)**			**Ecarts (%)**	
		Gaz	TM5-1300 <$Eq_{M,TNT}$> = 0,9	TM5-$1300_{attendu}$ ($Eq_{M,TNT}$ variable)	Gaz / TM5-$1300_{attendu}$	TM5-1300 / TM5-$1300_{attendu}$
1,167	1,209	0,999	0,762	1,003	0,38	-24,04
2,068	2,142	2,598	2,204	2,589	-0,33	-14,89
2,091	2,166	2,644	2,248	2,635	-0,34	-14,67
2,457	2,545	3,399	2,993	3,384	-0,44	-11,54
2,526	2,616	3,546	3,141	3,530	-0,45	-11,00
3,565	3,692	5,907	5,604	5,889	-0,30	-4,84

Tableau 4-22 : Temps d'arrivée réduits ta/m$^{1/3}$ obtenus grâce aux polynômes issus des valeurs expérimentales et du TM5-1300 pour un équivalent TNT massique moyen et variable.

Z_G (m.kg$^{-1/3}$)	$Z_{TNT} = \frac{Z_G}{0{,}9^{1/3}}$ (m.kg$^{-1/3}$)	$t_a/M^{1/3}$ (s.kg$^{-1/3}$)			Ecarts (%)	
		Gaz	AUTODYN <$Eq_{M,TNT}$> = 0,9	AUTODYN attendu ($Eq_{M,TNT}$ variable)	Gaz / $AUTODYN_{attendu}$	AUTODYN / $AUTODYN_{attendu}$
1,167	1,209	0,999	0,757	1,000	0,07	-24,28
2,068	2,142	2,598	2,235	2,589	-0,36	-13,68
2,091	2,166	2,644	2,280	2,634	-0,37	-13,45
2,457	2,545	3,399	3,041	3,386	-0,37	-10,19
2,526	2,616	3,546	3,192	3,533	-0,37	-9,64
3,565	3,692	5,907	5,673	5,892	-0,24	-3,72

Tableau 4-23 : Temps d'arrivée réduits ta/m$^{1/3}$ obtenus grâce aux polynômes issus des valeurs expérimentales et d'AUTODYN pour un équivalent TNT massique moyen et variable.

Les écarts obtenus sur les temps d'arrivée réduits ta/M$^{1/3}$ suite à l'utilisation successive des polynômes présents dans les tableaux 4.10 et 4.13 sont inférieurs à 1%, ce qui montre la précision obtenue lors de l'utilisation des polynômes.

De même que pour les deux caractéristiques physiques précédentes, l'utilisation d'un équivalent TNT massique moyen <$Eq_{M,TNT}$> de 0,9 pour la plage de distances radiales réduites Z_G étudiée engendre des erreurs importantes sur les temps d'arrivée. Les écarts sont compris entre -4,84% (Z_G = 3,565 m.kg$^{-1/3}$) et -24,04% (Z_G = 1,167 m.kg$^{-1/3}$) en se basant sur le TM5-1300 et entre -3,72% (Z_G = 3,565 m.kg$^{-1/3}$) et –24,28% (Z_G = 1,167 m.kg$^{-1/3}$) en se basant sur AUTODYN. Grâce à la figure4.6 il est possible de déterminer qu'un équivalent TNT massique de 0,9 correspond à une distance radiale réduite pour le gaz Z_G de 4,93 m.kg$^{-1/3}$ pour le polynôme basé sur AUTODYN et de 5,12 m.kg$^{-1/3}$ pour le polynôme basé sur le TM5-1300. Par exemple, pour une distance radiale réduite de 1,167 m.kg$^{-1/3}$), il aurait fallu utiliser un équivalent TNT massique de 0,584 pour le polynôme basé sur AUTODYN et de 0,581 pour celui basé sur le TM5-1300 pour obtenir les valeurs des temps d'arrivée correspondants aux valeurs obtenues avec le mélange gazeux (0,999 s.kg$^{-1/3}$).

Les écarts obtenus sur les temps d'arrivée réduits $ta/M^{1/3}$ sont présentés dans les tableaux 4.24 et 4.25.

Z_G ($m.kg^{-1/3}$)	$Z_{TNT} = \frac{Z_G}{0,9^{1/3}}$ ($m.kg^{-1/3}$)	$T^+/m^{1/3}$ ($s.kg^{-1/3}$)			Ecarts (%)	
		Gaz	TM5-1300 <$Eq_{M,TNT}$> = 0,9	TM5-$1300_{attendu}$ ($Eq_{M,TNT}$ variable)	Gaz / TM5-$1300_{attendu}$	TM5-1300 / TM5-$1300_{attendu}$
1,167	1,209	1,915	2,032	2,038	6,45	-0,33
2,068	2,142	1,935	2,051	2,051	6,01	-0,03
2,091	2,166	2,234	2,342	2,209	-1,10	6,00
2,457	2,545	2,284	2,392	2,235	-2,16	7,04
2,526	2,616	2,852	2,979	2,772	-2,81	7,48
3,565	3,692	1,915	2,032	2,038	6,45	-0,33

Tableau 4-24 : Durées de phases positives réduites $T^+/m^{1/3}$ obtenues grâce aux polynômes issus des valeurs expérimentales et du TM5-1300 pour un équivalent TNT massique moyen et variable.

Z_G ($m.kg^{-1/3}$)	$Z_{TNT} = \frac{Z_G}{0,9^{1/3}}$ ($m.kg^{-1/3}$)	$T^+/m^{1/3}$ ($s.kg^{-1/3}$)			Ecarts (%)	
		Gaz	AUTODYN <$Eq_{M,TNT}$> = 0,9	AUTODYN $_{attendu}$ ($Eq_{M,TNT}$ variable)	Gaz / $AUTODYN_{attendu}$	AUTODYN / $AUTODYN_{attendu}$
1,167	1,209	1,915	1,445	1,972	2,97	-26,70
2,068	2,142	1,935	1,461	1,990	2,83	-26,59
2,091	2,166	2,234	1,699	2,234	-0,01	-23,94
2,457	2,545	2,284	1,741	2,272	-0,53	-23,36
2,526	2,616	2,852	2,281	2,815	-1,30	-18,97
3,565	3,692	1,915	1,445	1,972	2,97	-26,70

Tableau 4-25 : Durées de phases positives réduites $T^+/m^{1/3}$ obtenues grâce aux polynômes issus des valeurs expérimentales et d'AUTODYN pour un équivalent TNT massique moyen et variable.

Pour les temps de phases positives $T^+/M^{1/3}$, l'utilisation successive des polynômes présents dans les tableaux 4.14 et 4.17 engendre des écarts de -2,81% à 6,45% (en se basant sur les données du TM5-1300, tableau 4.24) et de -1,3% à 2,97% (en se basant sur les données d'AUTODYN, tableau 4.25). Les écarts important obtenus en se basant sur les données du TM5-1300 sont obtenus pour des distances radiales réduites faibles (≤ 2 $m.kg^{-}$

$^{1/3}$). Cela peut être expliqué par la complexité d'établir un polynôme fiable pour le TNT en se basant sur les données du TM5-1300 pour des distances radiales faibles et donc la difficulté d'établir le polynôme décrivant l'évolution de l'équivalent TNT massique en fonction de la distance radiale réduite Z.

L'utilisation d'un équivalent TNT massique moyen de 0,9 induit des erreurs importantes sur les valeurs obtenues, notamment pour les résultats en se basant sur AUTODYN (-26,07% pour Z_G = 1,167 m.kg$^{-1/3}$ et -18,97% pour Z_G = 3,565 m.kg$^{-1/3}$). Pour les résultats obtenus en se basant sur le TM5-1300 les écarts sont faibles (6% à 7,48%) et inférieurs à 1% pour des distances radiales réduites faibles (≤ 2,16 m.kg$^{-1/3}$). En se basant sur AUTODYN, aucune distance radiale réduite Z_g ne correspond à un équivalent TNT massique de 0,9. Par exemple, pour une distance radiale réduite de 2,457 m.kg$^{-1/3}$, il aurait fallu utiliser un équivalent TNT massique de 0,323 pour le polynôme basé sur AUTODYN et de 1,119 pour celui basé sur le TM5-1300 pour obtenir les valeurs des temps d'arrivée correspondants aux valeurs obtenues avec le mélange gazeux (2,234 s.kg$^{-1/3}$).

4.6 – Conclusion sur l'équivalent TNT

L'étude sur l'utilisation d'un seul équivalent TNT massique moyen $<Eq_{M,TNT}>$ a montré qu'il n'est pas possible d'obtenir de bons résultats puisque les écarts obtenus peuvent être importants. Ces résultats montrent qu'il faut être prudent sur le choix d'un équivalent TNT unique. Afin de palier ce problème et dans l'objectif de faciliter la démarche de l'ingénieur, une étude complémentaire est menée et des équivalents TNT massiques moyens propres à chaque caractéristique physique sont déterminés par tranche de distances radiales réduites pour le gaz Z_G. Ces équivalents TNT massiques moyens sont

déterminés de façon à ce que les valeurs obtenues présentent un écart inférieur à 5% par rapport aux valeurs attendues. Les tableaux 4.26, 4.27, 4.28 et 4.29 regroupent les résultats.

Pour les surpressions incidentes, cinq équivalents TNT massiques moyens ont été déterminés, correspondant chacun à une plage de distances radiales réduites.

ΔP^+ (bar)			
$Eq_{M,TNT}$ basé sur AUTODYN		$Eq_{M,TNT}$ basé sur le TM5-1300	
Z_G ($m.kg^{-1/3}$)	$<Eq_{M,TNT}>$	Z_G ($m.kg^{-1/3}$)	$<Eq_{M,TNT}>$
7,53 à 14	0,97	6,85 à 14	0,89
3,11 à 7,52	0,79	3,05 à 6,84	0,73
2,05 à 3,1	0,68	2,07 à 3,04	0,63
1,54 à 2,04	0,59	1,59 à 2,06	0,55
1,25 à 1,53	0,52	1,28 à 1,58	0,48

Tableau 4-26 : Equivalents TNT massiques moyens $<Eq_{m,TNT}>$ à utiliser par tranche de distances radiales réduites Z_G en termes de surpressions incidentes ΔP^+.

Pour des distances radiales réduites inférieures à 1,25 et 1,28 il est souhaitable de déterminer les équivalents TNT massiques et donc les surpressions incidentes au cas par cas. En effet, en champ proche (Z < 1,25 $m.kg^{-1/3}$ en se basant sur AUTODYN et 1,28 $m.kg^{-1/3}$ en se basant sur le TM5-1300) l'équivalent TNT massique varie fortement pour de faibles variations de la distance radiale réduite.

$I^+/M^{1/3}$ ($Pa.s.kg^{-1/3}$)			
$Eq_{M,TNT}$ basé sur AUTODYN		$Eq_{M,TNT}$ basé sur le TM5-1300	
Z_G ($m.kg^{-1/3}$)	$<Eq_{M,TNT}>$	Z_G ($m.kg^{-1/3}$)	$<Eq_{M,TNT}>$
1,01 à 14	1,15	0,91 à 14	0,56

Tableau 4-27 : Equivalents TNT massiques moyens $<Eq_{M,TNT}>$ en termes d'impulsions positives réduites $I^+/M^{1/3}$.

Contrairement aux surpressions incidentes, pour les impulsions positives réduites $I^+/M^{1/3}$ (Pa.s.kg$^{-1/3}$) il a été déterminé qu'il est possible d'utiliser un seul équivalent TNT massique moyen pour toute la plage de distances radiales réduites Z_G étudiées. De même que pour les surpressions incidentes, il est souhaitable de déterminer les équivalents TNT massiques au cas par cas pour des distances radiales réduites inférieures à 1,01 (en se basant sur AUTODYN) et 0,91 m.kg$^{-1/3}$ (en se basant sur le TM5-1300).

Pour les temps d'arrivée réduits $t_a/M^{1/3}$ (s.kg$^{-1/3}$), trois équivalents TNT massiques moyens ont été déterminés en se basant sur AUTODYN et quatre en se basant sur le TM5-1300. Chaque équivalent TNT massique moyen correspondant à une plage de distances radiales réduites

$t_a/M^{1/3}$ (s.kg$^{-1/3}$)			
$Eq_{M,TNT}$ basé sur AUTODYN		$Eq_{M,TNT}$ basé sur le TM5-1300	
Z_G (m.kg$^{-1/3}$)	$<Eq_{M,TNT}>$	Z_G (m.kg$^{-1/3}$)	$<Eq_{M,TNT}>$
2,95 à 14	0,87	3,53 à 14	0,9
1,8 à 2,94	0,73	2,08 à 3,52	0,75
0,8 à 1,79	0,61	1,25 à 2,07	0,64
		0,8 à 1,24	0,58

Tableau 4-28 : Equivalents TNT massiques moyens $<Eq_{M,TNT}>$ à utiliser par tranche de distances radiales réduites Z_G en termes de temps d'arrivée réduits $t_a/M^{1/3}$.

De même que pour les impulsions positives réduites, en se basant sur AUTODYN un seul équivalent TNT massique moyen est nécessaire pour obtenir les temps de phase positive réduits $T^+/M^{1/3}$ (s.kg$^{-1/3}$) pour une plage de distances radiales réduites comprises entre 1,97 et 10,54 m.kg$^{-1/3}$. En se basant sur le TM5-1300, deux équivalents TNT massiques moyens doivent être utilisés.

$T^+/M^{1/3}$ (s.kg$^{-1/3}$)			
$Eq_{M,TNT}$ basé sur AUTODYN		$Eq_{M,TNT}$ basé sur le TM5-1300	
Z_G (m.kg$^{-1/3}$)	<$Eq_{M,TNT}$>	Z_G (m.kg$^{-1/3}$)	<$Eq_{M,TNT}$>
1,97 à 10,54	0,28	2,04 à 10,54	1,05
		1,94 à 2,03	0,86

Tableau 4-29 : Equivalents TNT massiques moyens <$Eq_{m,TNT}$> à utiliser par tranche de distances radiales réduites Z_G en termes de temps d'arrivée réduits $T^+/M^{1/3}$.

Ainsi, connaissant la masse de TNT pouvant exploser pour une configuration donnée, il est possible de représenter rapidement et efficacement ce scénario à l'échelle du laboratoire pour répondre aux attentes d'un industriel. En effet, grâce à la maîtrise de l'équivalent TNT massique pour notre charge gazeuse propane-oxygène en proportion stœchiométrique, il est possible de connaître rapidement la masse de gaz et donc le rayon de la charge gazeuse à utiliser pour effectuer les expériences à petite échelle.

5. Chapitre 5 – Approche expérimentale pour l'analyse des pics réfléchis

Il est difficile d'analyser un signal de pression issu d'une onde de choc générée par une détonation dans un volume confiné. Il est quasi-impossible de déduire simplement l'origine de chaque pic de surpression réfléchie.

C'est pourquoi nous proposons ici une démarche originale appelée montage paroi par paroi. Il s'agit d'effectuer des tirs en augmentant progressivement le nombre de parois autour de la charge et ainsi étudier l'influence de chaque paroi sur la propagation de l'onde de choc

5.1 – Configuration de tir étudiée

Soit un confinement réalisé par quatre parois verticales formant un parallélépipède non fermé car le toit n'est pas présent. Les dimensions en millimètre du volume ainsi formé sont 400x320x250 mm^3, soit un volume V_1 de 32 litres. La charge hémisphérique utilisée est un mélange propane-oxygène de richesse 1 et de 0,033 m de rayon. La charge est placée dans le coin inférieur droit du confinement et est symbolisée par un cercle sur la figure 5.1. Ce cercle représente la surface de contact entre le mélange gazeux et le milieu environnant. Trois capteurs de pression ont été placés dans la table de manipulation afin de mesurer et

d'observer l'évolution temporelle de la pression à trois emplacements différents dans le confinement. Ces capteurs sont représentés par des cercles sur la figure 5.1. Le capteur A est situé à une distance radiale réduite de 4,06 $m.kg^{-1/3}$ et les capteurs B et C sont à 3,96 $m.kg^{-1/3}$ de la charge explosive. Pour ces distances radiales réduites, il a été vu dans le chapitre précédent sur l'équivalent TNT que pour de telles distances radiales réduites il convient de prendre un équivalent TNT massique de 0,79. La charge gazeuse de 0,033 m de rayon correspond donc à une charge de TNT de $1{,}65.10^{-4}$ kg. Enfin, les quatre parois sont numérotées de 1 à 4 afin de permettre une meilleure explication des résultats.

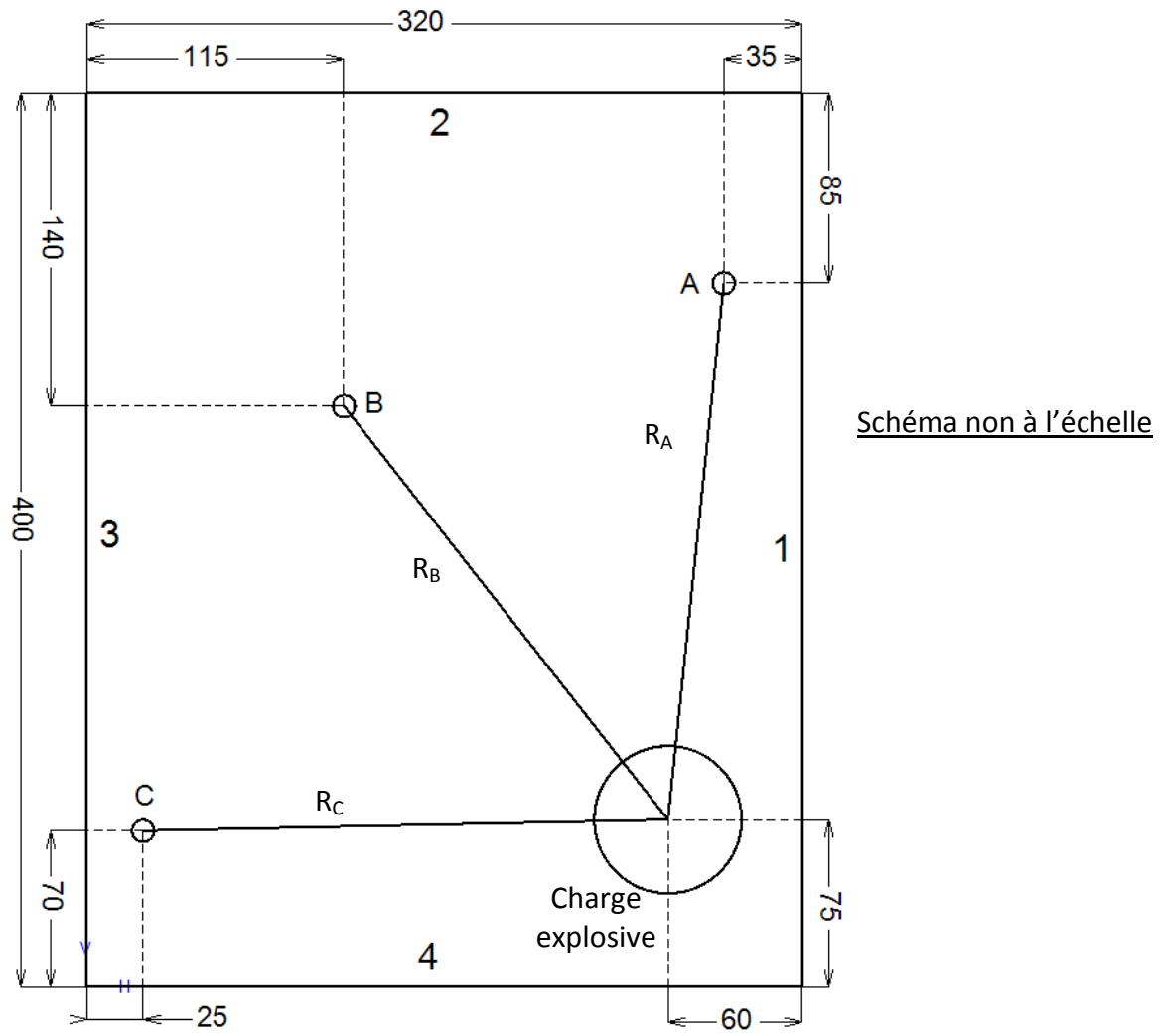


Figure 5.1 : Schéma de la configuration de tir, vue de dessus, R_A = 241, R_B = 251, R_C = 235 (distances en millimètres)

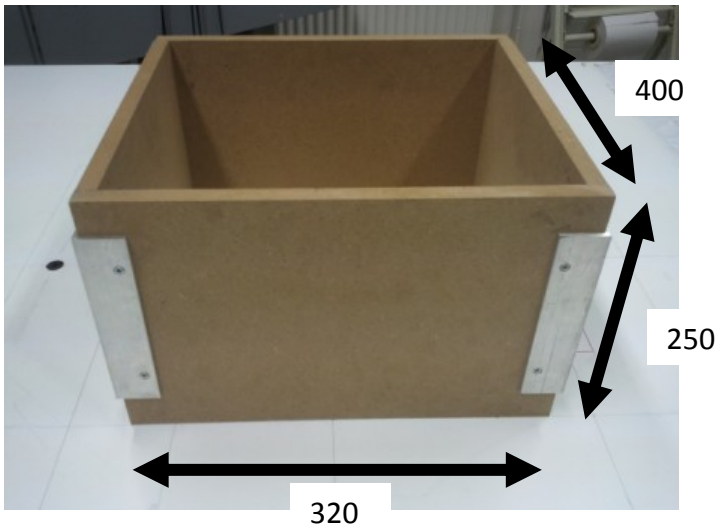


Figure 5.2 : Photo du volume semi confiné utilisé pour les essais expérimentaux.

5.2 – Résultats

Les résultats sont présentés capteurs par capteur.

5.2.1 – Capteur A

5.2.1.1 – Essais avec une seule paroi

Les premiers essais ont été réalisés avec une seule paroi à chaque fois afin d'identifier les pics de surpressions réfléchies correspondant à chacune de ces parois et permettre ainsi une bonne exploitation des résultats obtenus lors des essais avec plusieurs parois. Les figures 5.3, 5.4, 5.5 et 5.6 représentent les évolutions temporelles de la pression enregistrées au niveau du capteur A pour des tirs avec une seule paroi.

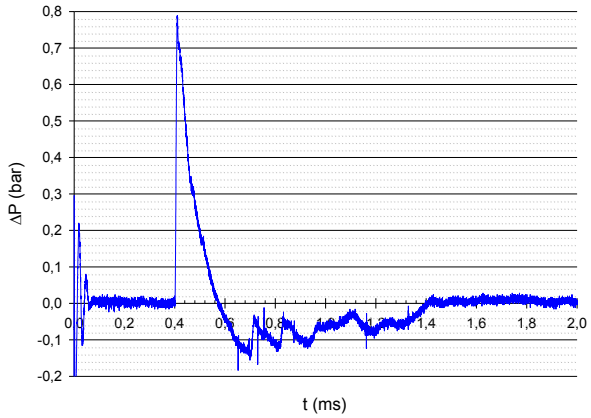


Figure 5.3 : Evolution temporelle de la pression Capteur A – paroi 1 seule

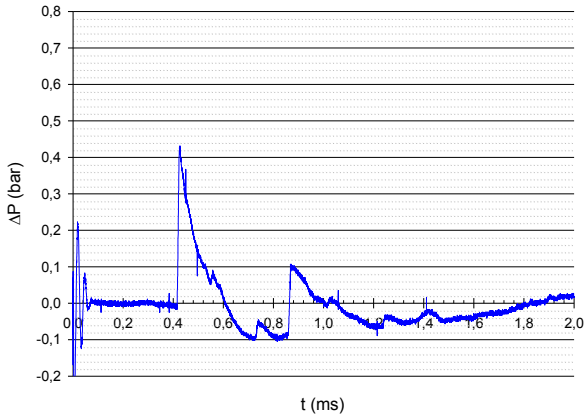


Figure 5.4 : Evolution temporelle de la pression Capteur A – paroi 2 seule

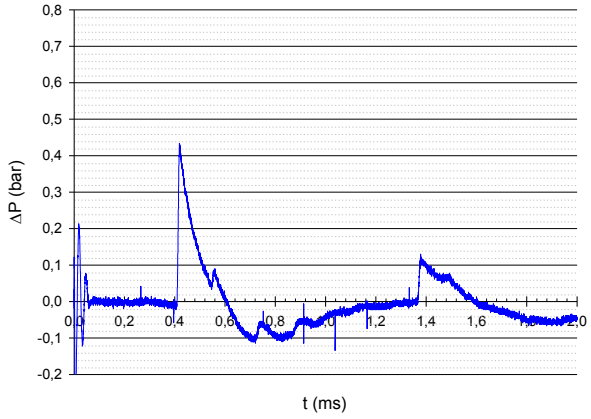


Figure 5.5 : Evolution temporelle de la pression Capteur A – paroi 3 seule

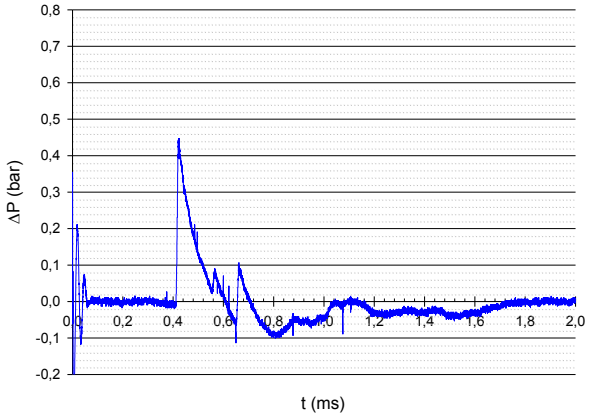


Figure 5.6 : Evolution temporelle de la pression Capteur A – paroi 4 seule

La première observation qu'il est important de noter est l'amplitude du premier pic de surpression de 0,8 bar obtenue avec la paroi 1 seule. En effet, pour les parois 2, 3 et 4 seules la surpression incidente est comprise entre 0,43 et 0,44 bar. Un phénomène physique vient donc perturber l'onde de choc incidente enregistrée par le capteur A.

Le capteur A se situant à 35 mm de la paroi, il est intéressant de calculer la hauteur du pied de Mach se déplaçant sur cette paroi pour pouvoir comprendre l'importante surpression correspondant au premier pic enregistré par le capteur A. La démarche utilisée pour calculer la hauteur du pied de Mach a été présentée dans le chapitre dispositif

expérimental du présent mémoire. Seul le résultat et donc donné ici. Néanmoins, la figure 5.7 rappelle les grandeurs utilisées pour calculer la hauteur du pied de Mach.

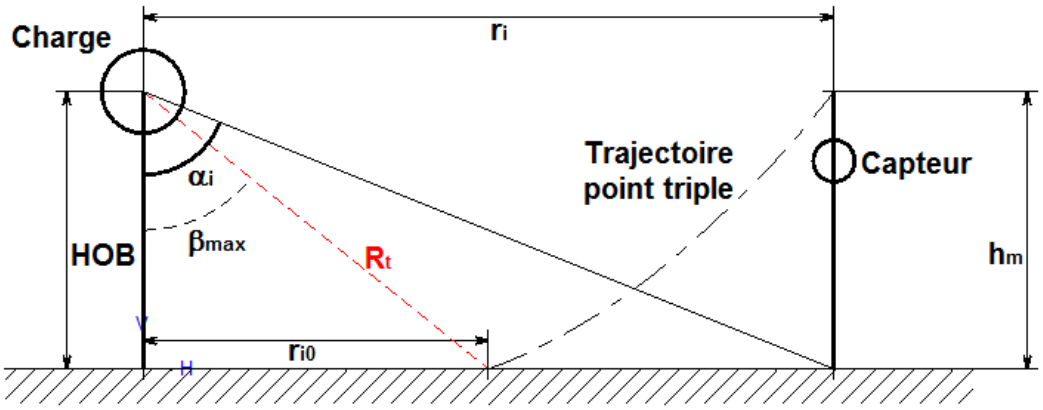


Figure 5.7 : Configuration pour le calcul du pied de Mach sur le mur

La hauteur de pied de Mach au niveau du capteur A est de 53 mm, ce qui montre donc que le premier pic de surpression enregistré par ce capteur correspond à une onde de Mach, ce qui explique l'importante surpression de 0,8 bar obtenue.

Sur les figures 5.4, 5.5 et 5.6 un petit pic de surpression apparaît sur la chute de pression immédiatement après le pic de surpression incidente à 0,56 ms. Puisque ce pic apparaît sur toutes les figures il n'est donc pas dû à une paroi mais est le résultat d'un autre phénomène. Vanderstraeten, Lefebvre et Berghmans (1996) ont mis en évidence l'apparition de ce pic lors de l'explosion de charges gazeuses sphériques ou hémisphériques. Ils ont démontré que dans ce cas, l'onde de choc incidente est immédiatement suivie d'une seconde onde de choc. Cette dernière est produite par une onde de détente se propageant depuis la surface de contact, surface entre le mélange gazeux initial et l'air environnant, vers le centre de la bulle de gaz. Lorsque cette onde de détente diminue suffisamment la pression à l'intérieur de la bulle de gaz par rapport à la pression du milieu environnant, une onde de

choc se propage alors de la même manière que l'onde de détente précédente. Lorsque cette onde de choc atteint le centre de la bulle de gaz elle se réfléchie au centre géométrique de celle-ci et se propage cette fois-ci dans la même direction que l'onde de choc incidente initiale. Il sera supposé dans la suite de cette étude que ce pic de surpression situé à 0,56 ms est le résultat de la deuxième onde de choc issue de ce phénomène. Ce pic apparaît également très légèrement sur la figure 5.3 à 0,52 ms.

Les ondes de choc réfléchies provenant des parois 2, 3 et 4 arrivent au capteur A à respectivement 0,86 ms, 1,38 ms et 0,66 ms. Il est également intéressant de noter que quelque soit la paroi sur laquelle vient se réfléchir l'onde de choc incidente, les surpressions réfléchies mesurées par le capteur A sont de l'ordre de 0,1 bar.

Grâce à ces premiers essais il va donc être possible d'identifier la provenance des pics de surpressions réfléchies lors d'essais avec plusieurs parois. En effet, il est maintenant possible de prédire les phénomènes physiques et la chronologie des pics de surpressions réfléchies que le capteur A va mesurer à savoir l'apparition d'un pied de Mach lorsque la paroi 1 est présente ainsi que l'apparition de pics de surpressions réfléchies à :

- 0,86 ms avec la paroi 2,
- 1,38 ms avec la paroi3,
- 0,66 ms avec la paroi 4.

5.2.1.2 – Essais avec deux parois

Les six figures suivantes présentent les évolutions temporelles de pression obtenues pour toutes les combinaisons possibles avec 2 parois : 1+2, 1+3, 1+4, 2+3, 2+4 et 3+4.

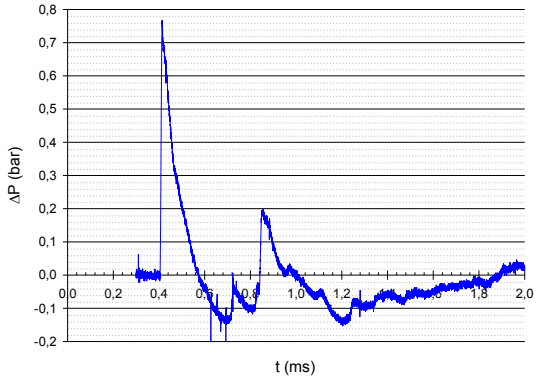


Figure 5.8 : Evolution temporelle de la pression Capteur A – parois 1 + 2

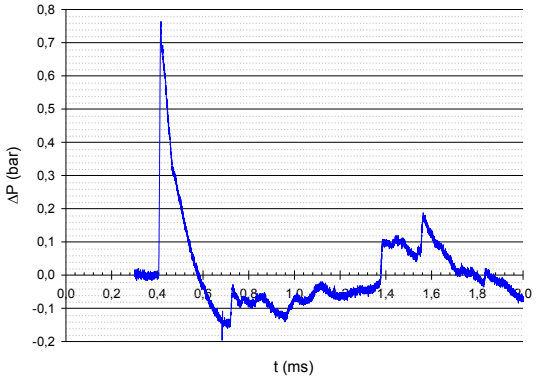


Figure 5.9 : Evolution temporelle de la pression Capteur A – parois 1 + 3

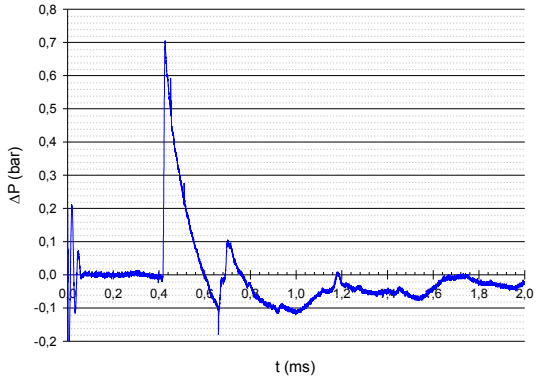


Figure 5.10 : Evolution temporelle de la pression Capteur A – parois 1 + 4

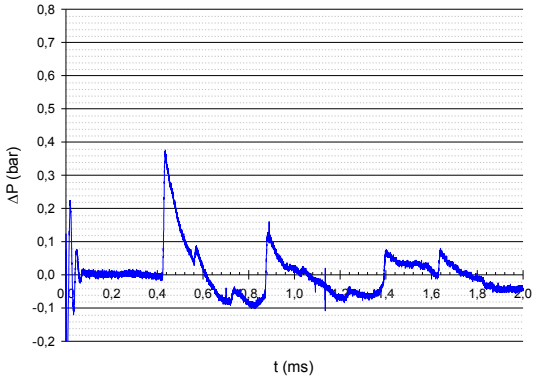


Figure 5.11 : Evolution temporelle de la pression Capteur A – parois 2 + 3

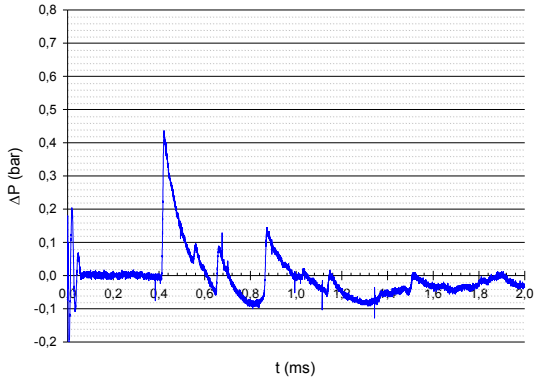


Figure 5.12 : Evolution temporelle de la pression Capteur A – parois 2 + 4

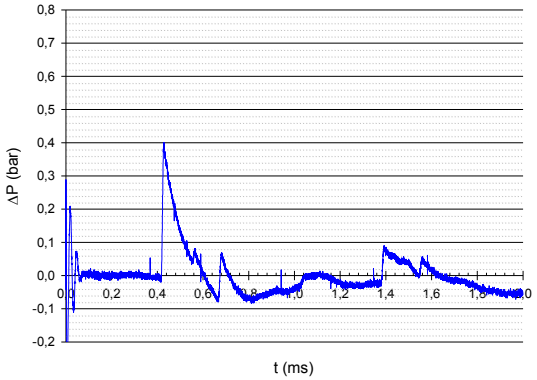


Figure 5.13 : Evolution temporelle de la pression Capteur A – parois 3 + 4

Sur les figures 5.8, 5.9 et 5.10 le pic de surpression incident est de la même amplitude que celui obtenu avec la paroi 1 seule, ce qui montre bien l'apparition d'un pied de Mach le

long de cette paroi. Cependant, les pics de surpressions réfléchies correspondant à ceux obtenus avec les parois 2, 3 et 4 seules apparaissent bien sur les figures 5.8, 5.9 et 5.10 à respectivement 0,84 ms, 1,38 ms et 0,66 ms.

Les pics de surpressions réfléchies situés à 0,88 ms et 0,86 ms sur les figures 5.11 et 5.12 respectivement correspondent à des réflexions provenant de la paroi 2, ce qui correspond au pic de surpression réfléchie obtenu avec la paroi seule. Sur les figures 5.11 et 5.13, les pics de surpressions réfléchies provenant de la paroi 3 sont nettement visibles à 1,4 ms et 1,38 ms respectivement. Les pics situés à 0,65 ms sur les figures 12 et 13 correspondent aux réflexions provenant de la paroi 4

5.2.1.3 – Essais avec trois parois

Voici les résultats obtenus pour des essais réalisés avec trois parois.

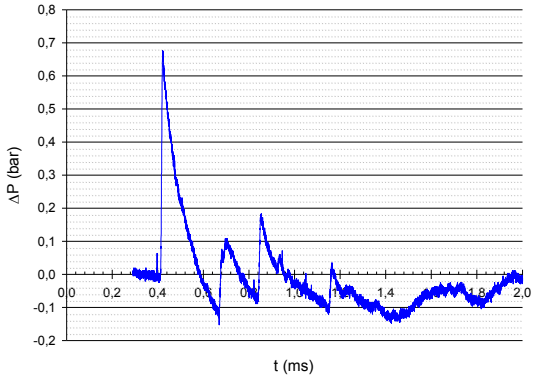


Figure 5.14 : Evolution temporelle de la pression Capteur A – parois 1+ 2+ 4

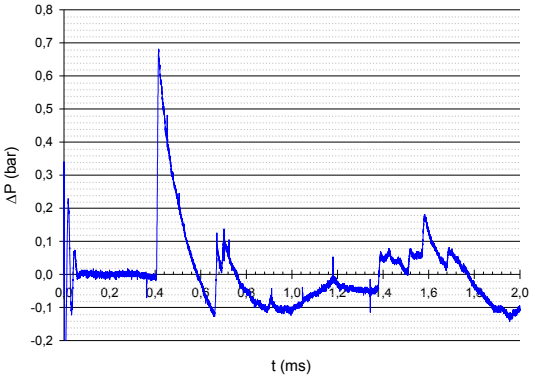


Figure 5.15 : Evolution temporelle de la pression Capteur A – parois 1+ 4+ 3

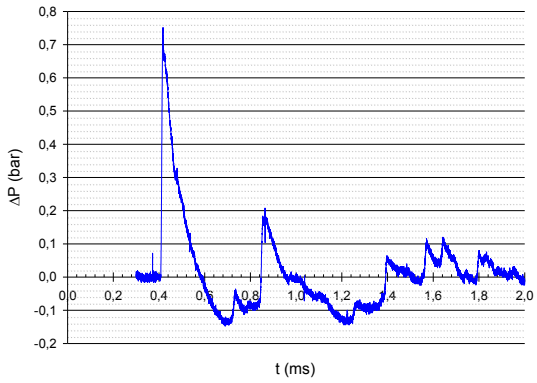


Figure 5.16 : Evolution temporelle de la pression Capteur A – parois 1+ 2 + 3

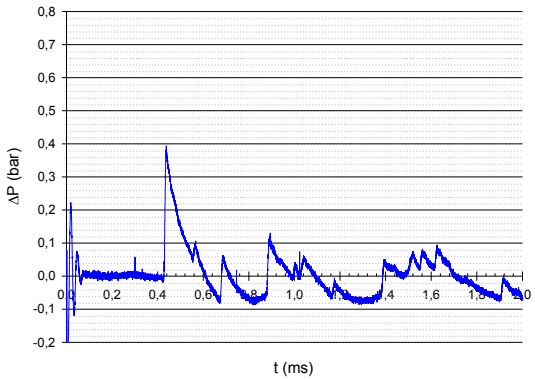


Figure 5.17 : Evolution temporelle de la pression Capteur A – parois 2 + 3 + 4

Les premiers pics de surpressions incidentes sur les figures 5.14, 5.15 et 5.16 montrent bien l'apparition du pied de Mach sur la paroi 1 comparés au pic de surpression incidente obtenu lorsque cette paroi n'est pas présente (figure 5.17).

La réflexion sur la paroi 3 est identifiable aux pics situés à 1,38 ms et 1,4 ms sur les figures 5.15, 5.16 et 5.17. Cependant de nombreux pics de surpressions apparaissent après ces pics, notamment sur la figure 5.15. Cela peut être du à des ondes de choc réfléchies issues des multiples interactions des premières ondes de choc réfléchies avec plusieurs parois.

Les pics situés à 0,84 ms sur les figures 5.14 et 5.16 correspondant aux réflexions sur la paroi 2 sont de plus grandes amplitudes que celui présent à 0,88ms sur la figure 5.17 et correspondant lui aussi à la réflexion sur la paroi 2. Les deux premiers ont été obtenus lors d'essais avec la paroi 1 présente, ce qui implique l'apparition du pied de Mach et donc une onde de choc initiale plus forte se réfléchissant sur la paroi 2. Il en résulte donc une onde de choc réfléchie plus forte que lorsqu'il n'y pas la paroi 1 (figure 5.17).

Sur les figures 5.14, 5.15 et 5.17, le pic situé à 0,66 ms correspond à la réflexion sur la paroi 4. Sur les figures 5.14 et 5.15, l'onde réfléchie provenant de la paroi 4 est plus forte lorsque la paroi 1 est présente, 0,1 bar au lieu de 0,06 bar. La paroi 4 étant trop proche de la charge, il n'est pas théoriquement possible qu'un pied de Mach ait le temps de se former le long de la paroi 1 avant que l'onde de choc incidente rencontre la paroi 4. Il est possible que la présence de la paroi 1 provoque un confinement de la charge, celle-ci étant placée dans le coin formé par les parois 1 et 4.

Le pic situé à 1,15 ms sur la figure 5.14 peut être assimilé à la réflexion sur la paroi 2 de l'onde de choc réfléchie provenant de la paroi 4. En effet, l'onde de choc réfléchie provenant de la paroi 4 suit immédiatement l'onde de choc incidente, il est donc fortement possible qu'une deuxième onde de choc se réfléchisse sur la paroi 2 et suive à son tour la première onde de choc réfléchie sur cette même paroi.

5.2.1.4 – Essais avec quatre parois

Après avoir réalisé des essais avec 1, 2 et 3 parois, il est maintenant possible de mieux comprendre et d'interpréter les résultats obtenus lors d'essais avec les 4 parois. Voici le signal de pression enregistré par le capteur A :

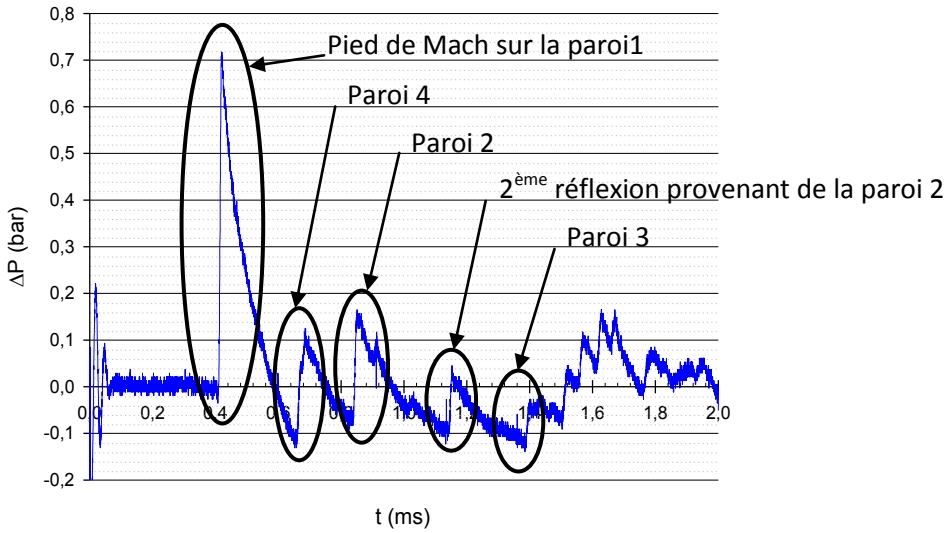


Figure 5.18 : Evolution temporelle de la pression Capteur A – parois 1 + 2 + 3 + 4

Sur la figure 5.18 les pics de surpressions réfléchies issus des parois 2 et 4 sont facilement reconnaissables à 0,66 ms et 0,84 ms respectivement. Le pic de surpression incident est également identifiable au pied de Mach évoluant sur la paroi 1. Le pic situé à 1,4 ms semble correspondre à la réflexion sur la paroi 3, malgré une amplitude plus faible : 0,05 bar dans ce cas au lieu de 0,1 bar dans les cas avec moins de 4 parois. La deuxième onde de choc réfléchie provenant de la paroi 2 est identifiable au pic situé à 1,15 ms. Comme sur les essais précédents, les nombreux pics présents après 1,4 ms sont dus à de multiples réflexions issues des interactions des premières ondes de choc réfléchies.

5.2.2 – Capteur B

Tous les travaux réalisés pour le capteur A l'ont également été pour le capteur B. Les essais ont dans un premier temps été effectués avec une seule paroi puis dans un deuxième temps avec plusieurs.

5.2.2.1 – Essais avec une seule paroi

Les figures 5.19, 5.20, 5.21 et 5.22 représentent les évolutions temporelles enregistrées par le capteur pour des essais avec une seule paroi.

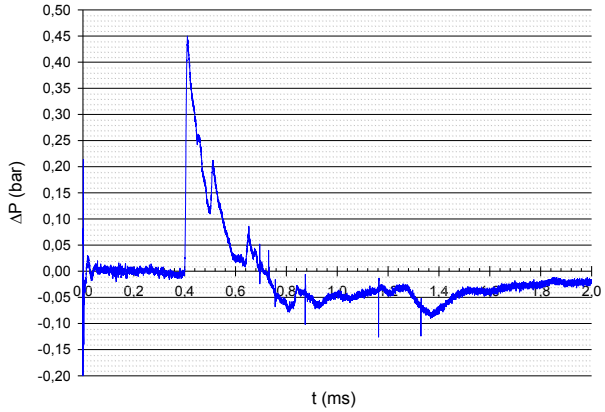


Figure 5.19 : Evolution temporelle de la pression Capteur B – paroi 1 seule

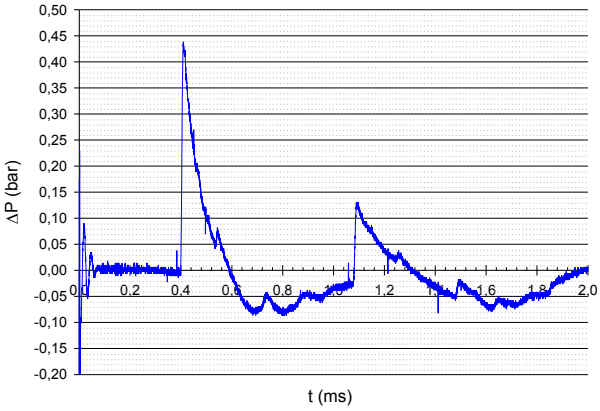


Figure 5.20 : Evolution temporelle de la pression Capteur B – paroi 2 seule

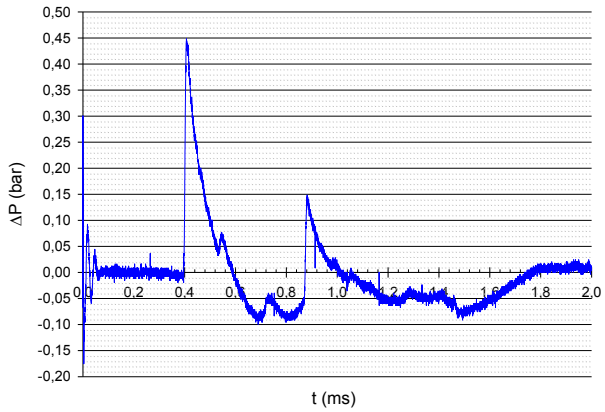


Figure 5.21 : Evolution temporelle de la pression Capteur B – paroi 3 seule

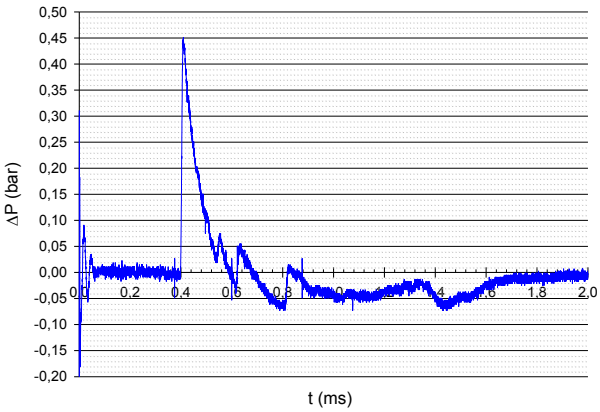


Figure 5.22 : Evolution temporelle de la pression Capteur B – paroi 4 seule

Sur les quatre figures précédentes le pic de surpression incidente possède les mêmes caractéristiques physiques quelque soit la paroi mise en jeu, à savoir le temps d'arrivée (0,4 ms) et la surpression positive (0,45 bar). Les pics correspondant à la deuxième onde de choc issue de la détonation d'une sphère de gaz sont situés à 0,56 ms et sont facilement repérables sur les figures 5.20, 5.21 et 5.22.

Sur la figure 5.19, il est difficile de déterminer si le pic situé à 0,54 ms est issu de la deuxième onde de choc due à la géométrie sphérique d'une bulle de gaz ou s'il s'agit de la réflexion de l'onde de choc incidente sur la paroi 1, sachant que cette dernière peut être identifiée par le pic situé à 0,64 ms.

Les pics de surpressions réfléchies apparaissant sur les figures 5.20 et 5.21 à 1,08 ms et 0,88 ms correspondent respectivement aux ondes de choc réfléchies provenant des parois 2 et 3. Sur la figure 5.22, le pic situé à 0,62 ms correspond au pic de surpression réfléchie du à la réflexion de l'onde de choc de choc incidente sur la paroi 4. Cependant, un second pic de surpression réfléchie situé à 0,82 ms est visible. Ce pic peut correspondre à la réflexion sur la paroi 4 de la deuxième onde de choc issue de l'explosion d'une charge gazeuse sphérique.

5.2.2.2 – Essais avec deux parois

Les figures 5.23 à 5.28 présentent les mesures effectuées par le capteur B et obtenues pour des essais avec deux parois.

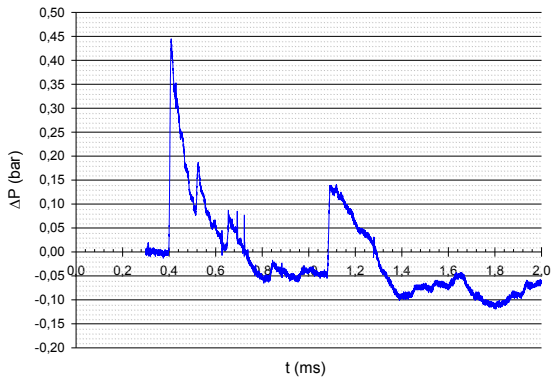


Figure 5.23 : Evolution temporelle de la pression Capteur B – parois 1 + 2

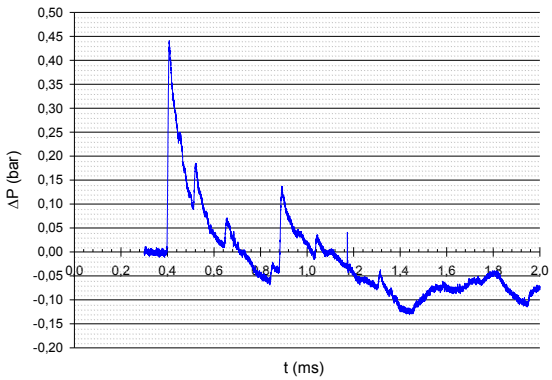


Figure 5.24 : Evolution temporelle de la pression Capteur B – parois 1 + 3

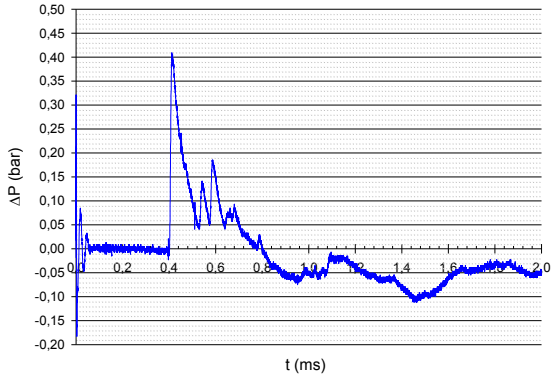


Figure 5.25 : Evolution temporelle de la pression Capteur B – parois 1 + 4

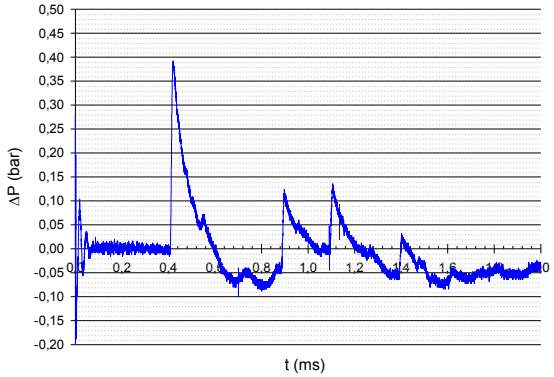


Figure 5.26 : Evolution temporelle de la pression Capteur B – parois 2 + 3

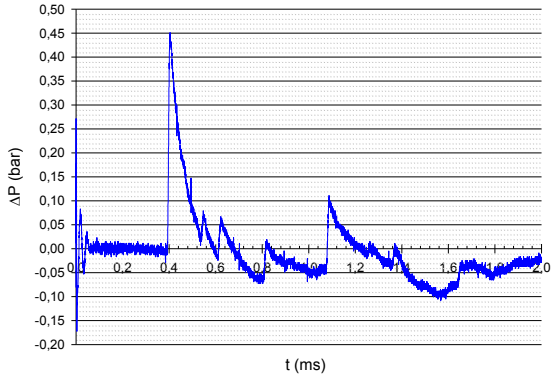


Figure 5.27 : Evolution temporelle de la pression Capteur B – parois 2 + 4

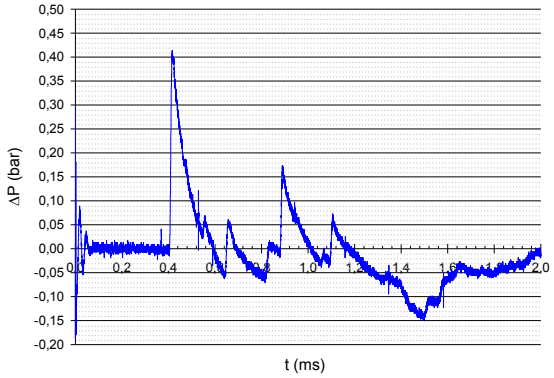


Figure 5.28 : Evolution temporelle de la pression Capteur B – parois 3 + 4

Sur les figures 5.23 et 5.24 les réflexions provenant des parois 2 et 3 sont facilement identifiables par les pics situés à 1,08ms et 0,88ms respectivement. Sur ces mêmes figures, les pics situés à 0,64ms représentent les réflexions sur la paroi 1.

Remarque : Pour le reste de l'étude, les pics situés à 0,54 ms seront assimilés à la deuxième onde de choc sphérique due à la géométrie sphérique de la charge gazeuse. Cette remarque est également valable pour la figure 5.25, bien que l'amplitude de ce pic soit inférieure sur cette figure : 0,14 bar au lieu de 0,19 bar sur les figures précédentes (figures 5.21 et 5.22).

Sur la figure 5.25, les pics de surpressions réfléchies dus aux réflexions sur les parois 1 et 4 sont difficilement identifiables. La charge étant placée dans le coin formé par ces parois,

le pic situé à 0,6ms semble être une association des deux réflexions. En effet, lors des essais avec une seule paroi, il a été vu que les temps d'arrivée pour les réflexions provenant des parois 1 et 4 était respectivement de 0,64 ms et 0,62 ms. Il est donc possible que l'interaction de ces deux réflexions conduise à une unique onde de choc possédant une célérité et une amplitude plus élevées que les deux ondes de choc initiales puisque son temps d'arrivée est de 0,6 ms et la surpression atteinte est de 0,19 bar.

Sur la figure 5.26, les pics situés à 1,08 ms et 0,88 ms correspondent respectivement aux réflexions provenant des parois 2 et 3. Le troisième pic réfléchi situé à 1,4 ms est issu d'une seconde réflexion. En effet, l'onde de choc réfléchie provenant de la paroi 3 va ensuite se réfléchir sur la paroi 2.

Les pics de surpressions réfléchies présents sur la figure 5.27 représentent les réflexions provenant des parois 2 et 4 à respectivement 1,08 ms et 0,62 ms. Le pic situé à 0,81 ms est le résultat de la réflexion de la deuxième onde de choc incidente (due à l'explosion de la charge gazeuse sphérique) sur la paroi 4. Ce pic apparaît également sur la figure 5.28 à 0,82 ms juste avant le pic de la réflexion provenant de la paroi 3 à 0,88 ms. Cela a pour effet d'augmenter la surpression maximale atteinte par ce pic : 0,17 bar au lieu de 0,14 bar pour les autres essais avec la paroi 3. Le pic situé à 1,36 ms sur la figure 5.27 peut correspondre à la réflexion sur la paroi 2 de l'onde de choc réfléchie issue de la paroi 4. Sur la figure 5.28, le pic situé à 0,64 ms correspond à la réflexion provenant de la paroi 4 et le pic situé à 1,1 ms est le résultat de la réflexion de l'onde de choc réfléchie provenant de la paroi 4 et se réfléchissant ensuite sur la paroi 3.

5.2.2.3 – Essais avec trois parois

Les figures 5.29 à 5.32 représentent les évolutions temporelles enregistrées par le capteur B pour des essais avec trois parois.

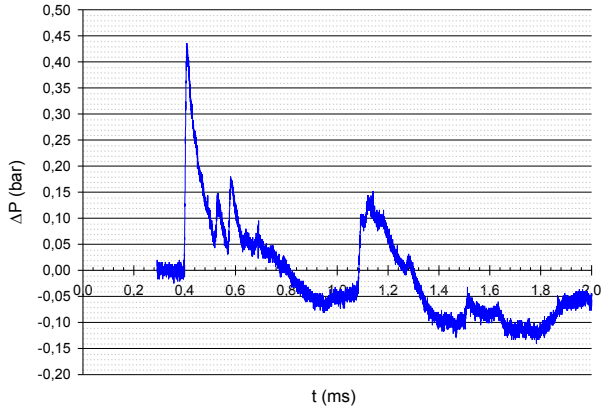


Figure 5.29 : Evolution temporelle de la pression Capteur B – parois 1 + 2 + 4

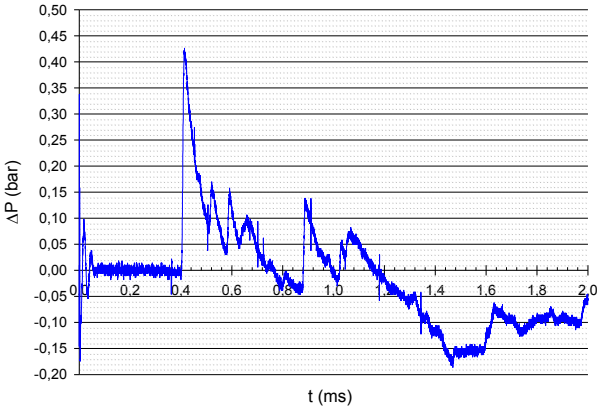


Figure 5.30 : Evolution temporelle de la pression Capteur B – parois 1 + 3 + 4

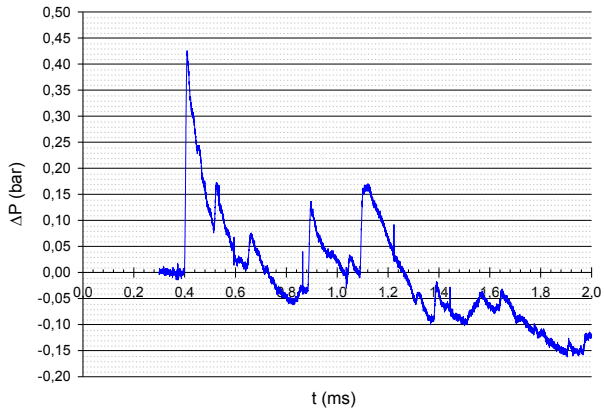


Figure 5.31 : Evolution temporelle de la pression Capteur B – parois 1 + 2 + 3

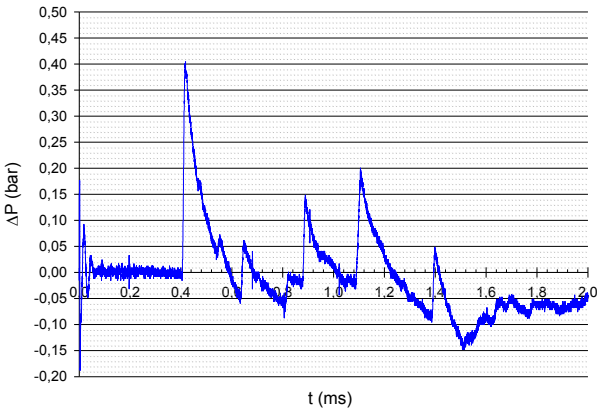


Figure 5.32 : Evolution temporelle de la pression Capteur B – parois 2 + 3 + 4

Sur les figures 5.29 et 5.30, l'interaction des ondes de choc réfléchies par les parois 1 et 4 est encore visible à 0,6 ms. Sur ces mêmes figures, les pics situés à 1,08 ms et 0,88 ms correspondent aux réflexions provenant des parois 2 et 3 respectivement. Le double pic situé à 1,04ms sur la figure 5.30 est la réflexion des ondes de choc réfléchies provenant des parois 1 et 4 sur la paroi 3.

Sur la figure 5.31, les pics situés à 0,62 ms, 0,88 ms et 1,08 ms correspondent aux réflexions sur les parois 1, 3 et 2 respectivement. L'onde de choc réfléchie provenant de la paroi 3 et se réfléchissant sur la paroi 2 est également visible à 1,4 ms.

Les trois premiers pics réfléchis situés à 0,64 ms, 0,88 ms et 1,08 ms sur la figure 5.32 correspondent aux ondes de choc réfléchies provenant respectivement des parois 4, 3 et 2. Le dernier pic de cette figure situé à 1,4 ms peut correspondre à l'addition des ondes de choc réfléchies issues des parois 3 et 4 et se réfléchissant sur la paroi 2. En effet, il a été vu précédemment que pour les essais avec les parois 2 et 3 seules et 2 et 4 seules, un pic apparaissait à 1,4 ms. Le pic à 1,4 ms présent sur la figure 5.32 possédant une amplitude plus élevée que pour les essais avec 2 parois seules (0,15 bar au lieu de 0,05 bar), il est donc possible d'en déduire que ce dernier pic est une addition des ondes de choc réfléchies issues des parois 3 et 4 et se réfléchissant sur la paroi 2.

5.2.2.4 – Essais avec quatre parois

Après avoir analysé les résultats obtenus pour des essais avec toutes les combinaisons de parois possibles, une bonne analyse des essais avec les quatre parois présentes est maintenant possible. Voici l'évolution temporelle de la pression enregistrée par le capteur B avec les quatre parois :

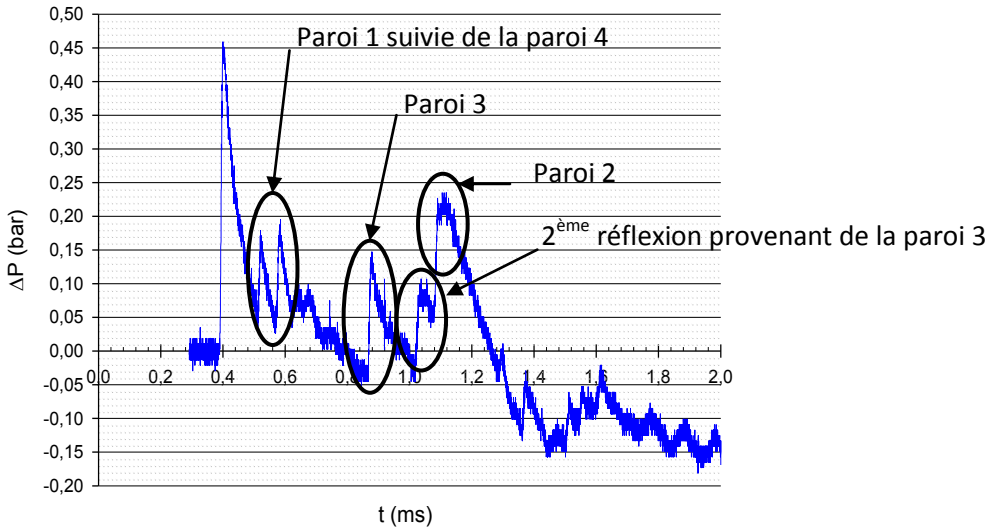


Figure 5.33 : Evolution temporelle de la pression Capteur B – parois 1 + 2 + 3 + 4

L'addition des ondes de choc réfléchies provenant des parois 1 et 4 est nettement visible sur la figure 5.33 à 0,6 ms. Le pic situé à 0,88 ms est identifiable à l'onde de choc réfléchie provenant de la paroi 3. Le pic compris entre 1 ms et 1,24 ms peut être décomposé en deux. En effet, le premier pic situé à 1,02 ms est la réflexion sur la paroi 3 des ondes de choc réfléchies provenant des parois 1 et 4 et le second pic situé à 1,08 ms correspond à l'onde de choc réfléchie provenant de la paroi 2. Après 1,24 ms, les pics apparaissant sur la figure sont dus à de multiples réflexions et à l'interaction d'ondes de choc.

5.2.3 – Capteur C

5.2.3.1 – Essais avec une seule paroi

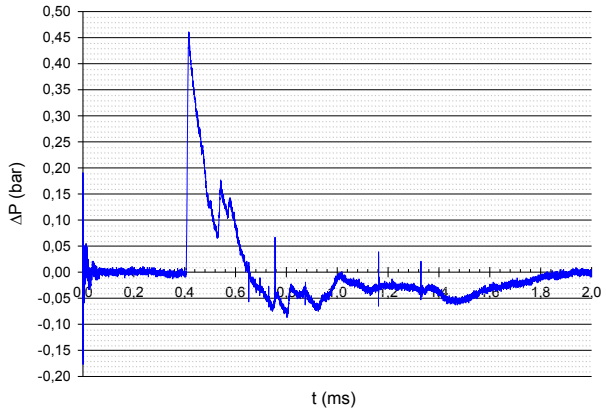


Figure 5.34 : Evolution temporelle de la pression Capteur C – paroi 1

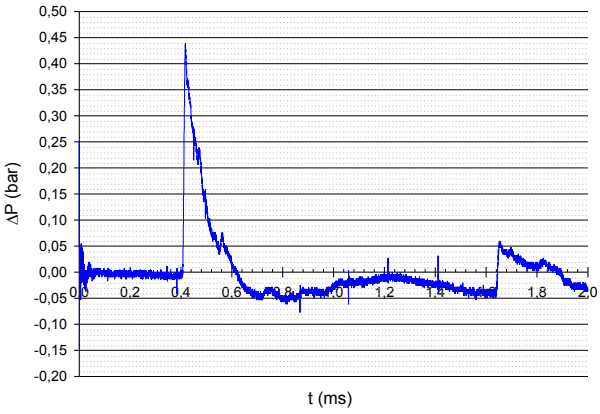


Figure 5.35 : Evolution temporelle de la pression Capteur C – paroi 2

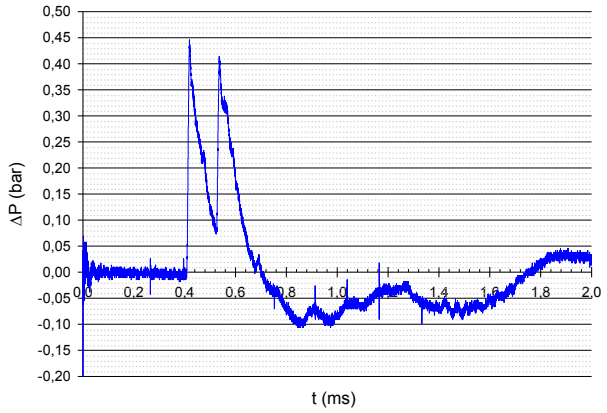


Figure 5.36 : Evolution temporelle de la pression Capteur C – paroi 3

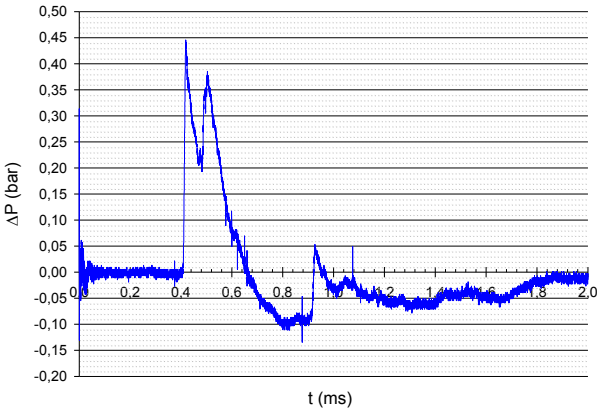


Figure 5.37 : Evolution temporelle de la pression Capteur C – paroi 4

Le pic situé à 1,64 ms sur la figure 5.35 est l'onde de choc réfléchie issue de la paroi 2. Sur cette même figure le pic situé à 0,56 ms est assimilé à la deuxième onde de choc sphérique due à la géométrie sphérique de la charge gazeuse. Sur les figures 5.34, 5.36 et 5.37, les pics situés à 0,56 ms correspondent aux ondes de choc réfléchies provenant des parois 1, 3 et 4 respectivement. Celle provenant de la paroi 1 met plus de temps pour atteindre le capteur car elle a plus de distance à parcourir et son amplitude est donc plus faible que pour les deux autres cas. Cependant, il a été vu au paragraphe précédent que l'onde de choc due à la géométrie sphérique d'une charge gazeuse est située à 0,56 ms, il est

donc possible que les ondes de choc réfléchies issues des parois 1, 3 et 4 soient influencées par ce phénomène. Les surpressions réfléchies obtenues dans ces cas sont peut être surestimées par rapport aux valeurs obtenus avec des charges solides. Lors de l'essai avec la paroi 4 seule, l'amplitude du premier pic de surpression obtenu est de 0,45 bar, ce qui correspond aux surpressions incidentes obtenues lors des essais avec les autres parois seules. Cela prouve qu'il n'y a pas de création de pied de Mach le long de la paroi 4 et que le premier pic de surpression obtenu correspond à l'onde de choc incidente.

5.2.3.2 – Essais avec deux parois

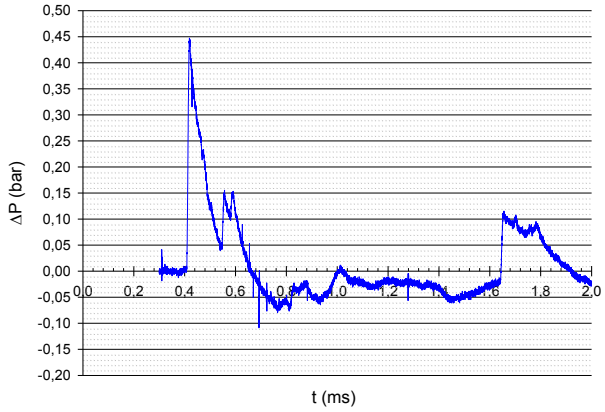


Figure 5.38 : Evolution temporelle de la pression Capteur C – parois 1 + 2

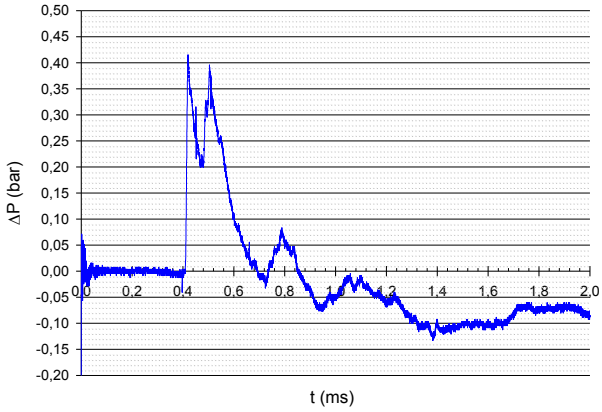


Figure 5.40 : Evolution temporelle de la pression Capteur C – parois 1 + 4

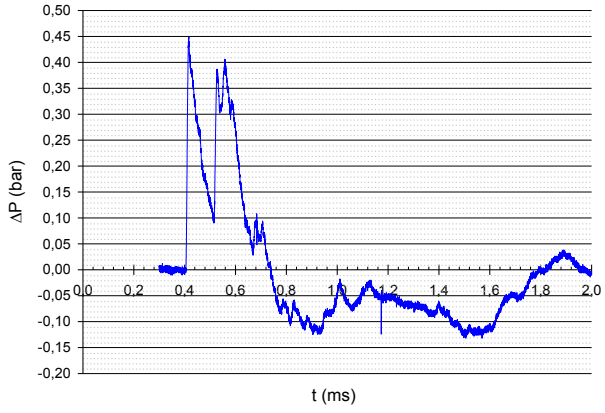


Figure 5.39 : Evolution temporelle de la pression Capteur C – parois 1 + 3

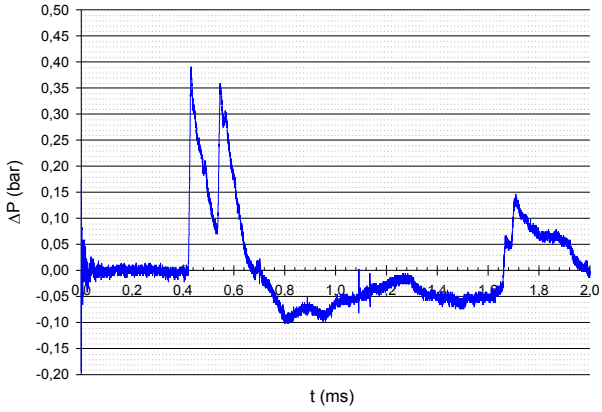


Figure 5.41 : Evolution temporelle de la pression Capteur C – parois 2 + 3

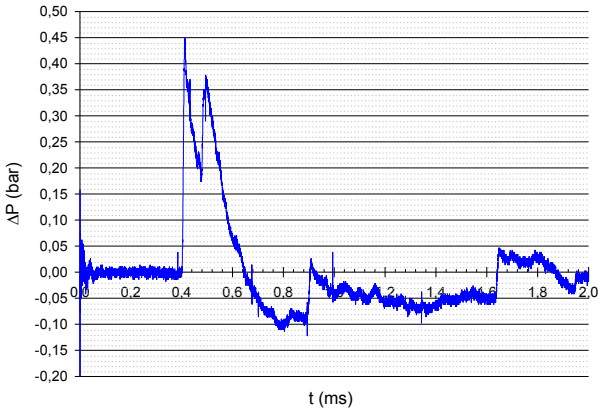


Figure 5.42 : Evolution temporelle de la pression Capteur C – parois 2 + 4

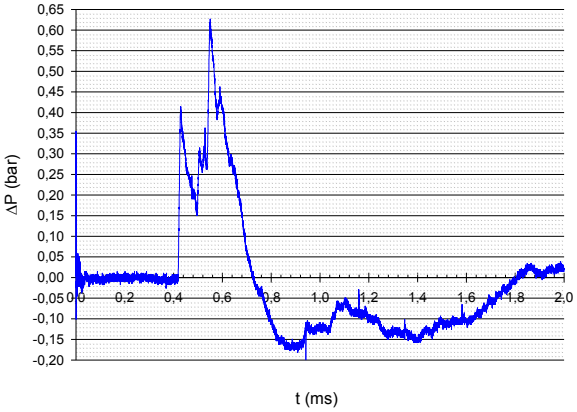


Figure 5.43 : Evolution temporelle de la pression Capteur C – parois 3 + 4

Sur les figures 5.39, 5.40 et 5.43, c'est-à-dire celles représentant les combinaisons entre les parois 1, 3 et 4, les pics de surpressions réfléchies situés juste après les pics de surpressions incidentes sont les résultats de la sommation et de l'interférence des ondes de choc réfléchies provenant de ces trois parois. Le résultat le plus marquant est visible sur la figure 5.43 où la valeur de la surpression réfléchie obtenue est 1,5 fois supérieure à celle de la surpression incidente. Le capteur C étant placé dans le coin formé par les parois 3 et 4, ce résultat est donc dû au confinement produit par ces parois.

Sur les figures 5.38, 5.41 et 5.42, les premiers pics réfléchis correspondent aux ondes de choc réfléchies provenant des parois 1, 3 et 4 et les pics situés à 1,64 ms sont issus des réflexions sur la paroi 2.

Le pic apparaissant à 0,8 ms sur la figure 5.40 peut être dû à une double réflexion. En effet, la charge gazeuse étant située dans le coin formé par les parois 1 et 4, il est donc possible que ce pic situé à 0,8 ms soit du à la réflexion sur la paroi 4 de l'onde de choc réfléchie provenant de la paroi 1, ou vice versa.

Un double pic apparaît sur la figure 5.41 à 1,66 ms et 1,7 ms. Il a été vu que le premier correspond à l'onde de choc réfléchie provenant de la paroi 2 et le second peut être du à la réflexion de cette même onde de choc sur la paroi 3.

5.2.3.3 – Essais avec trois parois

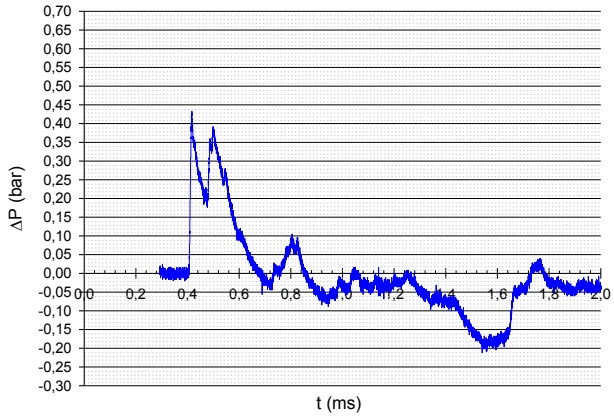


Figure 5.44 : Evolution temporelle de la pression capteur C – parois 1 + 2 + 4

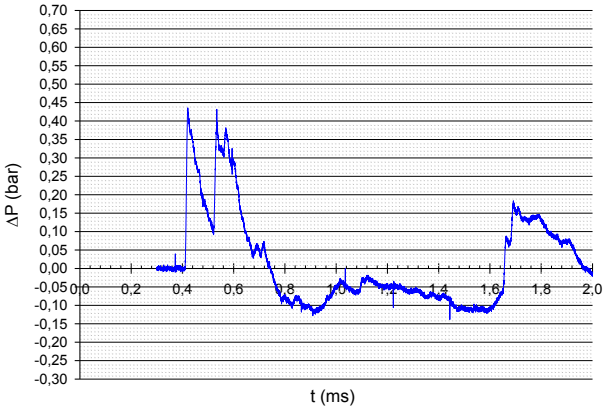


Figure 5.46 : Evolution temporelle de la pression capteur C – parois 1 + 2 + 3

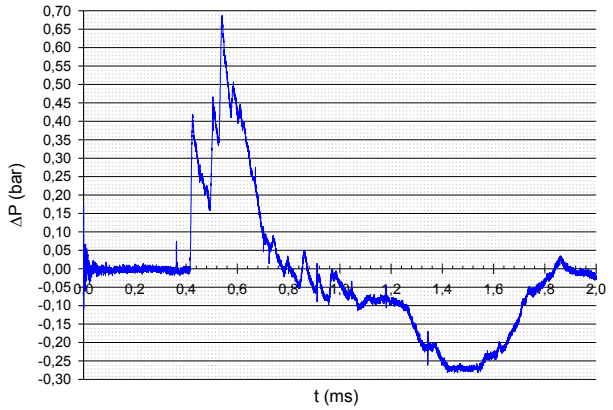


Figure 5.45 : Evolution temporelle de la pression capteur C – parois 1 + 3 + 4

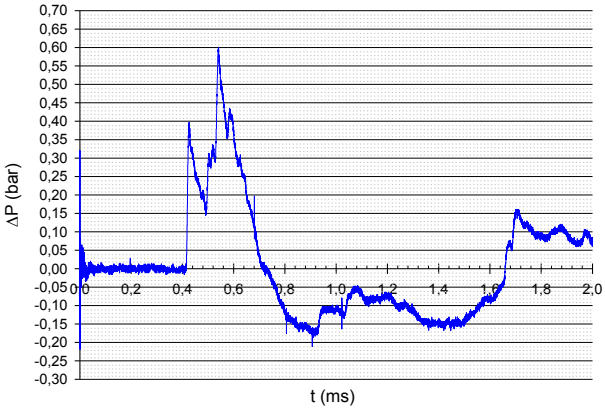


Figure 5.47 : Evolution temporelle de la pression capteur C – parois 2 + 3 + 4

Comme il a été vu sur la figure 5.43, lorsque les parois 3 et 4 sont toutes les deux présentes le pic de surpression réfléchie situé immédiatement après le pic de surpression incidente est plus important que lorsque ces parois sont seules. L'effet est encore plus important lorsque la paroi 1 est ajoutée aux parois 3 et 4. En effet, il a été vu (cf. §5.2.3.1)

que les ondes de choc réfléchies provenant de ces trois parois arrivent au niveau du capteur C à 0,6 ms, il en résulte donc une addition de ces ondes lorsque les parois 1, 3 et 4 sont toutes les trois présentent. Les figures 5.45 et 5.47 illustrent bien ce phénomène.

L'onde de choc réfléchie provenant de la paroi 2 est nettement visible sur les figures 5.44, 5.46 et 5.47 à 1,64 ms. Il est à noter l'apparition du double pic sur les figures 5.46 et 5.47 lorsque les parois 2 et 3 sont toutes les deux présentes.

Pour ces essais avec trois parois, il est important de remarquer l'apparition de surpressions négatives beaucoup plus importantes que lors des essais avec seulement deux parois. La surpression négative maximale est de 0,27 bar et est atteinte pour l'essai avec les parois 1, 3 et 4.

5.2.3.4 – Essais avec quatre parois

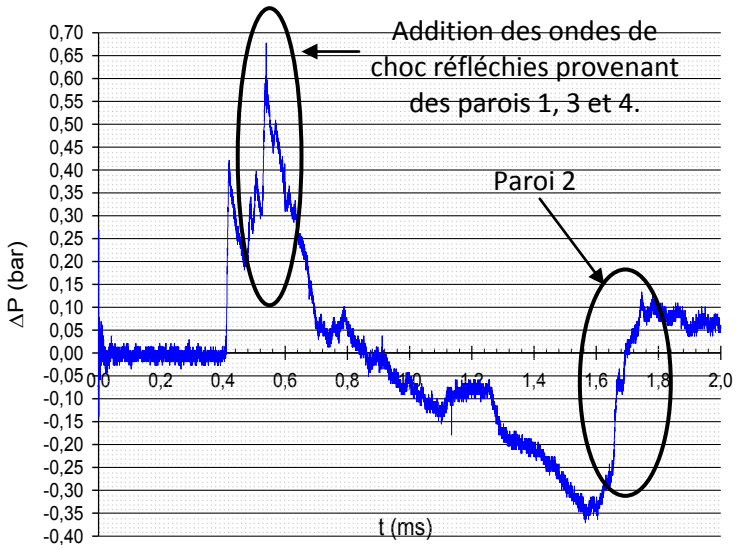


Figure 5.48 : Evolution temporelle de la pression capteur C – parois 1 + 2 + 3 + 4

Sur la figure 5.48, tous les pics présentés précédemment sont visibles. Il a été vu que le pic réfléchi situé immédiatement après le pic incident est très important et est l'addition

des ondes de choc réfléchies provenant des parois 1, 3 et 4. Le pic situé à 0,8 ms est peut être du à la réflexion sur la paroi 4 de l'onde de choc réfléchie provenant de la paroi 1 ou vice versa. La remontée de la surpression à partir de 1,6 ms est due à l'arrivée de l'onde de choc réfléchie provenant de la paroi 2. Cette remontée est d'autant plus forte que la surpression négative atteinte juste avant est élevée (0,35 bar). En effet, il a été vu précédemment que l'amplitude du pic de surpression obtenue pour l'onde de choc réfléchie provenant de la paroi 2 est de l'ordre de 0,1 bar, alors que pour cet essai la surpression passe de -0,35 bar à -0,05 bar.

Il est à noter que pour cet essai avec les quatre parois en place l'impulsion négative est très importante ($1{,}3085 \times 10^{-4}$ bar.s) et est plus grande que l'impulsion positive ($1{,}2296 \times 10^{-4}$ bar.s).

5.3 – Etudes complémentaires

5.3.1 – Influence du toit

Les essais présentés précédemment ont seulement été effectués pour un volume semi-confiné car le toit n'était pas présent. Afin d'étudier son influence, des expériences complémentaires ont été réalisées avec le même confinement. Les configurations, c'est-à-dire les emplacements de la charge et des capteurs, restent les mêmes que pour l'étude précédente. La charge hémisphérique est toujours un mélange gazeux propane-oxygène de richesse 1 de 0,033 m de rayon et amorcée par un fil explosé.

Les essais ont été réalisés en deux parties : une première sans toit (boîte ouverte) et une seconde avec toit (boîte fermée).

La figure 5.49 rappelle la configuration de tir étudiée avec l'emplacement de la charge et les positions des capteurs.

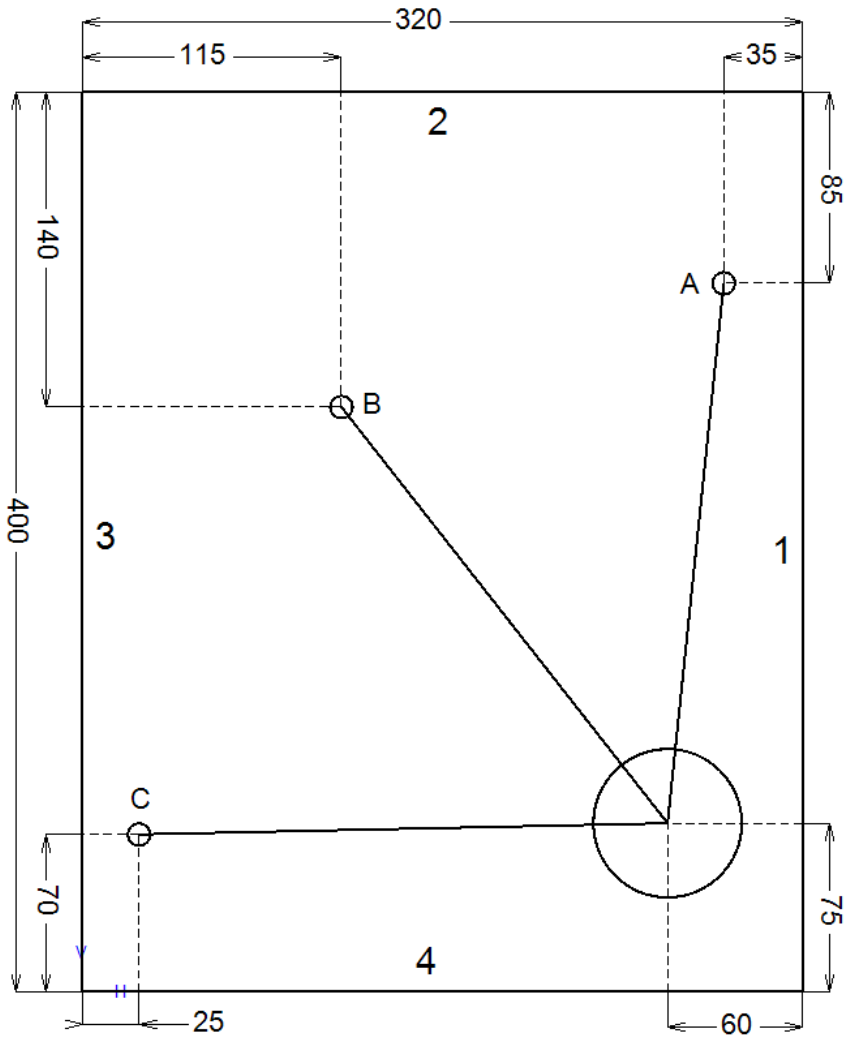


Schéma non à l'échelle

Figure 5.49 : Configuration de tir pour l'étude sur l'influence du toit (distances en millimètres)

Les figures 5.50 à 52 présentent les évolutions temporelles de pressions enregistrées par les capteurs A, B et C.

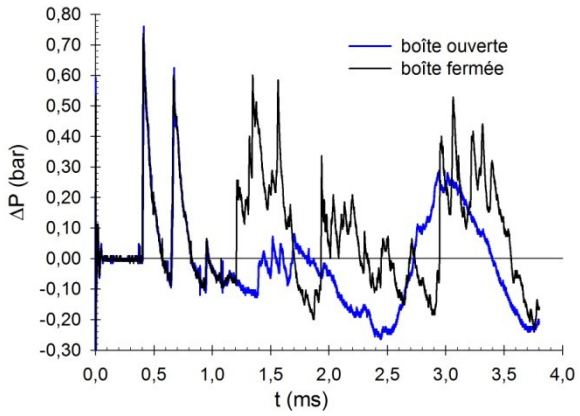


Figure 5.50 : Evolution temporelle de la pression capteur A – boîte ouverte et fermée

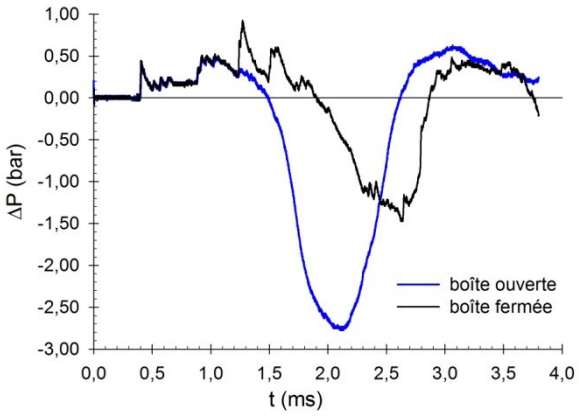


Figure 5.51 : Evolution temporelle de la pression capteur B – boîte ouverte et fermée

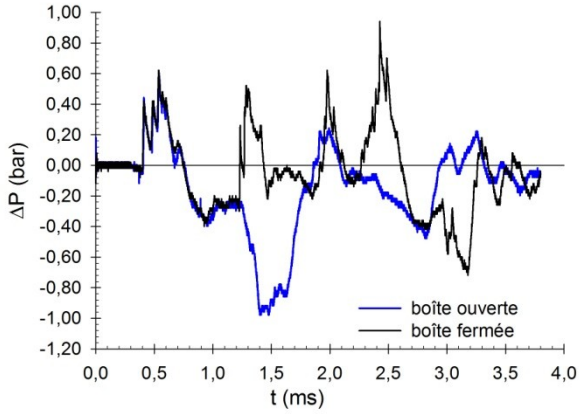


Figure 5.52 : Evolution temporelle de la pression capteur C – boîte ouverte et fermée

Les pressions obtenues avec et sans toit sont en accords pour chaque capteur jusqu'à 1,2 ms. Au-delà, lorsque le toit n'est pas présent la pression chute alors que si le toit est ajouté un nouveau pic de surpression apparaît. Les pics de surpressions réfléchies maximales sont obtenues lorsque le toit est présent pour les capteurs B et C. Cependant, pour le capteur A ces pics de surpressions réfléchies ne dépassent pas le pic de surpression incidente qui correspond à un pied de Mach. L'apparition de nombreux pics de surpressions réfléchies supplémentaires montrent bien l'influence et l'importance du toit.

Il est important de remarquer les fortes dépressions obtenues pour les capteurs B et C. Les résultats obtenus pour ces capteurs sont faussés car les fortes dépressions obtenues

sont due à des dérives thermiques. Seules les surpressions positives et les impulsions positives totales sont étudiées.

Le tableau 5.1 et les figures 5.53 et 5.54 regroupent les résultats obtenus sur les surpressions réfléchies maximales et sur les impulsions positives totales pour les trois capteurs.

Capteurs	I^+ (Pa.s.kg$^{-1/3}$)		ΔP^+ (bar)	
	Avec toit	Sans toit	Avec toit	Sans toit
A	670	340	0,605	0,6
B	1273	1267	0,925	0,637
C	477	231	0,933	0,606

Tableau 5-1 : Comparaison des impulsions et surpressions pour des essais avec et sans toit.

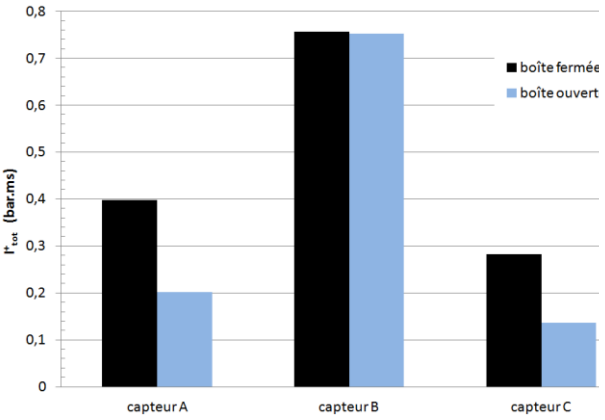


Figure 5.53 : Comparaison impulsions positives totales – avec et sans toit

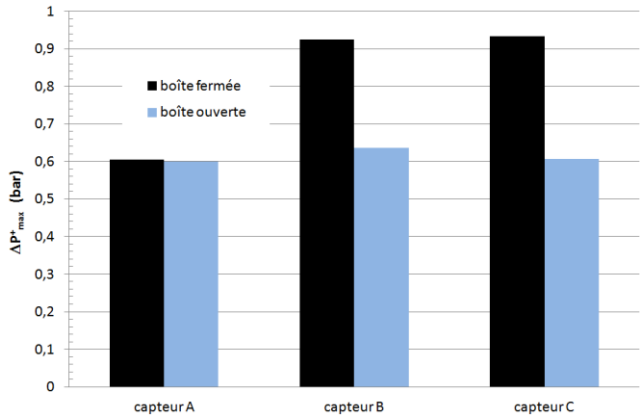


Figure 5.54 : Comparaison surpressions positives maximales – avec et sans toit

Ces résultats montrent une augmentation prévisible des impulsions positives lorsque le toit est présent, notamment pour le capteur C qui se trouve dans un coin de la boîte. En effet, les ondes de choc se concentrant dans les coins provoquent des fortes surpressions positives et engendrent donc de fortes impulsions positives. Le même phénomène est observable pour le capteur A qui est situé près d'une paroi. Les impulsions positives obtenues lors d'essai avec toit pour les capteurs A et C sont environ deux fois supérieures à

celles obtenues pour des essais sans toit. En revanche, pour le capteur B il n'y a pas de grande différence sur les impulsions positives entre les deux configurations. Ce capteur étant proche du centre de la boîte, il semble moins affecté par les ondes de choc réfléchies provenant du toit. Cela montre que le centre de la boîte est moins soumis aux effets de confinement et à l'interaction des ondes de choc comparé aux coins ou aux arêtes de la boîte. Les surpressions positives enregistrées par le capteur A avec et sans toit sont quasiment identiques. En effet, il a été vu qu'il existait un pied de Mach se développant le long de la paroi 1 et donc les surpressions maximales enregistrées par le capteur A sont donc issues de ce pied de Mach. Pour les capteurs B et C, la présence du toit engendre de fortes surpressions réfléchies maximales qui sont supérieures à celles obtenues pour les essais sans toit.

Aux vues de ces résultats, on est en droit de se demander si les produits de détonation ne jouent pas un rôle important quant aux surpressions (positives et négatives) et impulsions (positives et négatives) obtenues. En effet, selon une étude réalisée par M. Held (1983), le rayon final des produits de détonation après leur expansion est 14,6 fois supérieur au rayon initial de la charge gazeuse. Si on tient compte de ce facteur d'expansion cela signifie qu'à la fin de la réaction, tout le volume intérieur de la boîte est rempli par les produits de détonations.

5.3.2 – Influence du volume du confinement

Dans cette étude, tous les essais ont été réalisés avec un confinement total (présence du toit) et seul le volume du confinement change. Les résultats présentés précédemment sont comparés avec ceux obtenus pour une nouvelle boîte de dimensions 400x468x300 mm^3, soit un volume V_2 de 56,16 litres. Ce volume est 1,56 fois plus important que le volume

du confinement précédent qui était de 32 litres. Les figures 5.55 et 5.56 présentent les résultats obtenus.

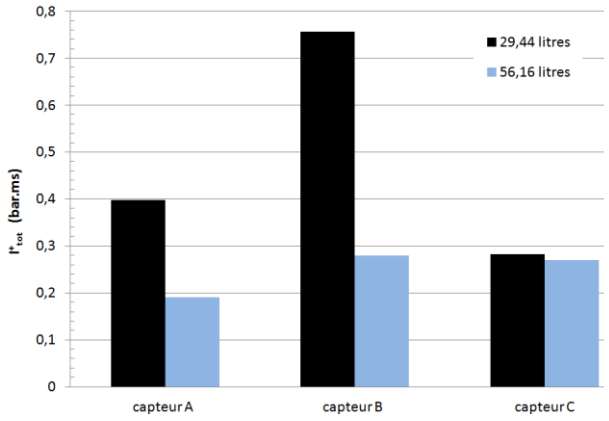


Figure 5.55 : Comparaison impulsions positives totales pour différents volumes de confinement

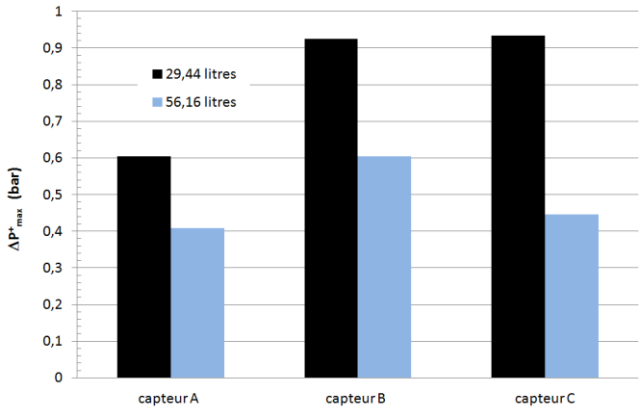


Figure 5.56 : Comparaison surpressions positives maximales pour différents volumes de confinement

La seule tendance se dégageant de ces résultats est la diminution des valeurs des propriétés physiques étudiées. En effet, lorsque le volume du confinement augmente les ondes de choc réfléchies provenant des parois et du toit mettent plus de temps à revenir aux capteurs, ce qui implique une diminution des surpressions positives réfléchies entraînant alors une diminution des impulsions positives.

5.4 – Conclusion

L'identification des pics de surpressions obtenus pour une configuration de tir donnée a pu être menée grâce au montage paroi par paroi. Cela a permis de valider l'hypothèse de la création d'un pied de Mach le long de la paroi 1 (paroi la plus proche du centre d'explosion) et d'identifier les pics de surpressions réfléchies.

La présence d'un toit rigide a une forte influence sur les impulsions et surpressions positives. En effet, ces caractéristiques physiques augmentent significativement lorsque la boîte est fermée, l'impulsion positive totale pouvant doubler au niveau des capteurs situés dans les coins et proches des parois du confinement. Pour finir, les impulsions positives totales et les surpressions réfléchies maximales diminuent significativement lorsque le volume du confinement augmente.

2ème partie : Détonation d'une charge explosive au sein d'un atelier pyrotechnique

6. Chapitre 6 – Détonation d'une charge explosive dans un atelier pyrotechnique

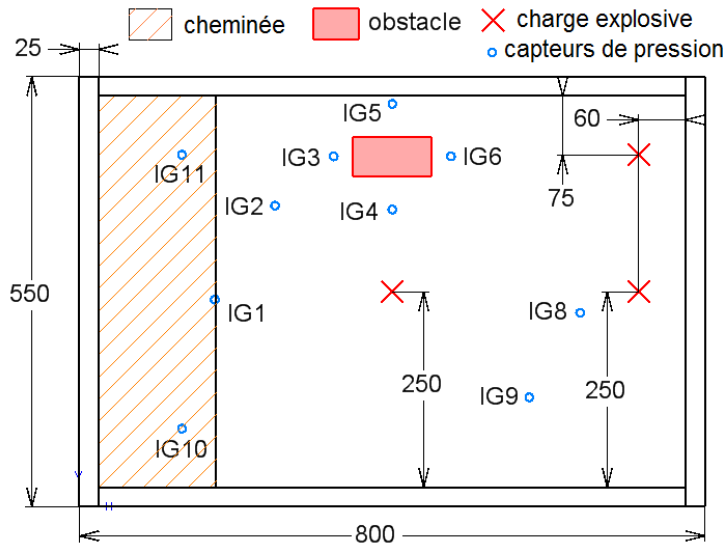
6.1 – Configuration étudiée

Le dispositif expérimental étudié est le même que celui décrit dans le chapitre descriptif expérimental. Il s'agit de l'étude expérimentale et numérique de la détonation d'une charge gazeuse au sein d'un atelier pyrotechnique. Plusieurs positions de charge explosive sont étudiées et sont représentées par des croix rouges sur la figure 6.1. Pour les expériences à petite échelle, une charge gazeuse hémisphérique composée d'un mélange de propane-oxygène de richesse 1 et de rayon 5 cm est utilisée. Il n'est pas possible de dire à quelle masse de TNT correspond une telle charge gazeuse car il a été mis en évidence dans ce mémoire que l'équivalent TNT massique $Eq_{m,TNT}$ pour une charge gazeuse de propane-oxygène varie en fonction de la distance radiale réduite Z ($m.kg^{-1/3}$).

Afin de représenter ces configurations dans le cadre d'une étude à petite échelle une maquette au $1/20^{ème}$ a été créée. Les parois de la maquette ont été usinées en plexiglas et l'obstacle est usiné dans de l'acier afin que sa masse soit suffisante pour qu'il ne soit pas déplacé par les ondes de pression (il pèse 3,9 kg). La figure 6.2 représente une photo de la maquette et de l'obstacle avec le dispositif d'amorçage situé dans l'angle. Les parois sont

reliées entre elles par de robustes équerres métalliques démontables afin de pouvoir utiliser la même maquette pour l'étude de futures configurations.

Un total de 10 capteurs de pression sont positionnés sur le sol à différents endroits de l'atelier et des capteurs supplémentaires sont placés au milieu de chaque paroi et au centre du plafond.



Hauteur sous plafond : 250 mm

Figure 6.1 : Configuration 1 avec positions des capteurs de pression, de l'obstacle et des charges explosives, distances en millimètres.

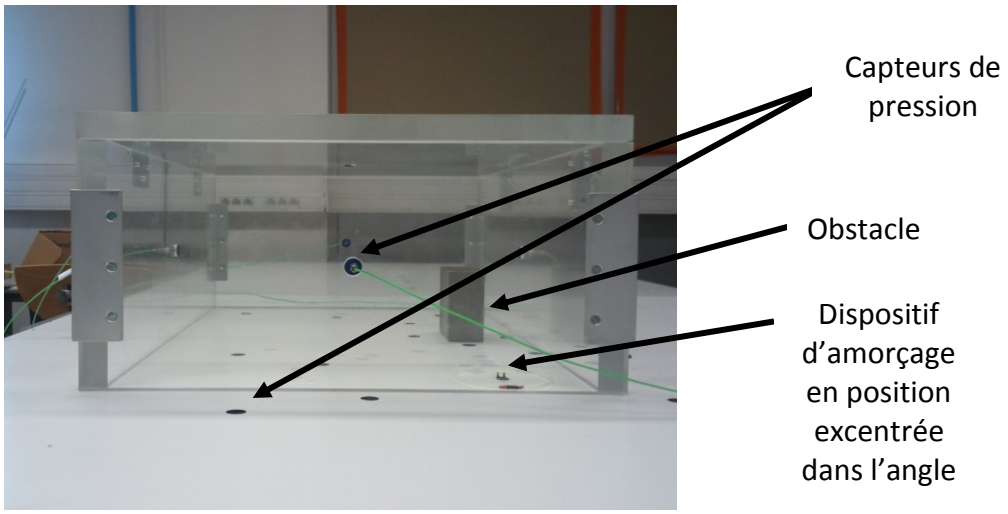


Figure 6.2 : Photo de la maquette et de l'obstacle (configuration 1, charge dans l'angle)

6.2 – Analyse des profils de pression obtenus expérimentalement

6.2.1 – Capteurs situés au sol

6.2.1.1 – Introduction

Pour chaque position de charge (charge centrée, excentrée et dans l'angle), les tirs ont été menés avec et sans obstacle et pour trois configurations différentes (sans toit, toit plein, toit avec cheminée). Lors des premières expériences avec la présence de l'obstacle, il s'est avéré que celui-ci se déplaçait sous l'effet des ondes de pression engendrées par la détonation de la charge gazeuse. Le figure 6.3 montre deux photos prises juste après un tir et mettant en évidence ce déplacement. Afin d'éviter ce problème, l'obstacle a été fixé au banc d'essai grâce à un adhésif.

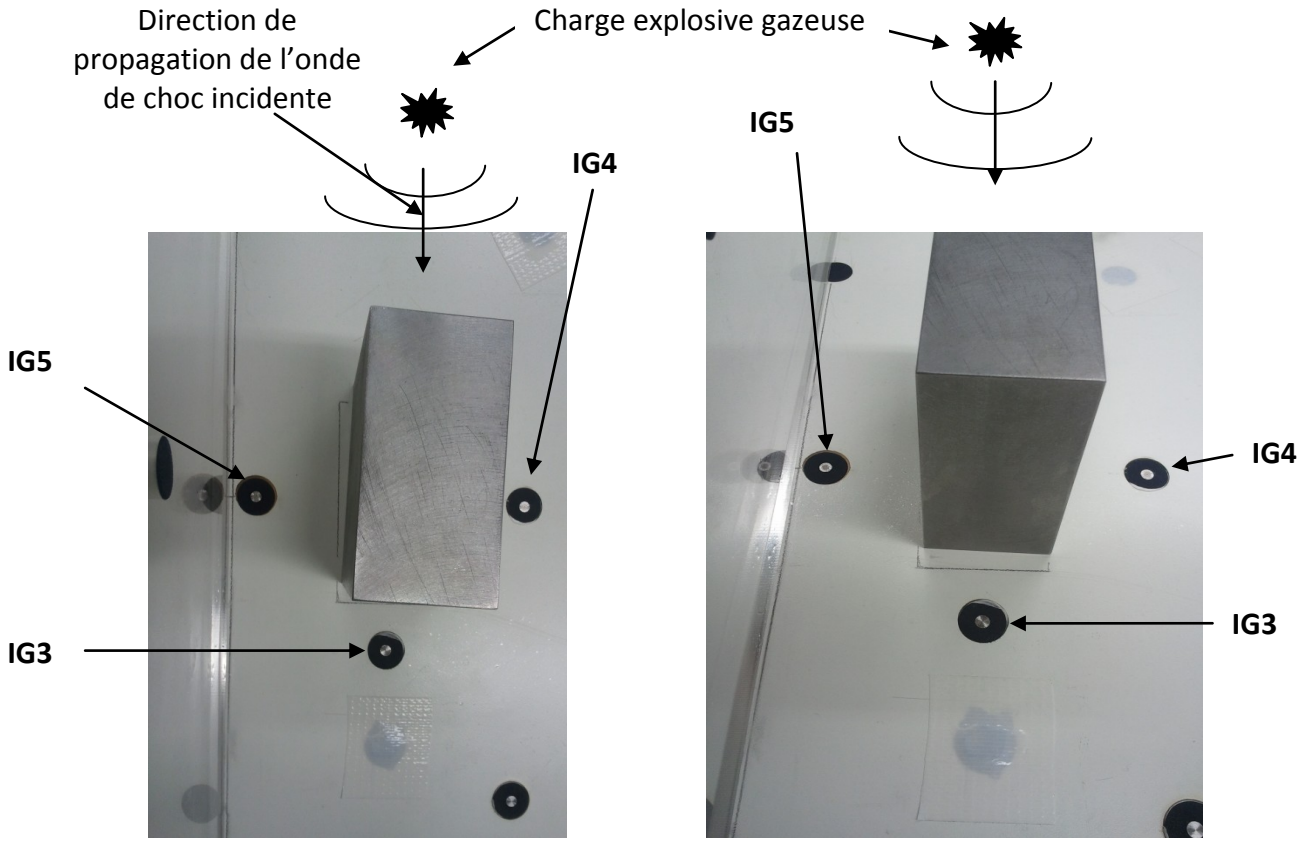


Figure 6.3 : Photos mettant en évidence le déplacement de l'obstacle après un tir (configuration 1, charge dans l'angle, toit complet).

L'obstacle se trouvant au milieu des capteurs IG3, IG4, IG5 et IG6, les résultats obtenus par ces capteurs seront mis en avant et seront ensuite comparés afin de tenter d'expliquer le déplacement de l'obstacle observable sur la figure 6.3. Après cette étude, l'accent sera mis sur les capteurs IG1 et IG11 afin de mettre en évidence l'influence de la cheminée pour des positions situées à sa verticale. En effet, ces capteurs sont situés sous la cheminée (figure 6.1).

Remarque : Sur les graphiques, la légende « toit plein » indique des essais avec le toit complet et la légende « avec cheminée » indique des essais avec la présence de la cheminée.

6.2.1.2 – Capteur IG5

Premièrement il est intéressant de s'attacher à étudier les résultats obtenus par le capteur IG5 qui se trouve entre la paroi et l'obstacle et qui peut être identifié sur les figures 6.1 et 6.3. Les figures 6.4 à 6.9 présentent les profils de pressions obtenus pour des expériences avec et sans obstacle pour toutes les configurations étudiées.

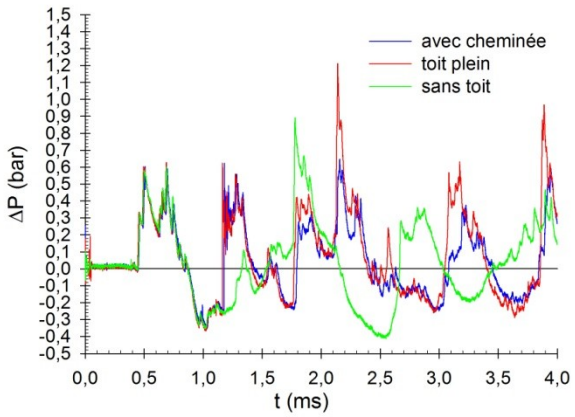


Figure 6.4 : Profils de pressions - capteur IG5 - charge centrée – avec obstacle

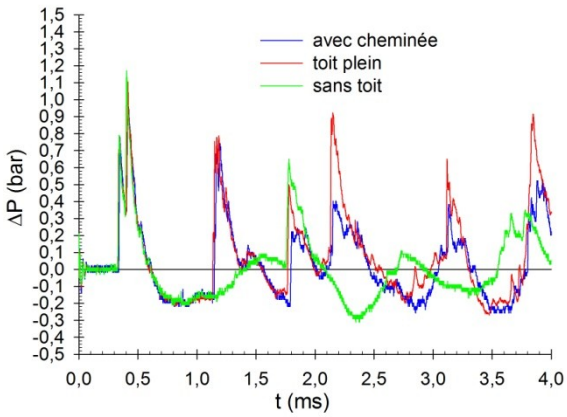


Figure 6.5 : Profils de pressions – capteur IG5 - charge centrée – sans obstacle

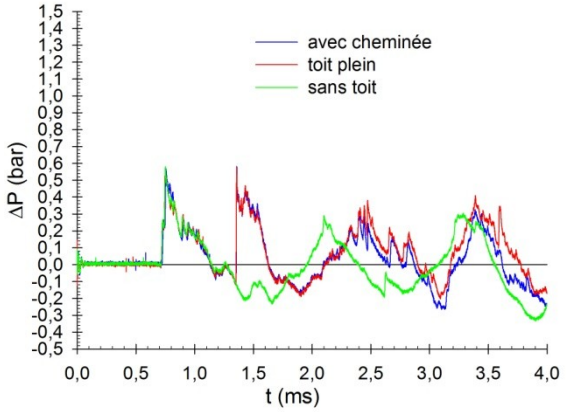


Figure 6.6 : Profils de pressions - capteur IG5 - charge excentrée – avec obstacle

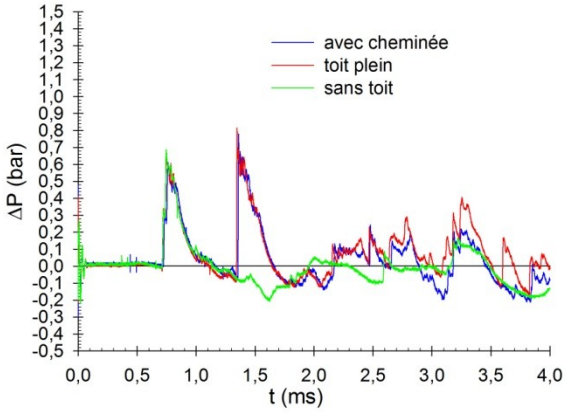


Figure 6.7 : Profils de pressions – capteur IG5 - charge excentrée – sans obstacle

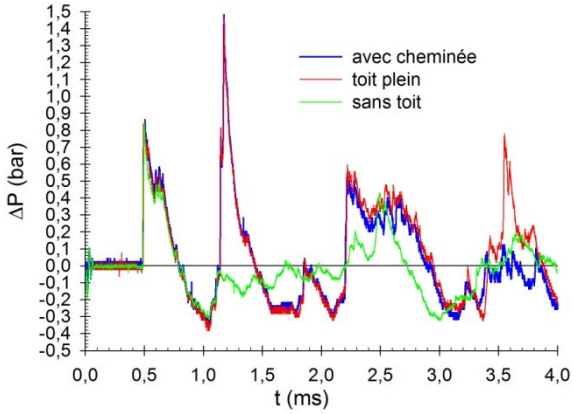


Figure 6.8 : Profils de pressions – capteur IG5 - charge dans l'angle – avec obstacle

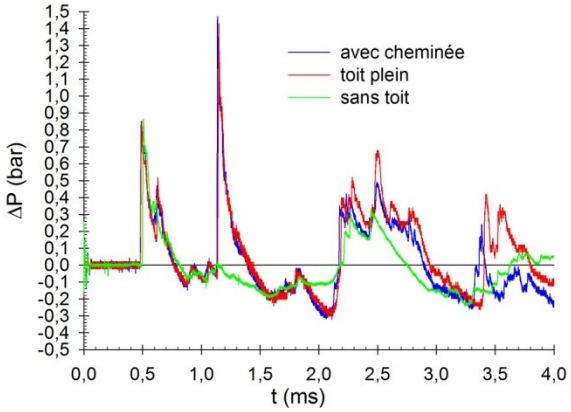


Figure 6.9 : Profils de pressions – capteur IG5 - charge dans l'angle – sans obstacle

En premier lieu, les résultats obtenus pour une charge centrée (figures 6.4 et 6.5) montrent des différences entre les cas avec et sans obstacle. En effet, le capteur IG5 se trouvant à une distance de 0,24 m (correspondant à une distance radiale réduite Z de 2,67 $m.kg^{-1/3}$) et en se référant au polynôme exprimé précédemment pour une charge de propane-oxygène, la surpression incidente obtenue en champ libre est de 0,76 bar. Cette surpression incidente est obtenue uniquement dans le cas sans obstacle (figure 6.5). La surpression incidente obtenue dans le cas avec obstacle (figure 6.4) est de 0,33 bar ce qui met clairement en évidence l'influence de l'obstacle puisqu'il provoque une diminution de

57% de la surpression incidente au niveau du capteur IG5 et joue ainsi l'effet d'écran sur la pression. Cependant, malgré cette diminution de la surpression incidente, l'impulsion positive totale enregistrée sur 4 ms est plus importante dans le cas avec obstacle. En effet, la présence de l'obstacle (figure 6.4) entraîne une augmentation de l'impulsion positive de 6,9% lorsque la cheminée est présente et de 6,5% lorsqu'elle ne l'est pas, comparée au cas sans obstacle (figure 6.5). De plus, toujours dans le cas d'une explosion mettant en jeu une charge centrée au milieu de l'atelier pyrotechnique, la présence de la cheminée comparée au cas où le toit est complètement fermé entraîne une diminution de l'impulsion positive totale de 24,6% pour le cas avec obstacle et une diminution de 24,9% pour le cas sans obstacle.

Dans le cas où la charge est excentrée (figures 6.6 et 6.7) les observations faites concernant les surpressions incidentes et les impulsions positives totales sont les mêmes que pour le cas de la détonation d'une charge centrée. En effet, lorsque l'obstacle est présent (figure 6.6) il est possible d'observer une diminution de 24% de la surpression incidente : 0,34 bar dans le cas sans obstacle (figure 6.7), ce qui correspond à la surpression incidente obtenue en champ libre, contre 0,26 bar dans le cas avec obstacle. Comme précédemment, la présence de l'obstacle (figure 6.6), entraîne une augmentation de l'impulsion positive totale de 5,2% pour la configuration avec la cheminée présente et de 3,1% pour la configuration avec le toit complètement fermé. De plus, les expériences réalisées avec la présence de la cheminée, comparée aux expériences réalisées avec toit complet, montrent une diminution de l'impulsion positive totale de 20,8% pour les expériences avec obstacle (figure 6.6) et de 22,3% pour les expériences sans obstacle (figure 6.7).

La charge positionnée dans l'angle de l'atelier (figures 6.8 et 6.9) est intéressante puisqu'un phénomène déjà observé dans les études précédentes est mis encore en évidence. En effet, selon le polynôme établit précédemment la surpression incidente obtenue en champ libre pour une distance radiale réduite de 3,58 $m.kg^{-1/3}$ est de 0,47 bar. Cependant, les surpressions incidentes enregistrées par le capteur IG5 sont de 0,85 bar, soit 81% plus élevées que les surpressions attendues. Le phénomène mis en jeu ici est la création et la propagation d'un pied de Mach le long de la paroi longeant la charge et le capteur IG5. De même que pour les configurations précédentes (charge centrée et excentrée) la présence de l'obstacle (figure 6.8), comparée au cas où il n'est pas présent (figure 6.9), provoque une augmentation de l'impulsion positive totale de 17% lorsque la cheminée est présente et de 12,8% lorsque le toit est complet. Il est à noter que cette augmentation est plus importante que pour les deux cas précédents (charge centrée et excentrée). La présence de la cheminée entraîne une diminution de l'impulsion positive totale de 19,5% lorsque l'obstacle est présent (figure 6.8) et de 22,5% lorsqu'il n'est pas présent (figure 6.9). Il est également à noter l'apparition d'un pic de surpression réfléchie très important situé à 1,2 ms lorsque la charge est positionnée dans l'angle de l'atelier. En effet, ce pic de 1,5 bar représente la surpression réfléchie maximale atteinte quelque soit la position de la charge.

Dans les deux cas, avec et sans obstacle, la cheminée a une influence non négligeable et doit être prise en compte lors du dimensionnement d'un atelier pyrotechnique puisqu'elle permet de diminuer de façon significative l'impulsion positive totale. Néanmoins la présence d'une machine d'usinage à proximité d'une paroi, comparée au cas où cette machine ne serait pas présente, engendre une augmentation de l'impulsion positive entre la paroi et la machine. Cette augmentation est plus importante si la position de l'explosion est proche de la paroi, notamment si un pied de Mach se crée et se propage sur cette paroi en direction de

la machine. De plus, la présence du toit, que se soit avec la présence ou non de la cheminée et pour les trois positions de charges étudiées, engendre l'apparition d'importants pics de surpressions réfléchies qui participent grandement à l'augmentation de l'impulsion positive totale. Cela met en évidence l'importance du confinement que provoque la présence d'un toit au dessus de l'atelier.

6.2.1.3 – Capteur IG3

Après l'étude des résultats obtenus par le capteur IG5, les résultats enregistrés par le capteur IG3 sont observés. Les figures 6.10 à 6.15 présentent les profils de pressions obtenus avec le capteur IG3.

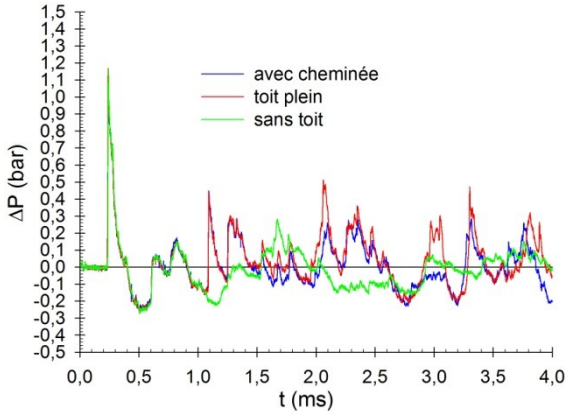


Figure 6.10 : Profils de pressions – capteur IG3 - charge centrée – avec obstacle

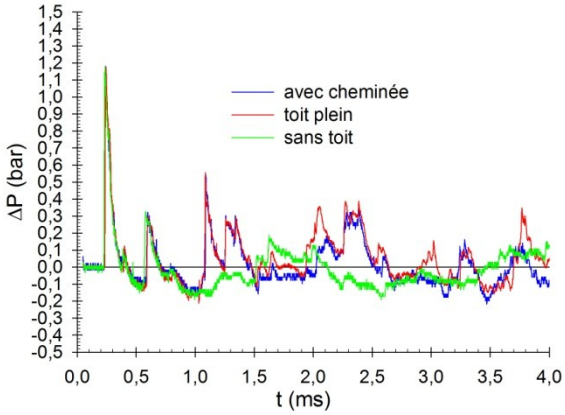


Figure 6.11 : Profils de pressions – capteur IG3 - charge centrée – sans obstacle

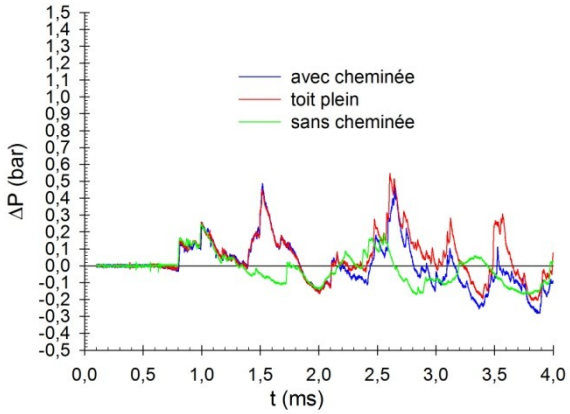


Figure 6.12 : Profils de pressions – capteur IG3 - charge excentrée – avec obstacle

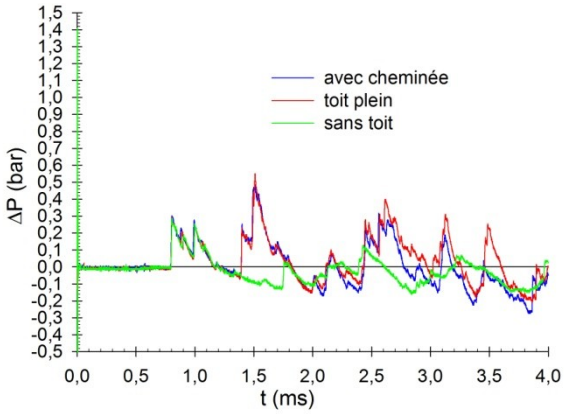


Figure 6.13 : Profils de pressions – capteur IG3 - charge excentrée – sans obstacle

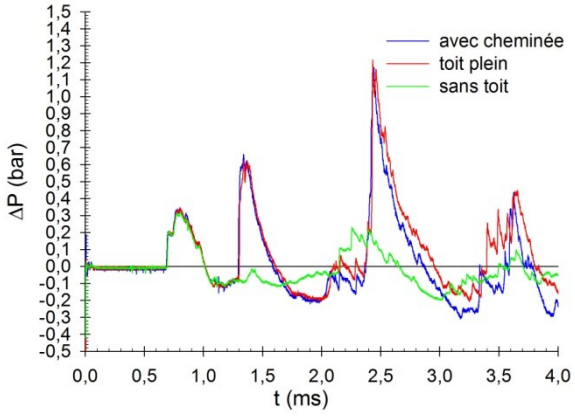


Figure 6.14 : Profils de pressions – capteur IG3 - charge dans l'angle – avec obstacle

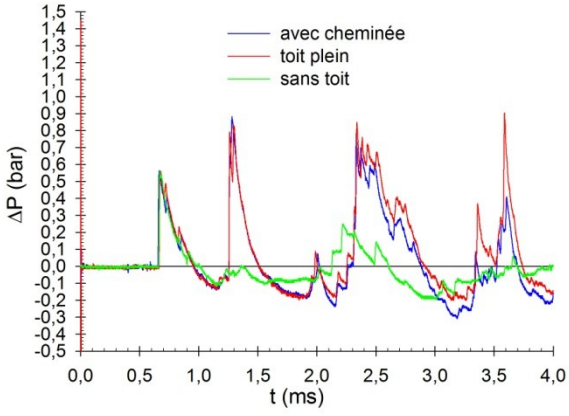


Figure 6.15 : Profils de pressions – capteur IG3 - charge dans l'angle – sans obstacle

Dans le premier cas d'étude, c'est-à-dire lorsque la charge est placée au centre de l'atelier pyrotechnique (figures 6.10 et 6.11), les surpressions incidentes enregistrées par le capteur IG3 concordent avec la surpression incidente obtenue en champ libre lors de la détonation d'une charge de propane-oxygène, soit 1,17 bar. L'obstacle n'a donc aucune influence sur la surpression incidente. La présence de la cheminée, comparée au cas où le toit est complet, engendre une diminution de l'impulsion positive totale de 22,9 % dans le cas où l'obstacle est présent (figure 6.10) et de 19,5 % dans le cas où il n'est pas présent (figure 6.1). En revanche, la présence ou non de l'obstacle a très peu d'influence car les variations des impulsions positives totales sont inférieures à 1% pour le cas avec cheminée. Dans le cas avec toit complet, l'obstacle engendre une diminution de 4,7 % de l'impulsion positive totale.

Pour le cas d'étude avec la charge excentrée (figures 6.12 et 6.12), la présence de l'obstacle (figure 6.12) engendre une diminution de 50% de la surpression incidente comparée au cas où l'obstacle n'est pas présent. La surpression incidente enregistrée pour le cas sans obstacle (figure 6.13) correspond à la valeur attendue en champ libre, c'est-à-dire

0,3 bar. La cheminée a un effet important dans ce cas d'étude (charge excentrée). En effet, lorsqu'elle est présente elle engendre une diminution de 30% de l'impulsion positive totale pour les expériences avec obstacles (figure 6.12) et de 47,6% pour les expériences sans obstacle (figure 6.13). Concernant l'influence de l'obstacle, comparée aux expériences sans obstacle, une légère augmentation de 2,4% de l'impulsion positive totale est constatée pour la configuration avec cheminée et au contraire une diminution de 23% pour la configuration avec le toit complet.

Le cas d'étude mettant en jeu la charge positionnée dans l'angle de l'atelier pyrotechnique (figures 6.14 et 6.15) est intéressante car les surpressions incidentes obtenues avec ou sans obstacle ne correspondent pas à la valeur attendue en champ libre pour la distance à laquelle se trouve le capteur IG3. La surpression incidente obtenue dans le cas avec obstacle (figure 6.14) est plus faible de 38%, ce qui peut s'expliquer par le fait que le capteur IG3 soit situé derrière l'obstacle. Au contraire, dans le cas sans obstacle (figure 6.15) l'augmentation de la surpression incidente est de 65%. Le phénomène mis en jeu ici est le même que pour le capteur IG5 avec détonation de la charge gazeuse dans l'angle de l'atelier (figures 6.8 et 6.9). Il s'agit de la propagation d'un pied de Mach le long de la paroi située le long de la charge explosive et du capteur IG3. De plus, les surpressions réfléchies maximales sont atteintes pour ce cas d'étude (charge dans l'angle). En effet, la surpression réfléchie maximale est de 1,17 bar pour la configuration avec obstacle (figure 6.14) et de 0,9 bar pour la configuration sans obstacle (figure 6.15). La présence de la cheminée engendre une diminution de 20,1% de l'impulsion positive totale pour la configuration avec obstacle (figure 6.14) et une diminution de 23% pour la configuration sans obstacle (figure 6.15). De même que pour le cas d'étude avec la charge excentrée (figures 6.12 et 6.13) la présence de l'obstacle provoque une légère augmentation de 1% de l'impulsion positive totale pour les

expériences avec cheminée. Pour les expériences avec toit complet, il est à noter que la diminution de l'impulsion positive totale due à la présence de l'obstacle est moins importante que la position de charge précédente (charge excentrée) puisqu'elle est seulement de 2,6%. Il est également important de remarquer que pour les cas d'études mettant en jeu la charge dans l'angle (figures 6.14 et 6.15), les impulsions positives totales sont plus élevées que pour les cas d'études avec la charge centrée et excentrée (figures 6.10 à 6.13).

6.2.1.4 – Capteur IG4

Les profils de pressions enregistrés par le capteur IG4 sont présentés sur les figures 6.16 à 6.17.

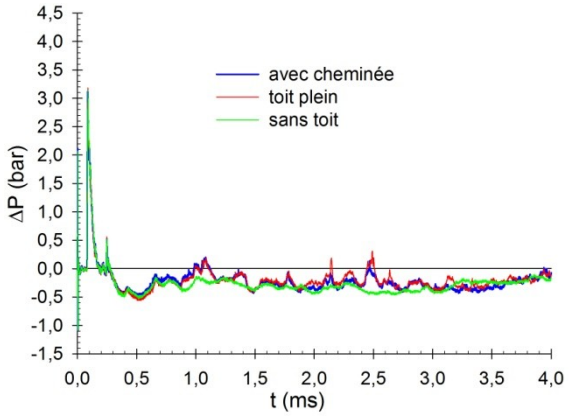


Figure 6.16 : Profils de pressions – capteur IG4 - charge centrée – avec obstacle

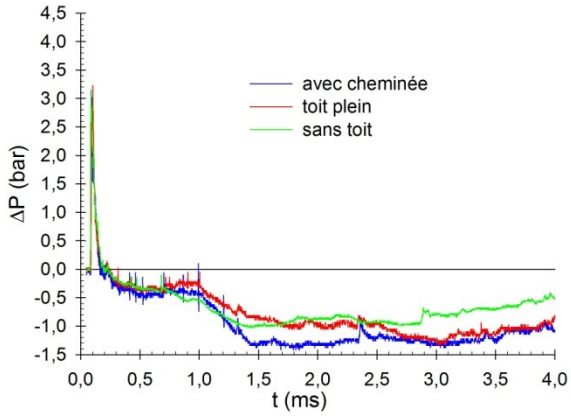


Figure 6.17 : Profils de pressions – capteur IG4 - charge centrée – sans obstacle

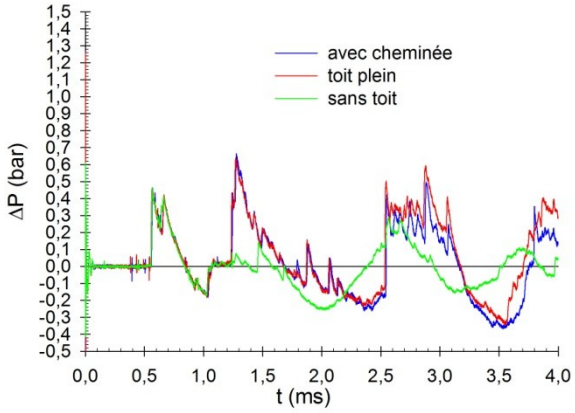


Figure 6.18 : Profils de pressions – capteur IG4 - charge excentrée – avec obstacle

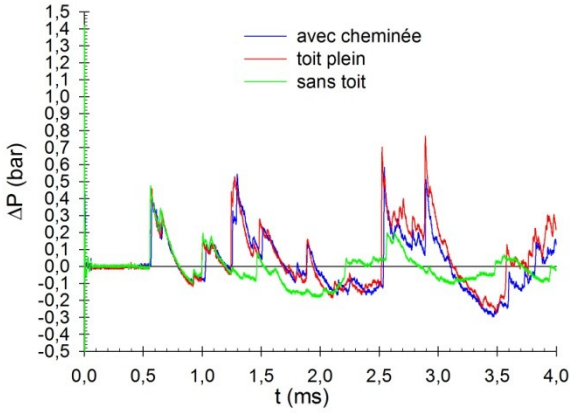


Figure 6.19 : Profils de pressions – capteur IG4 - charge excentrée – sans obstacle

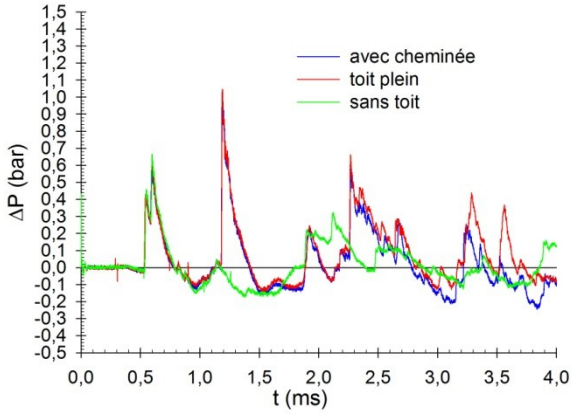


Figure 6.20 : Profils de pressions – capteur IG4 - charge dans l'angle – avec obstacle

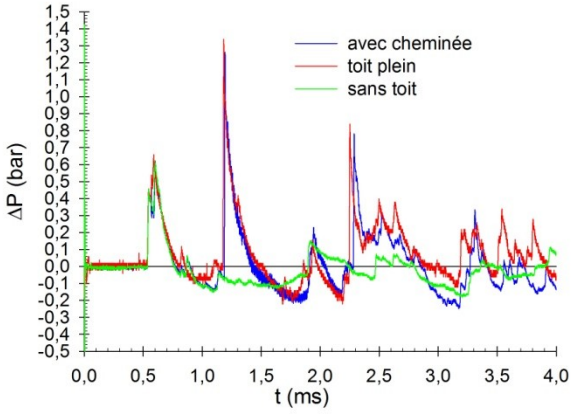


Figure 6.21 : Profils de pressions – capteur IG4 - charge dans l'angle – sans obstacle

Pour le cas d'étude où la charge est placée au centre de l'atelier (figures 6.16 et 6.17), il est difficile d'exploiter les résultats car le capteur IG4 est situé très prés de la charge et souffre de dérive thermique. Cependant, il peut être observé que les surpressions incidentes concordent avec celles obtenues en champ libre, c'est-à-dire 3,32 bar. De plus la présence de l'obstacle engendre une réflexion qui peut être observée à 0,25 ms sur la figure 6.28. Cette réflexion augmente l'impulsion positive totale de 13,6% et de 4,2% pour les expériences avec et sans cheminée respectivement.

Concernant le cas d'étude avec la charge excentrée (figures 6.18 et 6.19), les surpressions incidentes correspondent à celles obtenues en champ libre, à savoir 0,47 bar. La présence de l'obstacle (figure 6.18), comparée aux expériences sans obstacle (figure 6.19), engendre une augmentation de l'impulsion positive totale de 31% pour les expériences avec cheminée et une augmentation de 27,4% pour les expériences avec le toit complet. Pour la configuration avec présence de l'obstacle (figure 6.18) la diminution de l'impulsion positive totale lorsque la cheminée est présente est de 24,9% et pour la configuration sans obstacle (figure 6.19) la diminution est de 27% lorsque la cheminée est présente. Pour les deux configurations (avec et sans obstacle) l'influence du toit (avec et sans cheminée) est importante puisqu'il engendre l'apparition d'importants pics de surpressions réfléchies.

Pour le cas d'étude avec la charge positionnée dans l'angle (figures 6.20 et 6.21), les surpressions incidentes pour toutes les configurations sont de 0,45 bar, ce qui correspond à la surpression incidente obtenue en champ libre. De même que pour le cas avec la charge excentrée, la présence de l'obstacle provoque l'apparition de nombreux pics de surpressions réfléchies, notamment le pic situé à 1,2 ms qui est la surpression réfléchie maximale obtenue quelque soit la position de la charge. Il est également à noter que ce pic de surpression réfléchie est plus important lorsque l'obstacle n'est pas présent (1,3 bar contre 1,05 bar avec présence de l'obstacle). Ce pic de surpression réfléchie peut être identifié à l'onde de choc réfléchie provenant du toit. Pour les expériences avec présence de l'obstacle (figure 6.20), la présence de la cheminée engendre une diminution de 24,9% de l'impulsion positive totale et une diminution de 29,7% pour les expériences sans obstacle (figure 6.21). La présence de l'obstacle, comparée à la configuration où il n'est pas présent, génère une

augmentation de l'impulsion positive totale de 5,2% pour les expériences avec cheminée et une diminution de 1,5% pour les expériences avec le toit complet.

6.2.1.5 – Capteur IG6

Les figures 34 à 39 représentent les profils de pression enregistrés par le capteur IG6

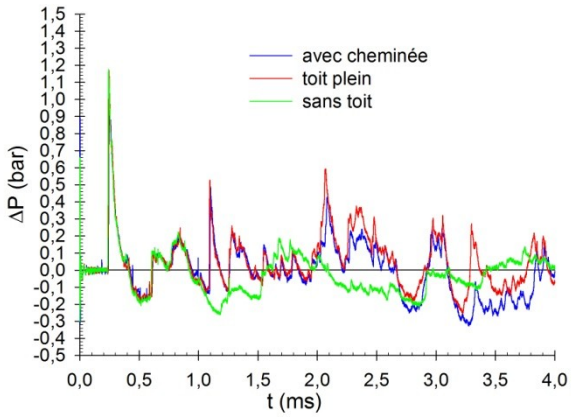


Figure 6.22 : Profils de pressions – capteur IG6 - charge centrée – avec obstacle

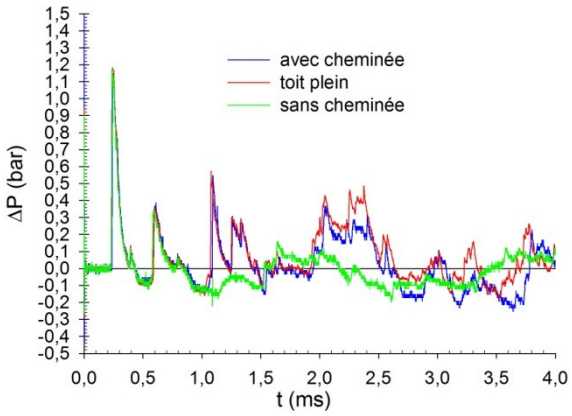


Figure 6.23 : Profils de pressions – capteur IG6 - charge centrée – sans obstacle

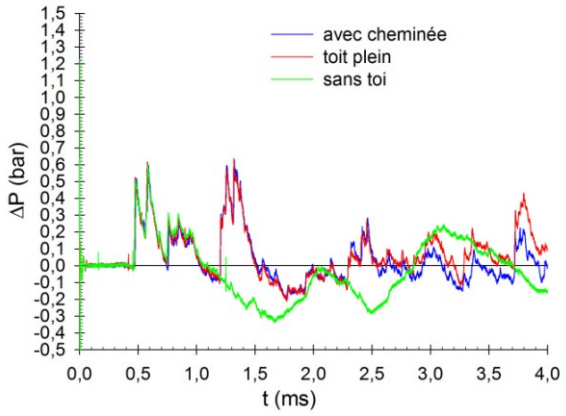


Figure 6.24 : Profils de pressions – capteur IG6 - charge excentrée – avec obstacle

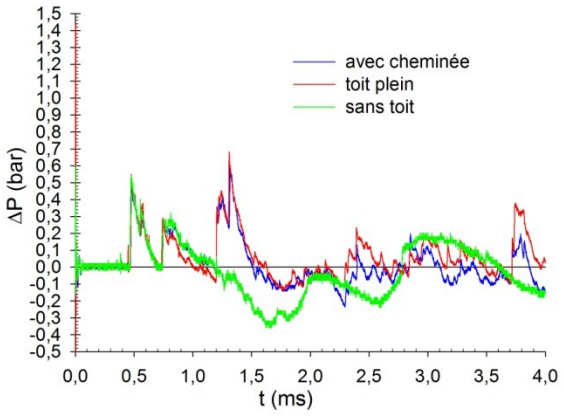


Figure 6.25 : Profils de pressions – capteur IG6 - charge excentrée – sans obstacle

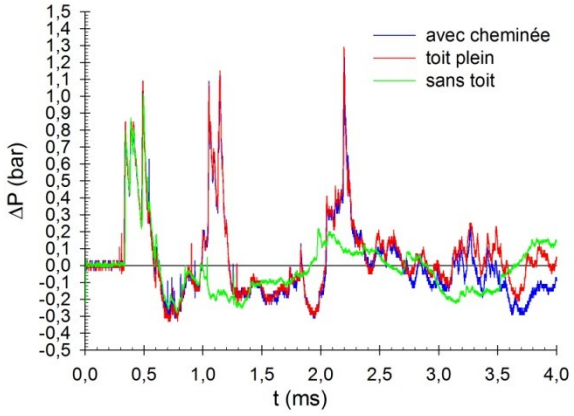


Figure 6.26 : Profils de pressions – capteur IG6 - charge dans l'angle – avec obstacle

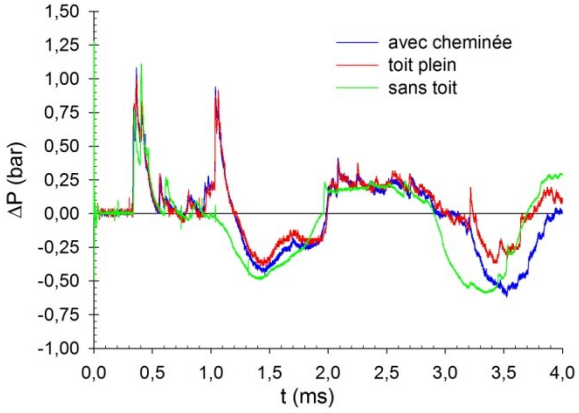


Figure 6.27 : Profils de pressions – capteur IG6 - charge dans l'angle – sans obstacle

Pour le cas d'étude où la charge est située au centre de l'atelier (figures 6.22 et 6.23) les surpressions incidentes sont de 1,17 bar, ce qui concorde avec la surpression incidente obtenue en champ libre. La présence de la cheminée, comparée au cas où le toit est complet, occasionne une diminution de l'impulsion positive totale de 25,4% dans le cas où l'obstacle est présent (figure 6.2) et de 20,1% dans le cas où il n'est pas présent (figure 6.23). La présence de l'obstacle, comparée aux expériences sans obstacle, engendre une diminution de 17,1% pour la configuration avec cheminée et au contraire une diminution de 11,2% pour la configuration avec le toit complet.

Dans le cas où la charge est excentrée (figures 6.24 et 6.25) l'obstacle n'a aucune influence sur les surpressions incidentes puisque les valeurs obtenues sont toutes égales à 0,54 bar, ce qui est en accord avec la surpression obtenue en champ libre. La présence de l'obstacle (figure 6.24), comparée au cas sans obstacle (figure 6.25), entraîne une augmentation de l'impulsion positive totale de 21,5% pour la configuration avec la cheminée présente et de 15,2% pour la configuration avec le toit complètement fermé. De plus, les expériences réalisées avec la présence de la cheminée, comparée aux expériences réalisées

avec toit complet, montrent une diminution de l'impulsion positive totale de 25,3% pour les expériences avec obstacle (figure 6.24) et de 29,2% pour les expériences sans obstacle (figure 6.25).

Pour le cas où la charge est positionnée dans l'angle de l'atelier (figures 6.26 et 6.27) les surpressions incidentes enregistrées par le capteur IG6 correspondent à la surpression obtenue en champ libre, à savoir 0,76 bar. De même que pour les configurations précédentes (charge centrée et excentrée) la présence de l'obstacle, comparée au cas où il n'est pas présent, provoque une augmentation de l'impulsion positive totale de 1,9% pour la configuration avec la cheminée présente et de 4,1% pour la configuration avec le toit complet. La présence de la cheminée entraîne une diminution de l'impulsion positive totale de 12,3% lorsque l'obstacle est présent (figure 6.26) et de 10,4% lorsqu'il n'est pas présent (figure 6.27). Il est à noter une grande impulsion négative totale pour le cas sans obstacle (figure 6.27). En effet, cette impulsion négative est plus importante que l'impulsion positive totale de 54,4% dans le cas avec cheminée et de 38,4% dans le cas sans cheminée.

Après avoir présenté les résultats obtenus pour les capteurs IG3, IG4, IG5 et IG6, il est maintenant intéressant de les comparée afin de pouvoir expliquer le déplacement de l'obstacle observable sur la figure 6.3. Sur cette figure, l'obstacle s'est déplacé du capteur IG3 vers le capteur IG6 et en même temps du capteur IG5 vers le capteur IG4. Pour la configuration mise en place pour cette expérience la charge est placée dans l'angle de l'atelier et la cheminée n'est pas présente ; le toit est donc complètement fermé. L'impulsion positive totale enregistrée par le capteur IG3 est plus élevée de 11,5% comparée à l'impulsion obtenue par le capteur IG6. De même, l'impulsion positive totale enregistrée par

le capteur IG5 est plus élevée de 51,7% comparée à l'impulsion obtenue par le capteur IG4. Ces résultats peuvent ainsi expliquer la façon dont l'obstacle s'est déplacé.

6.2.1.6 – Capteurs IG1 et IG11

Les figures 6.28 à 6.33 présentent les résultats obtenus par les capteurs IG1 et IG11 pour les trois positions de charge et pour la configuration avec obstacle uniquement.

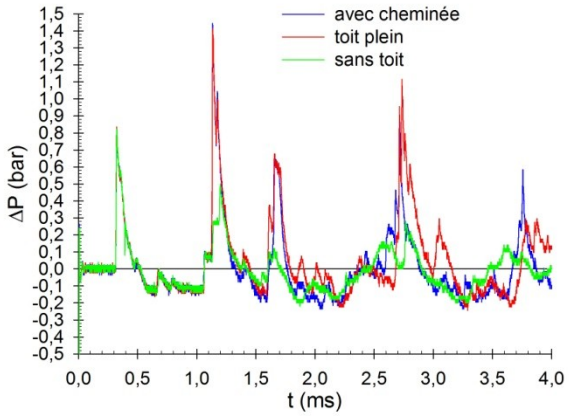


Figure 6.28 : Profils de pressions – capteur IG1 - charge centrée – avec obstacle

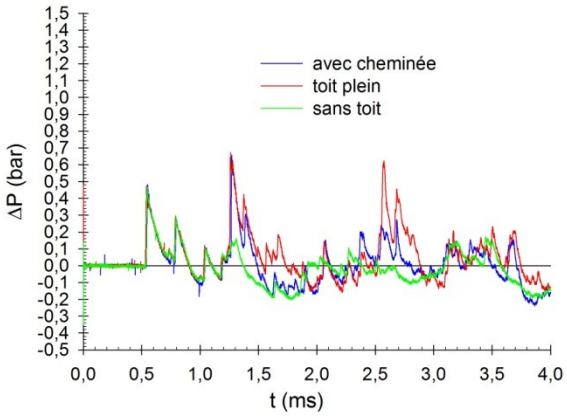


Figure 6.29 : Profils de pressions – capteur IG11 - charge centrée – avec obstacle

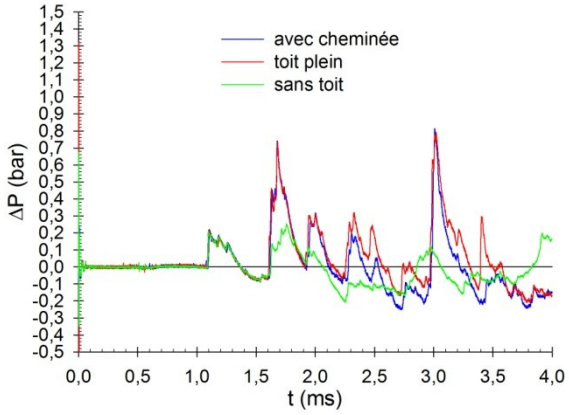


Figure 6.30 : Profils de pressions – capteur IG1 – charge excentrée – avec obstacle

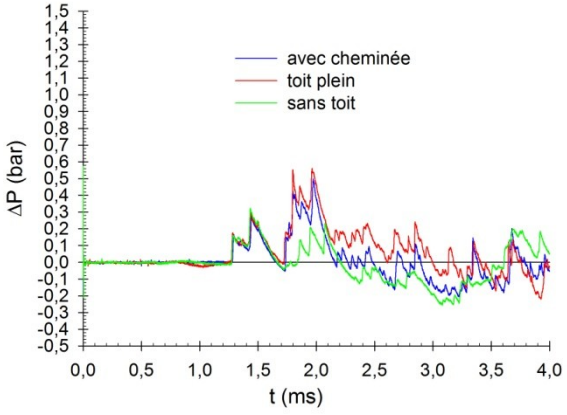


Figure 6.31 : Profils de pressions – capteur IG11 – charge excentrée – avec obstacle

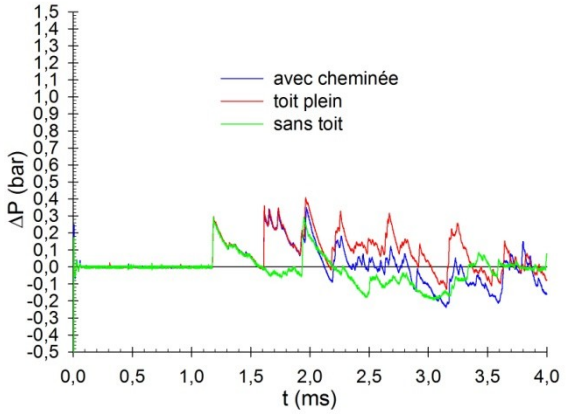


Figure 6.32 : Profils de pressions – capteur IG1 - charge dans l'angle – avec obstacle

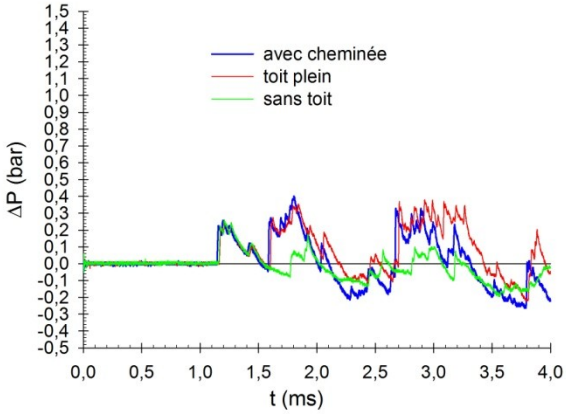


Figure 6.33 : Profils de pressions – capteur IG11 – charge dans l'angle – avec obstacle

Pour la configuration charge centrée (figures 6.28 et 6.29) la présence de la cheminée engendre une diminution de l'impulsion positive totale de 21,8% pour le capteur IG1 et de 35,8% pour le capteur IG11. De plus, des pics de surpressions réfléchies sont atténués avec la présence de la cheminée, notamment pour le capteur IG11 (figure 6.29). En effet, lorsque la cheminée est présente, les pics de surpressions réfléchies situées à 2,5 ms et 2,7 ms sur la figure 6.29 sont plus faibles de 158% et 66,7% respectivement, comparés au cas où le toit est complètement fermé.

Pour la configuration avec la charge excentrée (figures 6.30 et 6.31), la diminution d'impulsion positive totale provoquée par la présence de la cheminée est de 27,1% pour le capteur IG1 et de 42,3% pour le capteur IG11.

Dans le cas où la charge est positionnée dans l'angle (figures 6.32 et 6.33), la présence de la cheminée engendre une diminution de l'impulsion positive totale de 44,9% et de 39,9% pour les capteurs IG1 et IG11 respectivement.

De même que pour les capteurs présents autour de l'obstacle, les résultats obtenus pour les capteurs IG1 et IG11 montrent encore une fois l'efficacité de la cheminée de détente quand aux efforts mécaniques ayant lieu au sein de l'atelier pyrotechnique.

6.2.2 – Analyse des profils de pression obtenus par les capteurs situés dans les parois

6.2.2.1 – Introduction

Les positions précises de ces capteurs sont représentées par des rectangles rouges sur la figure 6.34. Le capteur E n'est pas représenté mais il est situé dans le toit à la verticale de la charge centrée (1), soit 250 mm au dessus du sol. Les autres capteurs (A, B, C et D) sont situés au centre de chaque paroi, soit à 125 mm au dessus du sol.

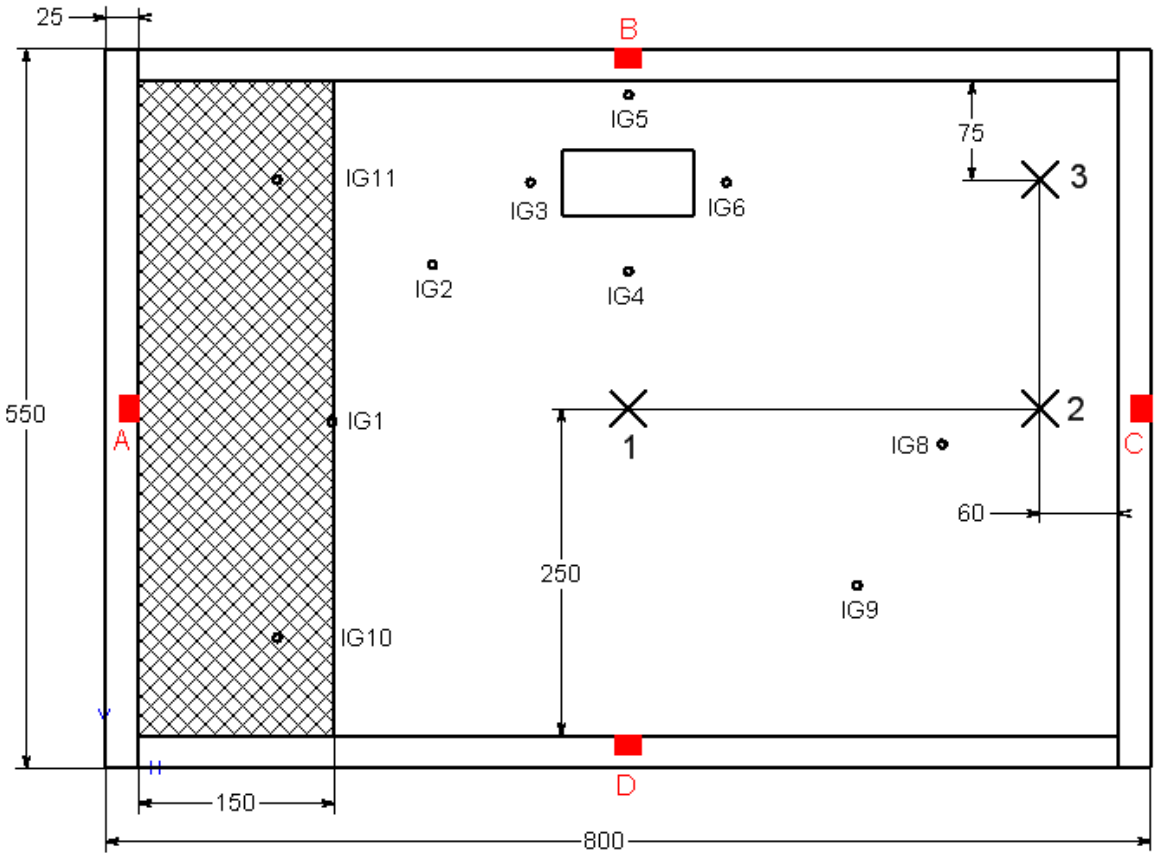


Figure 6.34 : Configuration 1 avec positions des capteurs de pression, de l'obstacle et des charges explosives. Distances en millimètres.

Les capteurs étant placés dans les parois, les premiers pics de surpressions enregistrés correspondent donc à des surpressions réfléchies et non à des surpressions incidentes. Les distances radiales réduites pour les capteurs situés dans les parois sont calculées en prenant la plus courte distance entre la charge et les capteurs.

6.2.2.2 – Capteur A

Les figures 6.35 à 6.40 présentent les signaux de pressions obtenus pour le capteur A, capteur situé dans la paroi se trouvant immédiatement sous la cheminée.

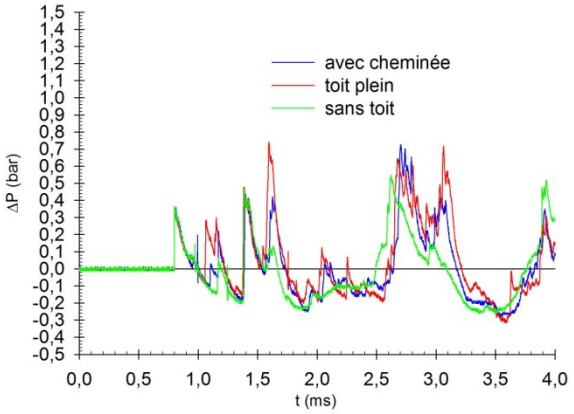


Figure 6.35 : Profils de pressions - capteur A - charge centrée – avec obstacle

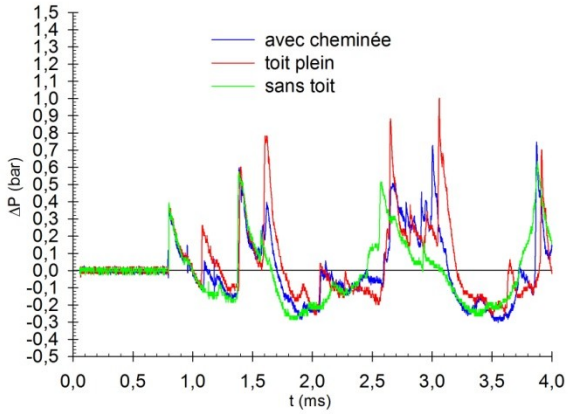


Figure 6.36 : Profils de pressions - capteur A - charge centrée – sans obstacle

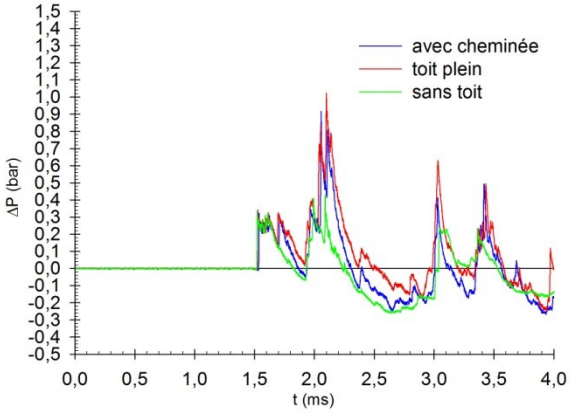


Figure 6.37 : Profils de pressions - capteur A – charge excentrée – avec obstacle

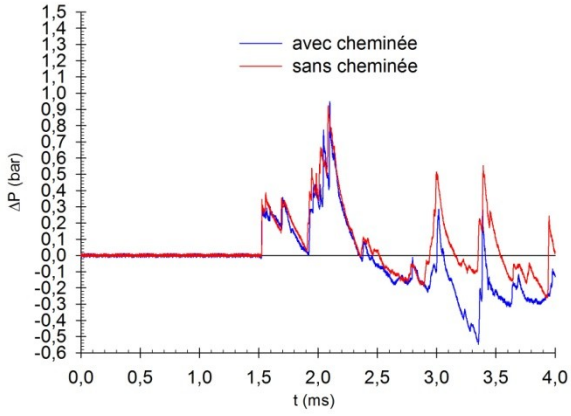


Figure 6.38 : Profils de pressions - capteur A – charge excentrée – sans obstacle

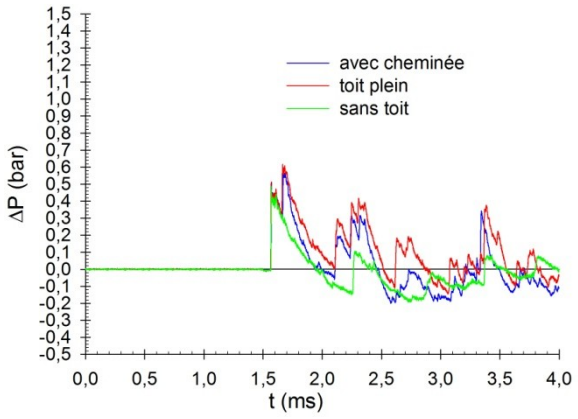


Figure 6.39 : Profils de pressions - capteur A – charge dans l'angle – avec obstacle

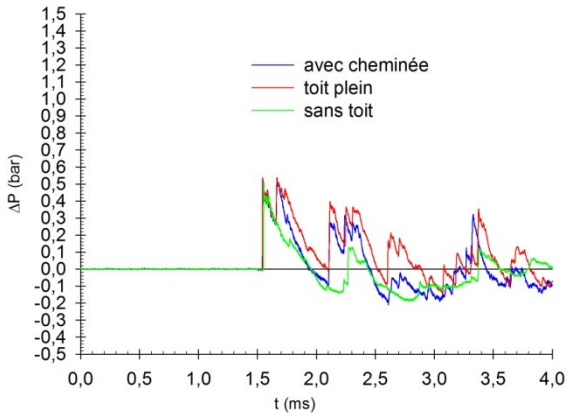


Figure 6.40 : Profils de pressions - capteur A – charge dans l'angle – sans obstacle

Le tableau 1 regroupe les résultats obtenus pour le capteur A en termes d'impulsion positive totale réduite I^{+}_{tot} (Pa.s.kg$^{-1/3}$), c'est-à-dire l'impulsion calculée sur tout le signal de pression, soit sur 4ms dans notre cas. Les écarts sur les impulsions apparaissant dans les tableaux 1 à 5 sont calculés de la manière suivante :

- Résultats obtenus pour les essais avec cheminée comparés à ceux obtenus pour les essais sans cheminée :

$$Ecarts\ avec\ et\ sans\ cheminée = \frac{(avec\ cheminée - sans\ cheminée)}{sans\ cheminée} \times 100$$

- Résultats obtenus pour les essais avec obstacle comparés à ceux obtenus pour les essais sans obstacle :

$$Ecarts\ avec\ et\ sans\ obstacle = \frac{(avec\ obstacle - sans\ obstacle)}{sans\ obstacle} \times 100$$

Ces formules ont été choisies afin de mettre en évidence la différence entre les résultats obtenus pour les essais avec cheminée (ou avec obstacle) **par rapport** aux résultats obtenus sans cheminée (ou sans obstacle).

La première remarque porte sur les résultats obtenus avec et sans cheminée. En effet, quelque soit la position de la charge et pour les configurations avec et sans obstacle, la présence de la cheminée engendre une diminution significative de l'impulsion positive totale, notamment pour le cas où la charge est excentrée (figures 6.37 et 6.38) et celui où elle est dans l'angle (figures 6.39 et 6.40) car les diminutions d'impulsion pour ces deux positions de charge sont supérieures à 30%.

Capteur A			
Charge centrée I^+_{tot} (Pa.s.kg$^{-1/3}$)			
	Avec cheminée	**Sans cheminée**	**Ecarts avec et sans cheminée (%)**
Avec obstacle	358,78	478,21	-24,97
Sans obstacle	374,04	454,67	-17,73
Ecarts avec et sans obstacle (%)	-4,08	5,18	
Charge excentrée I^+_{tot} (Pa.s.kg$^{-1/3}$)			
	Avec cheminée	**Sans cheminée**	**Ecarts avec et sans cheminée (%)**
Avec obstacle	261,46	392,67	-33,41
Sans obstacle	259,4	395,3	-34,4
Ecarts avec et sans obstacle (%)	0,8	-0,7	
Charge dans l'angle I^+_{tot} (Pa.s.kg$^{-1/3}$)			
	Avec cheminée	**Sans cheminée**	**Ecarts avec et sans cheminée (%)**
Avec obstacle	214,30	351	-40,22
Sans obstacle	203,17	330,05	-38,44
Ecarts avec et sans obstacle (%)	5,48	8,61	

Tableau 6-1 : Comparaison des impulsions positives totales réduites pour le capteur A.

De manière générale, la présence de l'obstacle provoque une augmentation de l'impulsion positive totale, excepté pour le cas avec charge centrée et présence de la cheminée et le cas charge excentrée sans cheminée où l'impulsion diminue. Il est à noter

que la présence ou non de l'obstacle engendre des variations d'impulsion positive totale tournant en moyenne autour de 5%. Les premières surpressions réfléchies sont de 0,82 bar pour les essais avec la charge centrée (figures 6.35 et 6.36) et de 0,34 bar pour les essais avec la charge excentrée (figures 6.37 et 6.38), ce qui démontre que pour ces deux positions l'obstacle n'influe pas sur la propagation de l'onde de choc incidente se réfléchissant sur la paroi comportant le capteur A. Cependant, pour les essais avec la charge dans l'angle (figures 6.39 et 6.40), les surpressions réfléchies correspondant au premier pic pour les essais avec et sans obstacle sont respectivement de 0,5 bar et 0,53 bar. Par ailleurs, les surpressions incidentes obtenues pour ce troisième cas sont supérieures à celles obtenues avec la charge excentrée (figures 6.37 et 6.38), ce qui peut paraître surprenant puisque la charge dans l'angle est plus éloignée du capteur A que la charge excentrée. L'explication est le développement d'un pied de Mach le long de la paroi où se trouve le capteur B. Les détails du développement de ce pied de Mach seront expliqués plus en détail dans le paragraphe concernant la configuration 2.

Concernant les surpressions réfléchies, d'importants pics sont enregistrés pour les configurations où la charge est centrée et excentrée. En effet, pour le cas où la charge est excentrée (figures 6.37 et 6.38), les surpressions réfléchies correspondants aux seconds pics obtenues (0,9 bar) avec et sans obstacle sont 3 fois supérieures aux surpressions issues de la première réflexion (0,3 bar). Les coefficients de réflexions sont présentés dans les tableaux 6 et 7 situés à la fin de ce chapitre.

6.2.2.3 – Capteur B

Les figures 6.41 à 6.46 présentent les résultats obtenus pour le capteur B.

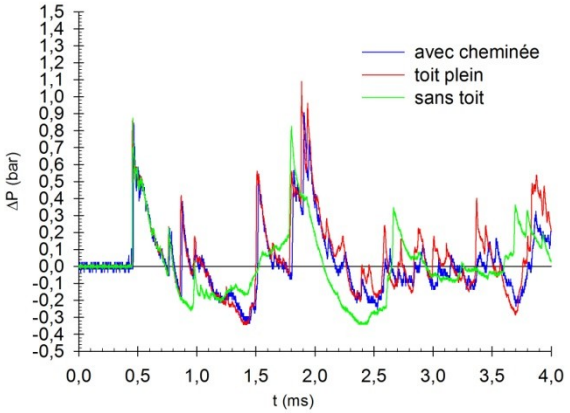


Figure 6.41 : Profils de pressions - capteur B – charge centrée – avec obstacle

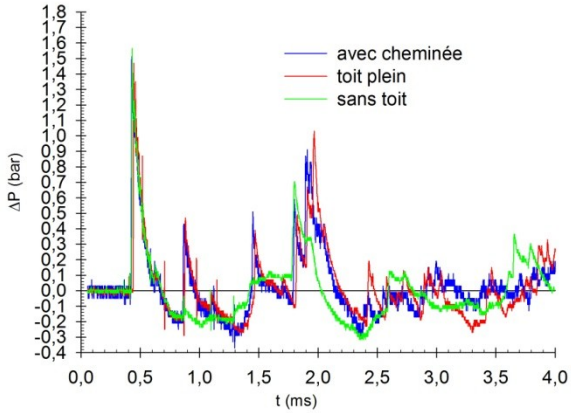


Figure 6.42 : Profils de pressions - capteur B – charge centrée – sans obstacle

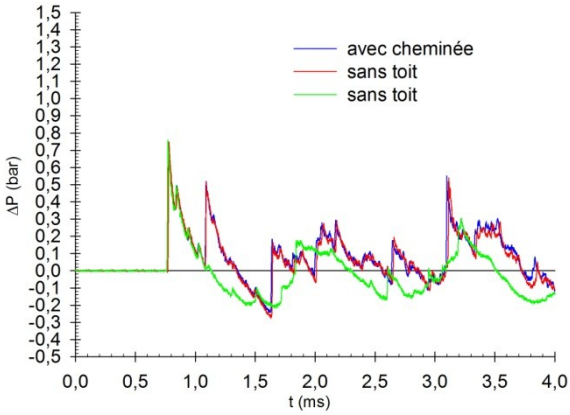


Figure 6.43 : Profils de pressions - capteur B – charge excentrée – avec obstacle

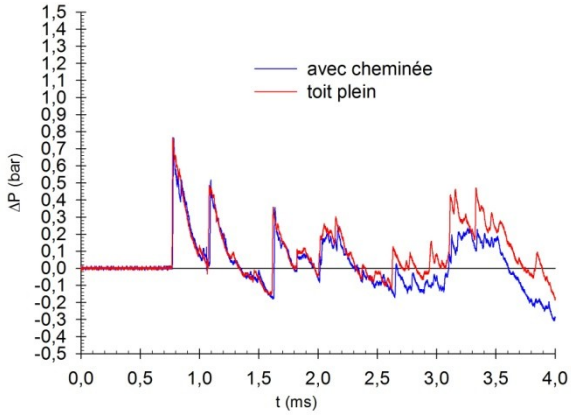


Figure 6.44 : Profils de pressions - capteur B – charge excentrée – sans obstacle

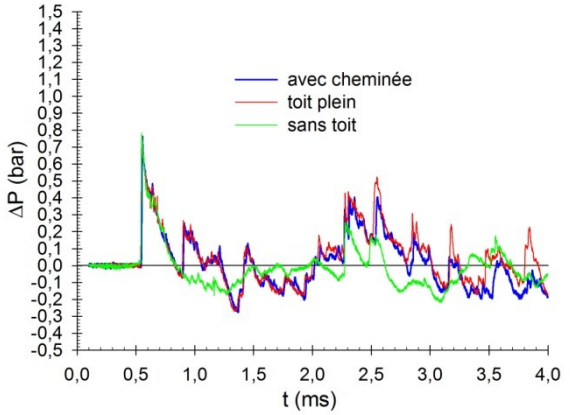


Figure 6.45 : Profils de pressions - capteur B – charge dans l'angle – avec obstacle

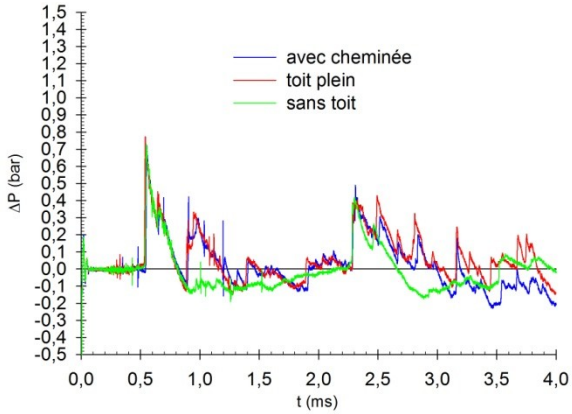


Figure 6.46 : Profils de pressions - capteur B – charge dans l'angle – sans obstacle

Le tableau 2 regroupe les résultats obtenus pour le capteur B en termes d'impulsion positive totale réduite I^{+}_{tot} (Pa.s.kg$^{-1/3}$).

Pour les trois positions de charge, l'impulsion positive totale augmente lorsque l'obstacle est présent, excepté lorsque la charge est excentrée avec présence de la cheminée où l'impulsion accuse une chute de 15%. De la même façon, pour les trois positions de charge, l'impulsion positive totale diminue lorsque la cheminée est présente excepté pour le cas de la charge excentrée avec obstacle où l'impulsion augmente de 7% au lieu de diminuer. Cela montre bien l'influence de la cheminée sur l'impulsion positive totale.

Capteur B			
Charge centrée I^{+}_{tot} (Pa.s.kg$^{-1/3}$)			
	Avec cheminée	**Sans cheminée**	**Ecarts avec et sans cheminée (%)**
Avec obstacle	355,21	505,15	-29,68
Sans obstacle	348,68	361,72	-3,60
Ecarts avec et sans obstacle (%)	1,87	39,65	
Charge excentrée I^{+}_{tot} (Pa.s.kg$^{-1/3}$)			
	Avec cheminée	**Sans cheminée**	**Ecarts avec et sans cheminée (%)**
Avec obstacle	413,45	386,33	7,02
Sans obstacle	322,08	457,05	-29,53
Ecarts avec et sans obstacle (%)	28,37	-15,47	
Charge dans l'angle I^{+}_{tot} (Pa.s.kg$^{-1/3}$)			
	Avec cheminée	**Sans cheminée**	**Ecarts avec et sans cheminée (%)**
Avec obstacle	285,68	369,46	-22,68
Sans obstacle	233,21	296,82	-21,43
Ecarts avec et sans obstacle (%)	22,50	24,47	

Tableau 6-2 : Comparaison des impulsions positives totales réduites pour le capteur B.

Il est intéressant de s'attacher au cas où la charge est centrée (figures 6.41 et 6.42). En effet, les surpressions réfléchies obtenues pour les essais avec obstacle (figure 6.41) sont plus faibles de 43% par rapport à celles obtenues pour les essais sans obstacle (figure 6.42). Ces résultats montrent bien l'influence de l'obstacle. Cependant, malgré la diminution de la surpression réfléchie pour le cas avec obstacle, le cas avec cheminée montre des impulsions très proches puisqu'elles diffèrent uniquement de 1,87%. Cela s'explique par le fait que des pics de surpressions réfléchis apparaissent lorsque l'obstacle est présent. En effet, ces pics sont dus au confinement créé entre l'obstacle et la paroi où est placé le capteur B, confinement qui engendre des réflexions et donc une augmentation de l'impulsion positive totale.

Les cas avec la charge excentrée (figures 6.43 et 6.44) montrent également une diminution des surpressions réfléchies lorsque l'obstacle est présent, mais cette diminution est seulement de 6,25%. Pour le troisième cas, les surpressions réfléchies obtenues pour les essais avec obstacle sont identiques à celles obtenues pour les essais sans obstacle, c'est-à-dire 0,75 bar. L'obstacle n'a donc aucune influence sur la propagation de l'onde incidente le long de la paroi où se trouve le capteur B. L'influence du toit est également très marquée pour les trois positions de charge puisque de nombreux pics de surpressions réfléchies apparaissent lorsqu'il est présent (avec ou sans cheminée). En effet, sa première influence est notamment l'apparition de plusieurs pics de surpression réfléchie arrivant immédiatement après le premier pic de surpression réfléchie.

6.2.2.4 – Capteur C

Les figures 6.47 à 6.52 présentent les résultats obtenus pour le capteur C.

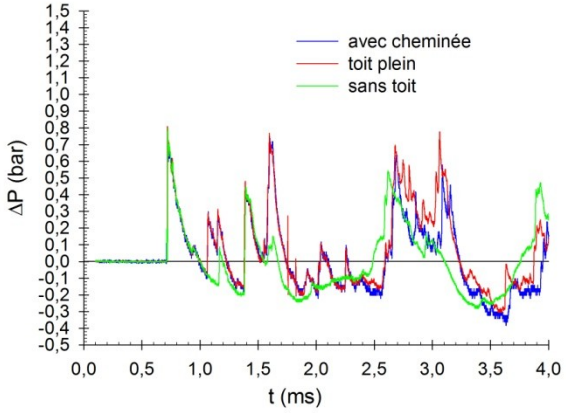


Figure 6.47 : Profils de pressions - capteur C – charge centrée – avec obstacle

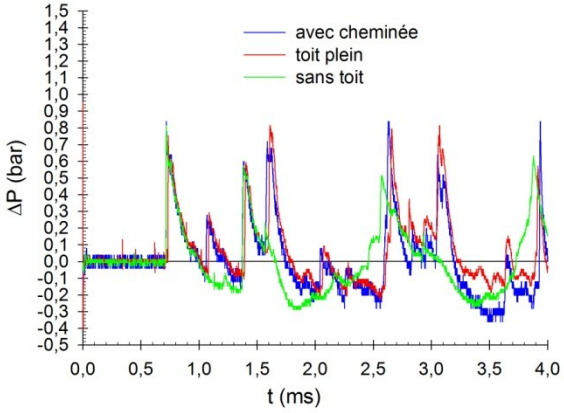


Figure 6.48 : Profils de pressions - capteur C – charge centrée – sans obstacle

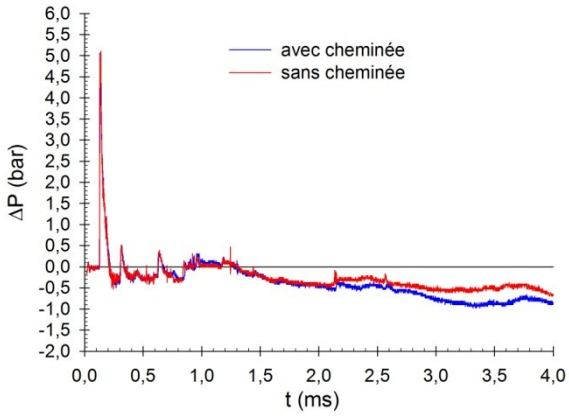


Figure 6.49 : Profils de pressions - capteur C – charge excentrée – avec obstacle

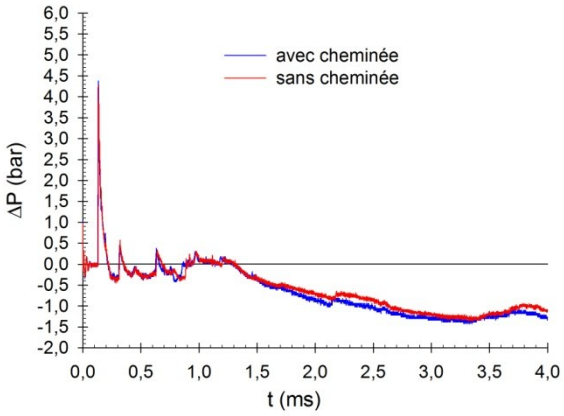


Figure 6.50 : Profils de pressions - capteur C – charge excentrée – sans obstacle

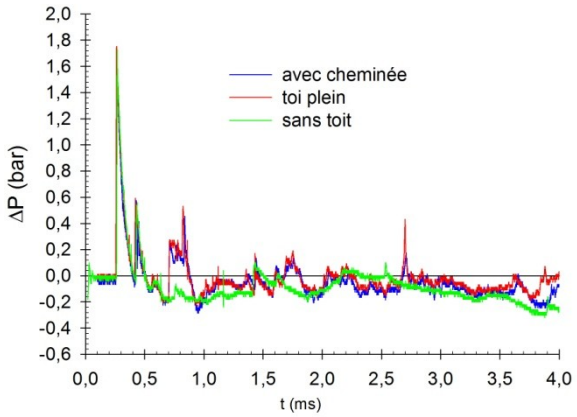


Figure 6.51 : Profils de pressions - capteur C – charge dans l'angle – avec obstacle

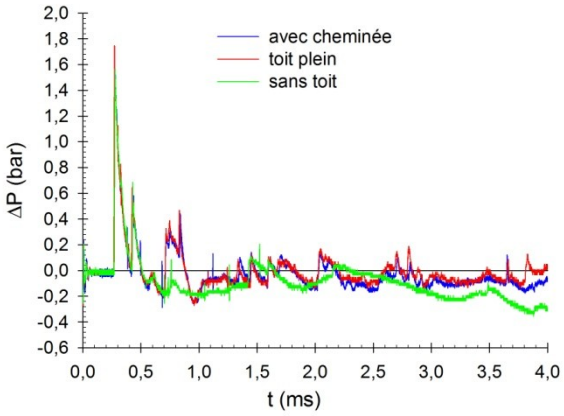


Figure 6.52 : Profils de pressions - capteur C – charge dans l'angle – sans obstacle

La première observation qu'il est intéressant de faire porte sur les résultats obtenus pour la configuration charge centrée sans cheminée (figures 6.47 et 6.48). En effet, le capteur C étant symétrique au capteur A par rapport à la charge, il est donc intéressant de comparer les résultats obtenus pour ces deux capteurs. La figure 6.53 présente les signaux de pression obtenus par les capteurs A et C pour la configuration charge centrée, sans cheminée et sans obstacle. Les résultats montrent clairement que la propagation de l'onde de choc incidente est bien sphérique et symétrique puisque les signaux de pressions se superposent correctement.

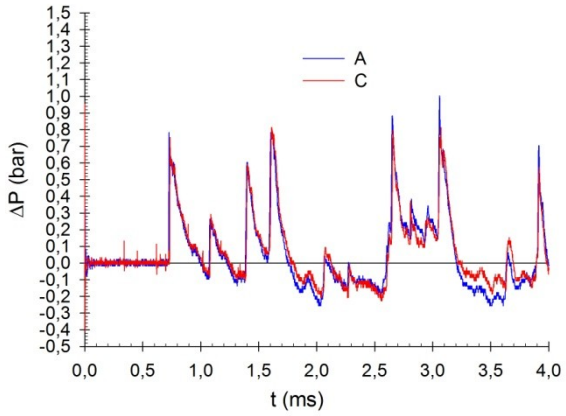


Figure 6.53 : Comparaison des signaux de pressions obtenus par les capteurs A et C pour la configuration charge centrée, sans cheminée et sans obstacle.

Pour le cas où la charge est excentrée (figures 6.49 et 6.50), l'influence de la cheminée sur l'impulsion positive totale réduite est très faible car le capteur C est situé dans la paroi la plus éloignée de la cheminée et immédiatement au dessus de la charge, position qui engendre également des surpressions incidentes élevées (de l'ordre de 4,3 bar). De plus la présence de l'obstacle augmente l'impulsion positive totale réduite de 28,37% pour le cas avec cheminée et de 25,26% pour le cas sans cheminée. Toujours pour cette configuration

de charge excentrée, le capteur C semble souffrir de dérive thermique car aucune réflexion n'est enregistrée par ce capteur au-delà de 1,3ms (figures 6.49 et 6.50).

Dans les cas où la charge est centrée et dans l'angle, l'influence de la cheminée est perceptible puisqu'elle provoque une diminution de l'impulsion totale réduite. La présence de l'obstacle engendre une diminution de l'impulsion positive totale réduite, tendance qui est contraire aux résultats obtenus pour les capteurs A et B.

Capteur C			
Charge centrée I^+_{tot} (Pa.s.kg$^{-1/3}$)			
	Avec cheminée	**Sans cheminée**	**Ecarts avec et sans cheminée (%)**
Avec obstacle	359,06	457,75	-21,56
Sans obstacle	393,14	443,10	-11,27
Ecarts avec et sans obstacle (%)	-8,67	3,31	
Charge excentrée I^+_{tot} (Pa.s.kg$^{-1/3}$)			
	Avec cheminée	**Sans cheminée**	**Ecarts avec et sans cheminée (%)**
Avec obstacle	223,07	214,43	4,03
Sans obstacle	173,77	171,18	1,51
Ecarts avec et sans obstacle (%)	28,37	25,26	
Charge dans l'angle I^+_{tot} (Pa.s.kg$^{-1/3}$)			
	Avec cheminée	**Sans cheminée**	**Ecarts avec et sans cheminée (%)**
Avec obstacle	166,20	190,6	-12,8
Sans obstacle	187,01	211,77	-11,69
Ecarts avec et sans obstacle (%)	-11,13	-10	

Tableau 6-3 : Comparaison des impulsions positives totales réduites pour le capteur C.

Les résultats obtenus montrent bien que l'obstacle n'a pas d'influence sur les surpressions incidentes car que se soit pour les positions de charge centrée ou dans l'angle les surpressions incidentes obtenues sont identiques entre les essais effectués avec ou sans

obstacle. L'influence du toit est également importante car de nombreux pics de surpressions réfléchies apparaissent lorsqu'il n'est pas présent, notamment pour la configuration où la charge est centrée. Le tableau 6.3 regroupe les résultats obtenus pour le capteur C en termes d'impulsions positives totale réduite I^{+}_{tot} (Pa.s.kg$^{-1/3}$).

6.2.2.5 – Capteur D

Les figures 6.54 à 6.59 présentent les résultats obtenus pour le capteur D.

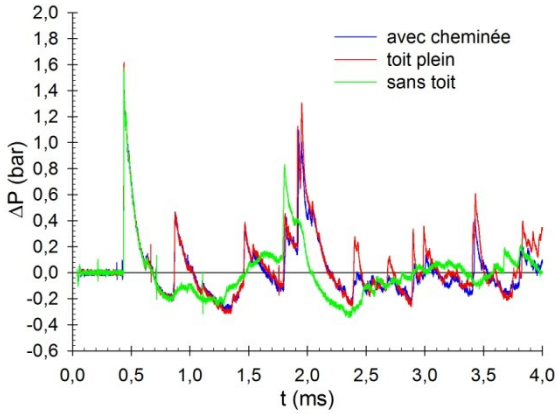


Figure 6.54 : Profils de pressions - capteur D – charge centrée – avec obstacle

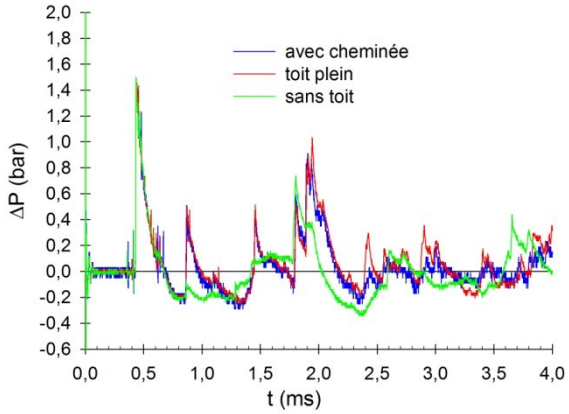


Figure 6.55 : Profils de pressions - capteur D – charge centrée – sans obstacle

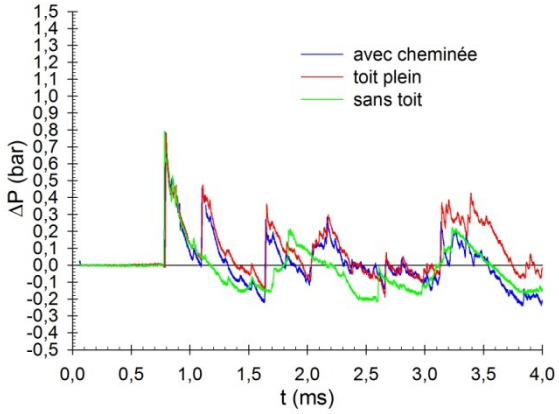


Figure 6.56 : Profils de pressions - capteur D – charge centrée – avec obstacle

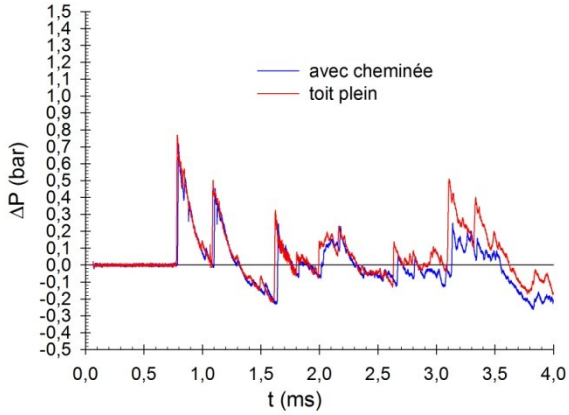


Figure 6.57 : Profils de pressions - capteur D – charge centrée – sans obstacle

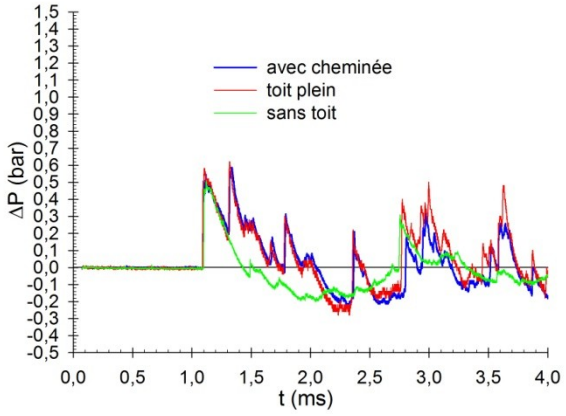


Figure 6.58 : Profils de pressions - capteur D – charge dans l'angle – avec obstacle

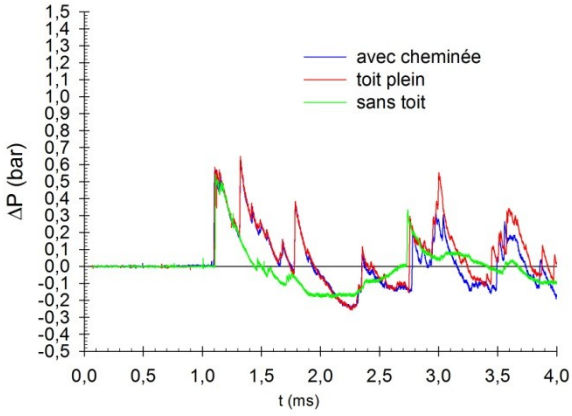


Figure 6.59 : Profils de pressions - capteur D – charge dans l'angle – sans obstacle

Le tableau 6.4 regroupe les résultats obtenus pour le capteur D en termes d'impulsion positive totale réduite I^{+}_{tot} ($Pa.s.kg^{-1/3}$).

De même que pour les capteurs A et C, le capteur D est symétrique au capteur B par rapport à la charge. Il est donc également intéressant de confirmer la propagation sphérique de l'onde de choc incidente à travers l'atelier pyrotechnique. La figure 6.60 présente les signaux de pression enregistrés par les capteurs B et D pour la configuration charge centrée, sans obstacle et sans cheminée. Les résultats montrent clairement que l'onde de choc se propage sphériquement car les signaux de pression se superposent correctement. Ces résultats, complétés par les résultats présentés en figure 6.53 montrent bien que la détonation de la charge gazeuse s'effectue bien sphériquement, engendrant une onde de choc incidente sphérique se propageant à travers l'atelier pyrotechnique.

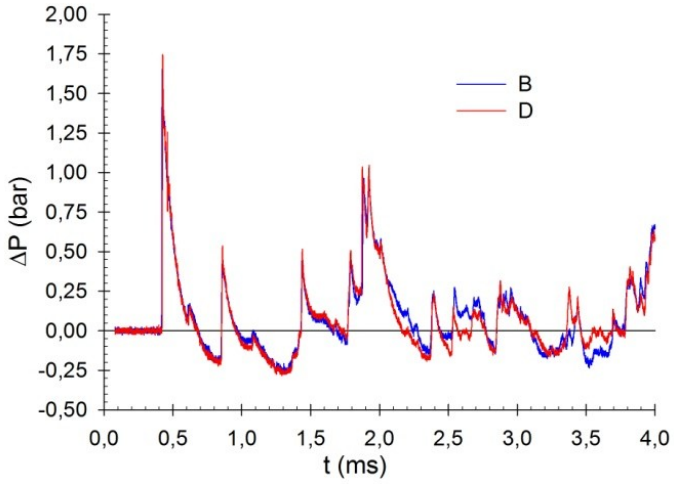


Figure 6.60 : Comparaison des signaux de pressions obtenus par les capteurs B et D pour la configuration charge centrée, sans cheminée et sans obstacle.

Les résultats présentés dans le tableau 6.4 montrent clairement l'influence de la cheminée sur les impulsions positives totales réduites pour les trois positions de charge, notamment pour la position excentrée. Excepté pour la configuration charge centrée où la présence de l'obstacle provoque une diminution de l'impulsion positive totale réduite, il engendre une augmentation de l'impulsion totale réduite pour les deux autres positions de charge.

De même que pour les capteurs A, B et C, le toit a une influence non négligeable puisque de nombreux pics de surpressions réfléchies apparaissent lorsque l'atelier pyrotechnique est confiné, notamment pour la configuration charge dans l'angle où le toit engendre un second pic de surpression réfléchie supérieur au premier (0,63 bar contre 0,55bar).

Capteur D			
Charge centrée I^+_{tot} (Pa.s.kg$^{-1/3}$)			
	Avec cheminée	**Sans cheminée**	**Ecarts avec et sans cheminée (%)**
Avec obstacle	373,86	490,18	-23,73
Sans obstacle	410,66	498,89	-17,69
Ecarts avec et sans obstacle (%)	-8,96	-1,75	
Charge excentrée I^+_{tot} (Pa.s.kg$^{-1/3}$)			
	Avec cheminée	**Sans cheminée**	**Ecarts avec et sans cheminée (%)**
Avec obstacle	243,09	416,11	-41,58
Sans obstacle	226,15	357,52	-36,74
Ecarts avec et sans obstacle (%)	7,49	16,39	
Charge dans l'angle I^+_{tot} (Pa.s.kg$^{-1/3}$)			
	Avec cheminée	**Sans cheminée**	**Ecarts avec et sans cheminée (%)**
Avec obstacle	312,15	373,7	-16,47
Sans obstacle	278,50	359,55	-22,54
Ecarts avec et sans obstacle (%)	12,09	3,94	

Tableau 6-4 : Comparaison des impulsions positives totales réduites pour le capteur D.

6.2.2.6 – Capteur E

Les figures 6.61 à 6.66 présentent les résultats obtenus pour le capteur E.

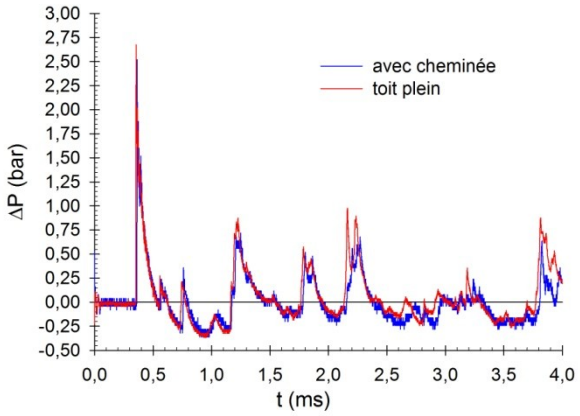


Figure 6.61 : Profils de pressions - capteur E – charge centrée – avec obstacle

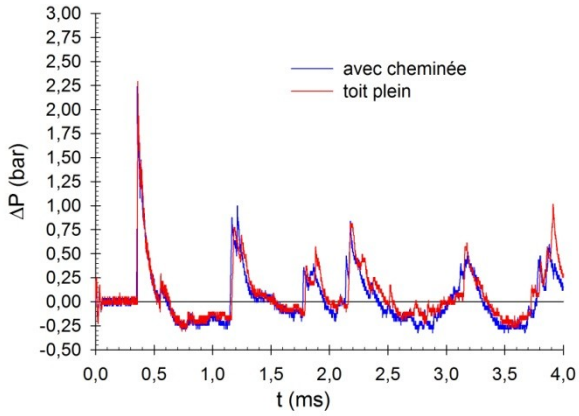


Figure 6.62 : Profils de pressions - capteur E – charge centrée – sans obstacle

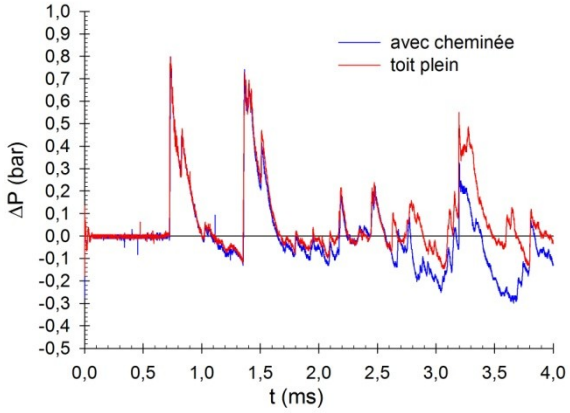


Figure 6.63 : Profils de pressions - capteur E – charge excentrée – avec obstacle

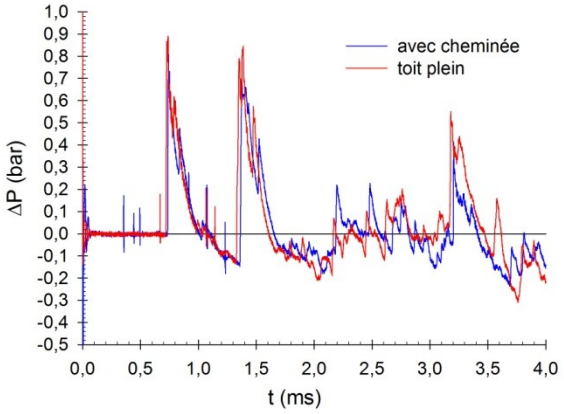


Figure 6.64 : Profils de pressions - capteur E – charge excentrée – sans obstacle

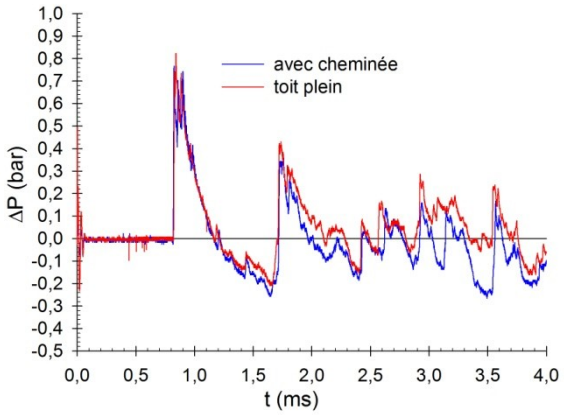


Figure 6.65 : Profils de pressions - capteur E – charge dans l'angle – avec obstacle

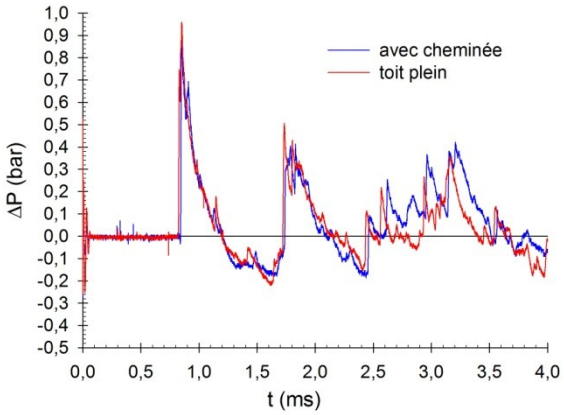


Figure 6.66 : Profils de pressions - capteur E – charge dans l'angle – sans obstacle

Le tableau 6.5 regroupe les résultats obtenus pour le capteur E en termes d'impulsion positive totale réduite I^{+}_{tot} ($Pa.s.kg^{-1/3}$). Les résultats présentés dans ce tableau montrent que la cheminée a une influence non négligeable sur l'impulsion positive totale réduite obtenue par le capteur E. En effet, pour la configuration charge centrée, la présence de la cheminée engendre une diminution de l'impulsion de 27,92% pour les essais avec obstacle et de 11,23% pour les essais sans obstacle. Les diminutions d'impulsion sont plus importantes lorsque la charge est excentrée (baisse de 29,64% pour les essais avec obstacle et de 20,72% pour les essais sans obstacle). La diminution d'impulsion est la plus importante pour la

configuration où la charge est placée dans l'angle de l'atelier pyrotechnique et pour des essais avec obstacle (diminution de 35,41% de l'impulsion lorsque la cheminée est présente). Cependant, également pour cette configuration mais pour des essais sans obstacle, la cheminée a une influence négative puisqu'elle engendre une augmentation de 18,55% de l'impulsion.

L'obstacle a une grande influence sur l'impulsion positive totale réduite pour la configuration mettant en jeu la charge placée dans l'angle avec la présence de la cheminée. En effet, celui-ci provoque une diminution de 46,14% de l'impulsion tandis que pour le cas sans cheminée, l'obstacle n'a quasiment aucune influence. Pour les configurations où la charge est centrée ou excentrée, l'obstacle engendre une diminution de l'impulsion positive totale, excepté pour le cas charge excentrée sans cheminée pour lequel une légère augmentation de 4,13% est enregistrée.

Les tableaux 6.6 et 6.7 présentent les coefficients de réflexion obtenus par chaque capteur.

Capteur E			
Charge centrée I^{+}_{tot} (Pa.s.kg$^{-1/3}$)			
	Avec cheminée	**Sans cheminée**	**Ecarts avec et sans cheminée (%)**
Avec obstacle	388,74	539,30	-27,92
Sans obstacle	530,23	597,30	-11,23
Ecarts avec et sans obstacle (%)	-26,68	-9,71	
Charge excentrée I^{+}_{tot} (Pa.s.kg$^{-1/3}$)			
	Avec cheminée	**Sans cheminée**	**Ecarts avec et sans cheminée (%)**
Avec obstacle	247,07	351,15	-29,64
Sans obstacle	267,33	337,21	-20,72
Ecarts avec et sans obstacle (%)	-7,58	4,13	
Charge dans l'angle I^{+}_{tot} (Pa.s.kg$^{-1/3}$)			
	Avec cheminée	**Sans cheminée**	**Ecarts avec et sans cheminée (%)**
Avec obstacle	203,60	315,2	-35,41
Sans obstacle	377,98	318,83	18,55
Ecarts avec et sans obstacle (%)	-46,14	-1,14	

Tableau 6-5 : Comparaison des impulsions positives totales réduites pour le capteur E.

	config	capteur	Z (m.kg$^{-1/3}$)	$\Delta P_{réf}$ (bar)	ΔP_{CL} (bar)	Coef. Réf. Λ
sans obstacle	**Charge centrée**	A	4,39	0,82	0,34	2,43
		B	3,11	1,51	0,59	2,56
		C	4,39	0,82	0,34	2,43
		D	3,11	1,48	0,59	2,51
		E	2,78	2,27	0,71	3,19
	Charge excentrée	A	7,80	0,34	0,15	2,32
		B	4,68	0,80	0,31	2,62
		C	1,54	4,38	2,02	2,17
		D	4,68	0,80	0,31	2,62
		E	4,47	0,84	0,33	2,56
	Charge dans l'angle	A	8,03	0,53	0,14	3,74
		B	3,86	0,75	0,41	1,82
		C	2,46	1,71	0,88	1,95
		D	6,02	0,55	0,21	2,62
		E	4,86	0,95	0,29	3,30

Tableau 6-6 : Coefficients de réflexions pour les capteurs A, B, C, D et E situés dans les parois pour des essais sans obstacle et sans cheminée.

	config	capteur	Z ($m.kg^{-1/3}$)	$\Delta P_{réf}$ (bar)	ΔP_{CL} (bar)	Coef. Réf. Λ
avec obstacle	**Charge centrée**	A	4,39	0,82	0,34	2,43
		B	3,11	0,86	0,59	1,46
		C	4,39	0,80	0,34	2,37
		D	3,11	1,57	0,59	2,66
		E	2,78	2,51	0,71	3,53
	Charge excentrée	A	7,80	0,34	0,15	2,32
		B	4,68	0,75	0,31	2,46
		C	1,54	5,08	2,02	2,51
		D	4,68	0,78	0,31	2,55
		E	4,47	0,80	0,33	2,44
	Charge dans l'angle	A	8,03	0,50	0,14	3,54
		B	3,86	0,76	0,41	1,84
		C	2,46	1,73	0,88	1,97
		D	6,02	0,54	0,21	2,57
		E	4,86	0,79	0,29	2,74

Tableau 6-7 : Coefficients de réflexions pour les capteurs A, B, C, D et E situés dans les parois pour des essais avec obstacle et sans cheminée.

6.2.3 – Conclusion

En conclusion, cette étude a permis de démontrer que la présence de la cheminée engendre une diminution des impulsions positives totales réduites obtenues au niveau des parois notamment pour le capteur A situé dans la paroi directement sous la cheminée. En effet, pour la configuration charge centrée et pour le cas avec la cheminée et sans obstacle, l'impulsion positive totale réduite obtenue par le capteur C est 41,8 % plus élevée que celle obtenue par le capteur A. De façon générale, la présence d'une cheminée de détente sur un atelier pyrotechnique est une solution technologique fiable et nécessaire afin de diminuer les efforts mécaniques subis par la structure elle-même et de minimiser les dégâts subis par le matériel ou le personnel présents dans l'atelier pyrotechnique. Ces résultats vont dans le même sens que ceux présentés précédemment pour les capteurs situés au sol.

La présence de l'obstacle est également à prendre en compte car il influe sur les impulsions positives totales obtenues. Sa position n'est pas à négliger non plus car il peut jouer le rôle d'écran lorsqu'il est placé entre la charge et le point étudié mais peut également engendrer des augmentations significatives des impulsions positives. En effet, pour le cas où la charge est centrée avec la présence de la cheminée et de l'obstacle, l'impulsion positive totale réduite obtenue par le capteur D est 17,8 % plus grande que celle obtenue par le capteur B. De plus, toujours pour cette configuration, le coefficient de réflexion au niveau du capteur B est 43 % plus faible lorsque l'obstacle est présent. Les diminutions sur l'impulsion et sur le coefficient de réflexion montrent ici l'effet écran provoqué par l'obstacle. Au contraire, pour la configuration avec la présence de la cheminée mais avec une charge excentrée, la présence de l'obstacle engendre une impulsion positive plus importante pour le capteur B que pour le capteur D. L'obstacle engendre donc des réflexions entre lui et la paroi provoquant une augmentation de l'impulsion positive.

6.3 – Résultats numériques obtenus pour 3 configurations

Afin de valider l'approche de l'équivalent TNT massique présentée précédemment, des simulations numériques sont effectuées avec le logiciel AUTODYN présenté précédemment. Ainsi, la détonation de chacune des positions de charge ont été simulées et les résultats numériques et expérimentaux sont comparés.

6.3.1 – Charge centrée, sans obstacle et sans cheminée (toit plein)

La première configuration simulée est celle mettant en jeu la charge centrée au milieu de l'atelier, sans obstacle et avec le toit complètement fermé (sans cheminée). Du fait que l'équivalent TNT varie en fonction de la distance, la première étape est de déterminer la masse de TNT à considérer pour les simulations. Excepté pour les capteurs les plus éloignés situés à 0,321 m (IG10 et IG11 à Z = 3,57 m.kg$^{-1/3}$), tous les autres capteurs sont situés à des distances radiales réduites comprises entre 2,07 et 2,53 m.kg$^{-1/3}$. Pour cette gamme de distances radiales réduites, il a été vu précédemment grâce au polynôme $ln\left(\frac{M_{TNT}}{M_g}\right) = f\left(ln(Z_g)\right)$ qu'un équivalent TNT massique moyen **en termes de surpressions incidentes** de 0,68 donnait des écarts inférieurs à 5% entre les surpressions incidentes obtenues expérimentalement et celles obtenues avec le logiciel AUTODYN. Cet équivalent TNT est donc retenu pour mener les simulations numériques et représente une masse de TNT à simuler de 0,495 g soit un rayon de charge de TNT de 4,17 mm. Il est important de rappeler que la maquette est la représentation à l'échelle 1/20ème d'un atelier pyrotechnique (idem pour la configuration 2 représentant un entrepôt de bouteilles de gaz). La charge de 0,495 g de TNT simulée pour l'échelle réduite correspond donc à la détonation d'une charge de 3,96 kg de TNT à échelle réelle.

Le domaine 3D de simulation correspond aux dimensions intérieures de l'atelier pyrotechnique (750x500x250 mm à l'échelle 1/20ème) et la taille des mailles est de 2 mm dans les trois directions, ce qui représente un nombre total de 11 718 750 mailles pour environ 15 jours de calculs. Aucune condition limite n'est établie aux parois et les capteurs sont surélevés de 0,5 mm par rapport au sol afin d'éviter qu'ils se retrouvent sur un nœud, ce qui pourrait engendrer des erreurs sur les résultats. La détonation de la charge est dans un premier temps simulée en 1D sur un domaine de 100 mm et pour des tailles de mailles de 0,1 mm. Les résultats obtenus à la fin de la simulation 1D servent à établir les conditions initiales pour les calculs 3D. Les figures 6.67 à 6.75 présentent les profils de pressions obtenus expérimentalement et numériquement pour une configuration charge centrée, sans obstacle et toit plein. Afin de mieux apprécier et comparer les niveaux de pression entre les différents capteurs, les échelles des axes sur les graphiques suivants sont identiques.

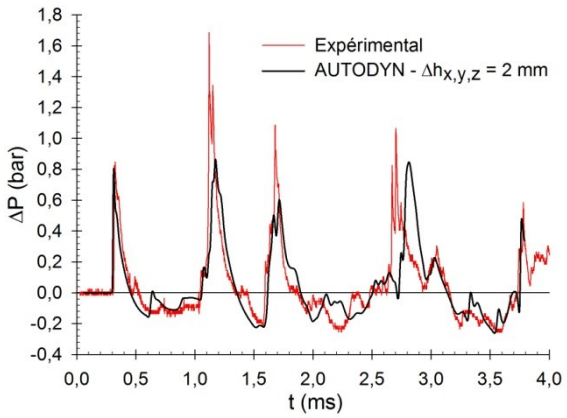


Figure 6.67 : Profils de pressions, capteur IG1, expérimental et numérique, charge centrée, sans obstacle et toit plein.

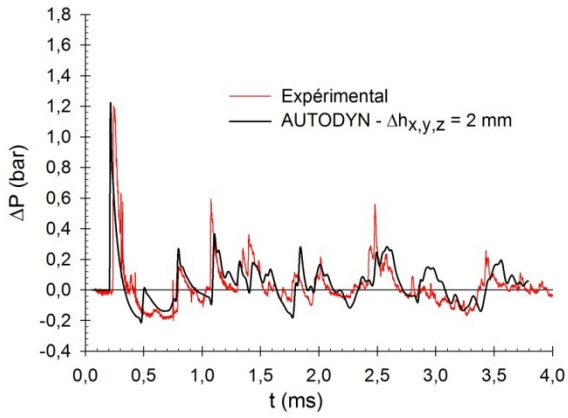


Figure 6.6.68 : Profils de pressions, capteur IG2, expérimental et numérique, charge centrée, sans obstacle et toit plein.

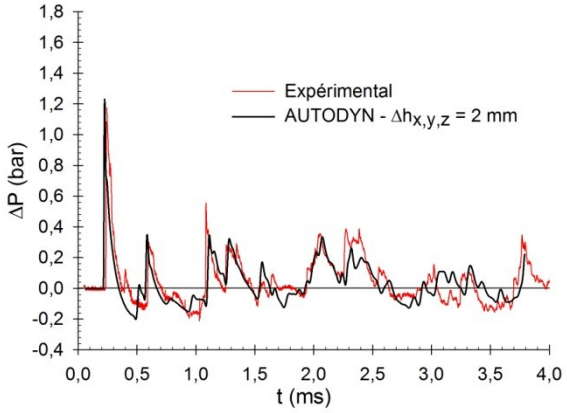


Figure 6.69 : Profils de pressions, capteur IG3, expérimental et numérique, charge centrée, sans obstacle et toit plein.

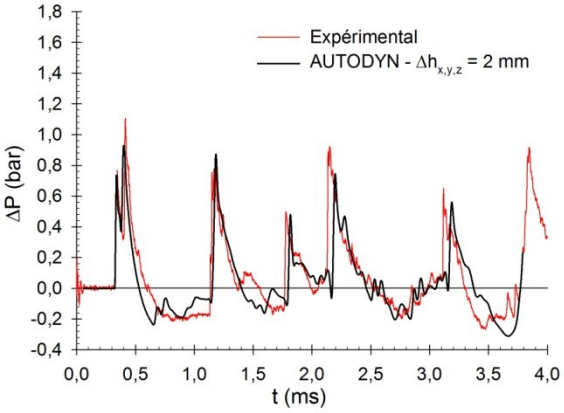


Figure 6.70 : Profils de pressions, capteur IG5, expérimental et numérique, charge centrée, sans obstacle et toit plein.

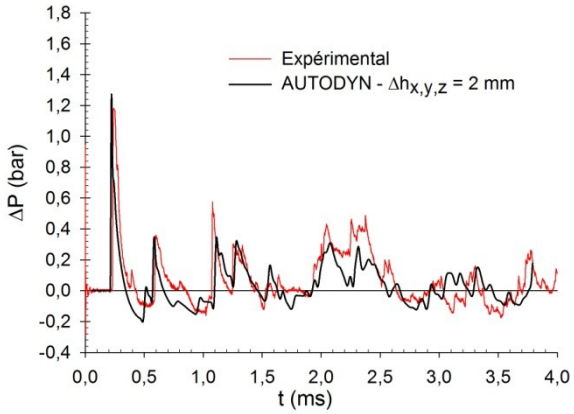


Figure 6.71 : Profils de pressions, capteur IG6, expérimental et numérique, charge centrée, sans obstacle et toit plein.

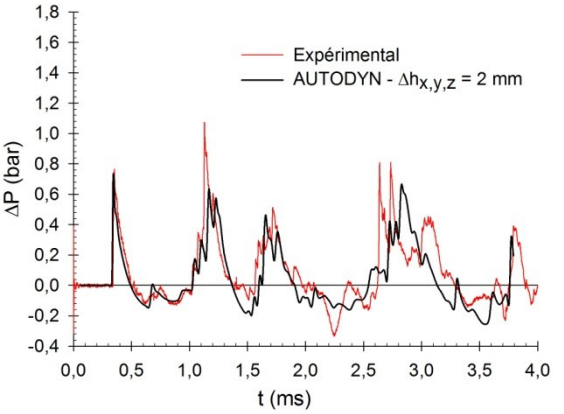


Figure 6.72 : Profils de pressions, capteur IG8, expérimental et numérique, charge centrée, sans obstacle et toit plein.

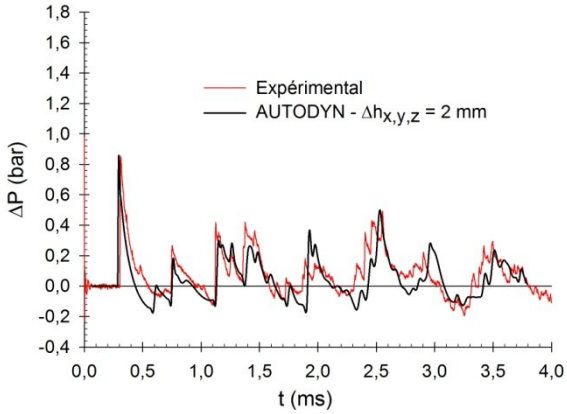


Figure 6.73 : Profils de pressions, capteur IG9, expérimental et numérique, charge centrée, sans obstacle et toit plein.

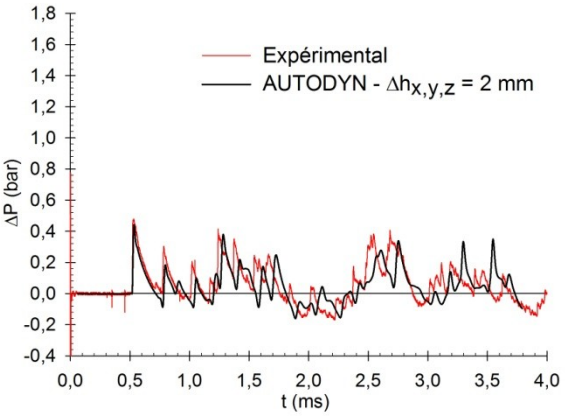


Figure 6.74 : Profils de pressions, capteur IG10, expérimental et numérique, charge centrée, sans obstacle et toit plein.

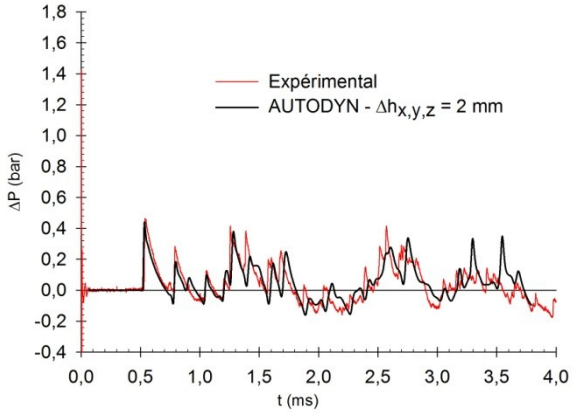


Figure 6.75 : Profils de pressions, capteur IG11, expérimental et numérique, charge centrée, sans obstacle et toit plein.

Le tableau 6.8 présente les écarts obtenus sur les surpressions incidentes entre expérimental et numérique.

Capteurs	Z ($m.kg^{-1/3}$)	ΔP^+ (bar)		Ecart (%)
		Expérience	AUTODYN	
IG1	2,526	0,82	0,81	-1,2
IG2	2,068	1,23	1,22	-0,8
IG3	2,091	1,17	1,18	0,9
IG5	2,668	0,77	0,74	-4
IG8	2,685	0,76	0,73	-3,9
IG9	2,457	0,86	0,86	0
IG10	3,565	0,48	0,44	-8,3

Tableau 6-8 : Ecart entre les surpressions incidentes positives ΔP^+ obtenues expérimentalement et numériquement pour la configuration 1, charge centrée, sans cheminée (toit plein) et sans obstacle.

Le plus faible écart est de 0% et est obtenu pour le capteur IG9, ce qui est en accord avec l'équivalent TNT massique de 0,68 choisi pour la simulation. Il a été déterminé dans les chapitres précédents qu'un équivalent TNT massique moyen de 0,68 pour les simulations numériques sous AUTODYN donnait des surpressions incidentes présentant des écarts inférieurs à 5% pour des distances radiales réduites comprises entre 2,05 et 3,1 $m.kg^{-1/3}$. Les présents résultats permettent donc de valider cet équivalent TNT massique moyen puisque

les surpressions incidentes obtenues numériquement pour les capteurs compris dans cette plage de distances radiales réduites présentent des écarts de moins de 5% par rapport aux surpressions incidentes obtenues expérimentalement. L'écart entre les surpressions incidentes obtenues numériquement et expérimentalement au niveau du capteur IG10 est de -8,3%. Pour passer en dessous des 5% d'écart entre les valeurs numériques et expérimentales, l'équivalent TNT massique moyen à utiliser est de 0,73. Pour le capteur IG4 dont l'écart entre les surpressions incidentes est de 20,5%, l'équivalent TNT massique à utiliser doit être précis et être utilisé uniquement pour la distance radiale réduite correspondant au capteur IG4, soit Z = 1,167 $m.kg^{-1/3}$. En effet, il a été vu précédemment que pour des distances radiales réduites plus petites que 1,25 $m.kg^{-1/3}$, les équivalents TNT massiques doivent être déterminés au cas par cas. Ces résultats montrent également que des mailles de 2 mm de côté pour des simulations effectuées en 3D donnent des résultats concluants et satisfaisants pour obtenir un écart de moins de 5% sur les surpressions incidentes obtenues numériquement et expérimentalement.

Pour les temps d'arrivée, il est possible d'observer sur les figures 6.67 à 6.75 que les résultats numériques et expérimentaux concordent. D'un premier abord, ces résultats ne sont pas en accord avec les écarts obtenus dans le chapitre précédent consacré à l'équivalent TNT massique. En effet, un équivalent TNT massique de 0,68 permet un écart de moins de 5% sur les temps d'arrivée uniquement pour des distances radiales réduites comprises entre 1,56 et 2,58 $m.kg^{-1/3}$. Cependant, il est à noter que des écarts de 5% sur les temps d'arrivée mis en jeu dans l'étude de ce chapitre représentent des variations de l'ordre d'une dizaine de microsecondes, variations qui ne sont donc pas visibles sur les profils de pressions présentés sur les figures 6.67 à 6.75. De plus, les polynômes établis précédemment pour les temps d'arrivée basés sur les données d'AUTODYN ont été établis sur des

simulations effectuées avec des tailles de maille de 0,1 mm. Les équivalents TNT massiques proposés dans le chapitre consacré à l'équivalent TNT pour les temps d'arrivée ont donc été établis pour obtenir une précision de l'ordre de quelques microsecondes. La simulation numérique a donc mis en avant que pour la présente étude un équivalent TNT massique moyen de 0,68 permet d'obtenir des résultats satisfaisants en termes de temps d'arrivée.

Concernant les pics de surpression réfléchie les résultats numériques et expérimentaux sont en accord pour la plupart des capteurs, notamment en termes de temps d'arrivée (excepté pour le capteur IG4 qui souffre de dérives thermiques du fait de sa promiscuité avec la charge explosive lors des essais expérimentaux). Pour le capteur IG9 par exemple, les trois premiers pics de surpressions réfléchies obtenus expérimentalement et numériquement situés à 0,75, 1,12 et 1,36 ms correspondent. Cependant, en termes de surpressions réfléchies ΔP_r les résultats numériques et expérimentaux concordent moins.

En termes d'impulsions positives totales réduites, le tableau 9 donne les écarts obtenus entre les résultats numériques et expérimentaux. Les écarts entre les résultats expérimentaux et numériques sont compris entre -3,5% (capteur IG1, Z = 2,526 $m.kg^{-1/3}$) et 23,6% (capteur IG9, Z = 2,457 $m.kg^{-1/3}$). Il est important de noter qu'il s'agit d'impulsions positives totales, c'est-à-dire calculées sur tout le signal, soit 4 ms. Il est donc normal de ne pas retrouver les écarts obtenus dans le chapitre consacré à l'équivalent TNT. Cependant, il peut être intéressant de regarder les impulsions positives réduites des pics incidents de chaque signal de pression. Les résultats sont présentés dans le tableau 6.10 et montrent clairement une diminution des écarts sur les impulsions positives des pics incidents comparées à ceux obtenus pour les impulsions positives totales. En effet, le plus grand écart est de 14,3% et est obtenu pour le capteur IG9. Les différences observées sur les impulsions

positives réduites des pics incidents peuvent s'expliquer par le fait que les expériences sont réalisées avec un mélange gazeux et les simulations sont effectuées avec une charge de TNT solide. En effet, le comportement des produits de détonation n'est pas le même entre la détonation d'une charge gazeuse et solide. Il existe donc des différences sur les phases de détente, les temps des phases positives et donc les impulsions positives.

Capteurs	Z ($m.kg^{-1/3}$)	$I^+_{tot} / M^{1/3}$ ($Pa.s.kg^{-1/3}$)		Ecarts (%)
		expérimental	AUTODYN	
IG1	2,526	439,4	424,2	-3,5
IG2	2,068	249,6	234,5	-6,0
IG3	2,091	326,2	272,7	-16,4
IG5	2,668	472,5	396,7	-16,0
IG8	2,685	480,8	386,8	-19,6
IG9	2,457	406	310,3	-23,6
IG10	3,565	342,1	270,5	-20,9

Tableau 6-9 : Ecarts entre les impulsions positives totales réduites $I^+/M^{1/3}$ obtenus expérimentalement et numériquement pour la configuration 1, charge centrée, sans cheminée (toit plein) et sans obstacle.

Capteurs	Z ($m.kg^{-1/3}$)	$I^+/M^{1/3}$ ($Pa.s.kg^{-1/3}$)		Ecarts (%)
		expérimental	AUTODYN	
IG1	2,526	55	49	-10,9
IG2	2,068	56,2	57,4	2,1
IG3	2,091	60,9	56,8	-6,7
IG5	2,668	113,6	99	-12,9
IG8	2,685	51,3	46,2	-9,9
IG9	2,457	58	49,7	-14,3
IG10	3,565	43,4	45,2	4,4

Tableau 6-10 : Ecarts entre les impulsions positives réduites $I^+/M^{1/3}$ des pics de pression incidents obtenus expérimentalement et numériquement pour la configuration 1, charge centrée, sans cheminée (toit plein) et sans obstacle.

Cette première simulation numérique a permis de valider l'hypothèse d'un équivalent TNT massique moyen $<Eq_{m,TNT}>$ pour une plage de distances radiales réduites Z. Pour notre cas d'étude, un équivalent TNT massique moyen de 0,68 permet d'obtenir des écarts inférieurs à 5% entre les surpressions incidentes ΔP^+ obtenues expérimentalement et

numériquement pour les capteurs IG1, IG2, IG3, IG5, IG6, IG8 et IG9. Pour les capteurs IG10 et IG11 (Z = 3,565 $m.kg^{-1/3}$) la valeur de l'équivalent TNT massique à utiliser serait de 0,79 et pour le capteur IG4 (Z = 1,167 $m.kg^{-1/3}$) l'équivalent à utiliser serait de 0,47. Un équivalent TNT massique moyen de 0,68 permet également d'obtenir numériquement des temps d'arrivée concordant avec les temps d'arrivée obtenus expérimentalement.

6.3.2 – Charge centrée, avec obstacle et sans cheminée (toit plein)

Afin de diminuer le temps de calcul, la taille des mailles pour simuler cette configuration sont de 2,5 mm, contre 2 mm pour la configuration précédente (charge centrée, sans obstacle et toit plein). Cette taille de maille représente un nombre total de mailles de 6 000 000 pour un temps de calcul de 5 jours. Excepté le changement de taille de maille, toutes les conditions initiales sont les mêmes que pour la configuration précédente. Ainsi, l'équivalent TNT massique utilisé est également de 0,68.

Les figures 6.76 à 6.84 présentent les signaux de pression obtenus numériquement et expérimentalement pour une configuration mettant en jeu une charge positionnée au centre de l'entrepôt, avec la présence de l'obstacle et le toit complètement fermé.

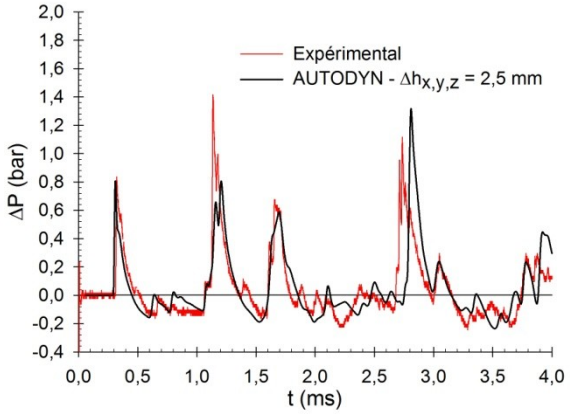


Figure 6.76 : Profils de pressions, capteur IG1, expérimental et numérique, charge centrée, avec obstacle et toit plein.

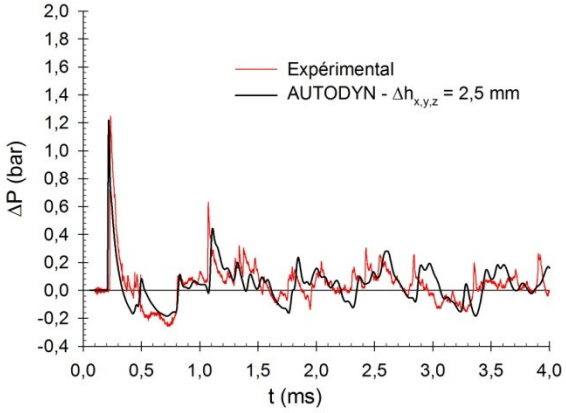


Figure 6.77 : Profils de pressions, capteur IG2, expérimental et numérique, charge centrée, avec obstacle et toit plein.

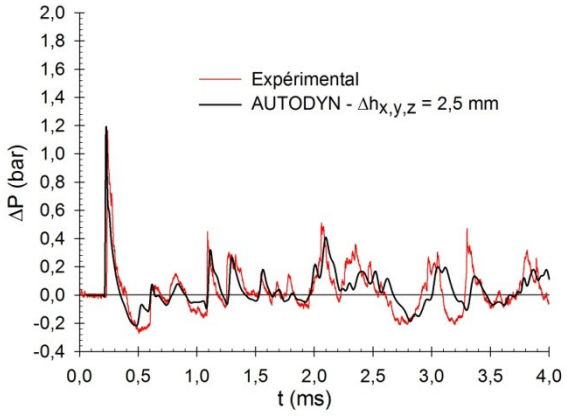


Figure 6.78 : Profils de pressions, capteur IG3, expérimental et numérique, charge centrée, avec obstacle et toit plein.

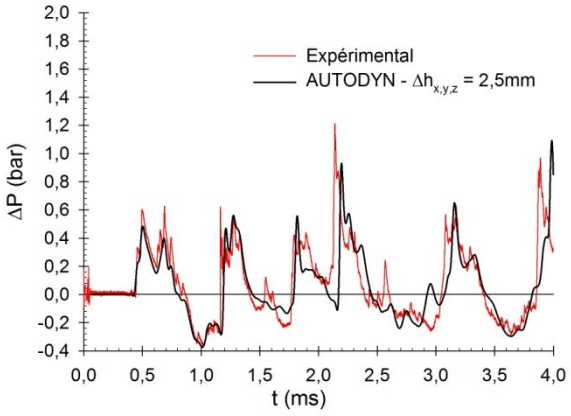


Figure 6.79 : Profils de pressions, capteur IG5, expérimental et numérique, charge centrée, avec obstacle et toit plein.

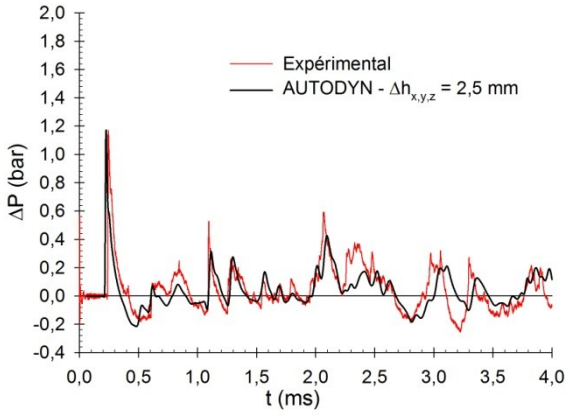


Figure 6.80 : Profils de pressions, capteur IG6, expérimental et numérique, charge centrée, avec obstacle et toit plein.

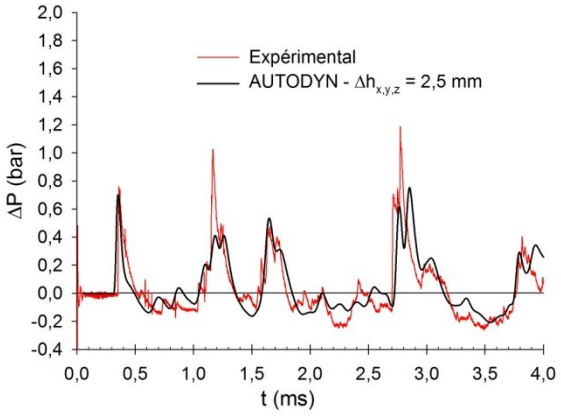


Figure 6.81 : Profils de pressions, capteur IG8, expérimental et numérique, charge centrée, avec obstacle et toit plein.

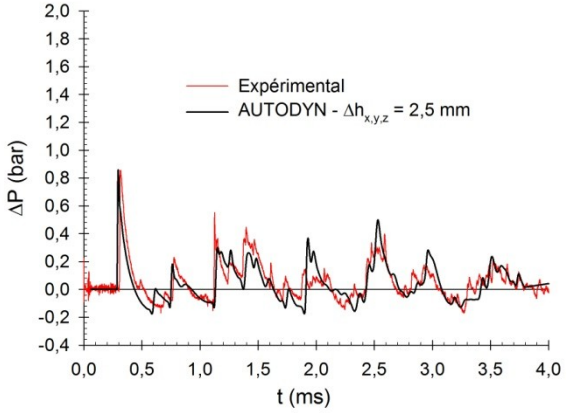


Figure 6.82 : Profils de pressions, capteur IG9, expérimental et numérique, charge centrée, avec obstacle et toit plein.

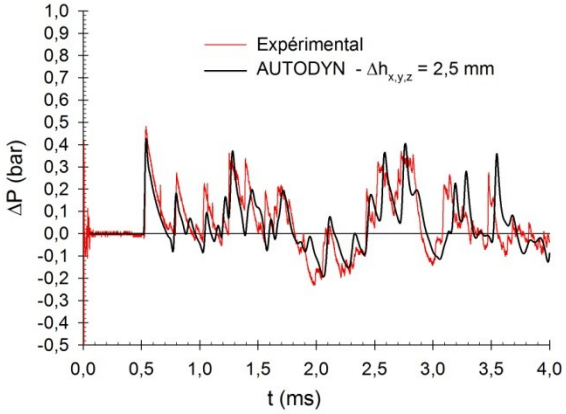


Figure 6.83 : Profils de pressions, capteur IG10, expérimental et numérique, charge centrée, avec obstacle et toit plein.

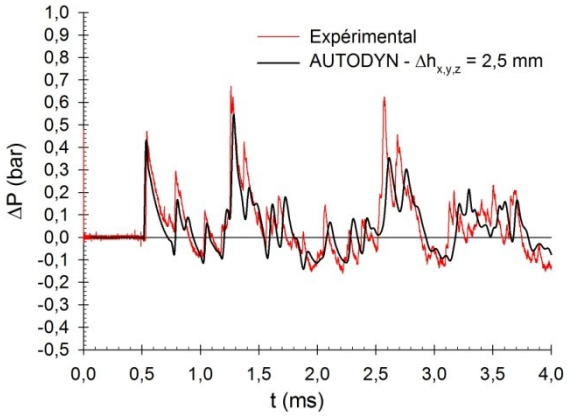


Figure 6.84 : Profils de pressions, capteur IG11, expérimental et numérique, charge centrée, avec obstacle et toit plein.

Le tableau 6.11 présente les écarts obtenus sur les surpressions incidentes entre expérimental et numérique.

Capteurs	Z (m.kg$^{-1/3}$)	ΔP^+ (bar)		Ecart (%)
		Expérience	AUTODYN	
IG1	2,526	0,82	0,81	-1,2
IG2	2,068	1,23	1,22	-0,8
IG3	2,091	1,17	1,18	0,9
IG5	2,668	0,33	0,23	-30,3
IG8	2,685	0,76	0,73	-3,9
IG9	2,457	0,86	0,86	0,0
IG10	3,565	0,48	0,44	-8,3

Tableau 6-11 : Ecart entre les surpressions incidentes positives ΔP^+ obtenues expérimentalement et numériquement pour la configuration 1, charge centrée, sans cheminée (toit plein) et avec obstacle.

De même que pour la configuration précédente, les capteurs situés dans la plage de distances radiales réduites (2,05 < Z ($m.kg^{-1/3}$) < 3,1) correspondant à un équivalent TNT massique de 0,68 présentent des écarts sur les surpressions incidentes inférieurs à 5% entre les résultats expérimentaux et numériques. Pour les capteurs IG10 et IG11 l'écart reste inférieur à 10%. Il est à noter que malgré la présence de l'obstacle, les résultats expérimentaux et numériques reproduisent bien la symétrie sphérique de l'onde de choc incidente puisque les surpressions incidentes des capteurs IG3 et IG6 sont identiques (1,18 bar), de même que pour les capteurs IG10 et IG11 (0,44 bar).

Concernant le capteur IG5, le logiciel AUTODYN restitue bien l'effet écran produit par la présence de l'obstacle puisque ce dernier engendre une diminution de 69% de la surpression incidente comparée celle obtenue avec les essais sans obstacle, ce qui va dans le même sens que l'expérimental puisque une diminution de 57% de la surpression incidente est obtenue lorsque l'obstacle est présent. En revanche, la surpression incidente obtenue numériquement est plus faible de 30% comparée à celle obtenue expérimentalement. Cependant, le capteur IG5 étant très proche d'une paroi, le premier pic de surpression réfléchie est très proche du pic de surpression incidente, ce qui peut engendrer des erreurs de lecture de la surpression incidente pour les calculs numériques.

Il sera vu dans la suite de ce mémoire, notamment dans le chapitre consacré aux simulations numériques de la configuration 2 (entrepôt de bouteille de gaz) que lorsqu'un obstacle est présent entre la charge explosive et le point d'intérêt, une largeur de maille trop importante ne permet pas au logiciel AUTODYN de restituer correctement les surpressions obtenues derrière un obstacle. En effet, l'interaction de l'onde de choc incidente avec un obstacle engendre des réflexions et des raréfactions d'ondes mettant en jeu des

phénomènes physiques qui peuvent ne pas être pris en compte par AUTODYN pour des largeurs de mailles trop importantes. Ce point sera plus explicitement mis en avant dans les chapitres suivants.

En termes de temps d'arrivée, les résultats obtenus numériquement concordent avec ceux obtenus expérimentalement. En effet, les écarts maxima obtenus sont de 8% et sont atteints pour les capteurs IG6 et IG8. Il est important de noter que malgré la présence de l'obstacle, les temps d'arrivée obtenus pour les essais expérimentaux et numériques pour le capteur IG5 concordent parfaitement.

Le tableau 6.12 présente les écarts obtenus sur les impulsions positives totales réduites entre expérimental et numérique.

Capteurs	Z ($m.kg^{-1/3}$)	$I^+_{tot} / M^{1/3}$ ($Pa.s.kg^{-1/3}$)		Ecarts (%)
		expérimental	AUTODYN	
IG1	2,526	443,8	453,7	2,2
IG2	2,068	319,1	318,6	-0,2
IG3	2,091	341,4	291,5	-14,6
IG5	2,668	645,7	526,8	-18,4
IG8	2,685	410,3	486,6	18,6
IG9	2,457	333,4	338,5	1,5
IG10	3,565	327,4	274,7	-16,1
IG11	3,565	338,2	281,4	-16,8

Tableau 6-12 : Ecarts entre les impulsions positives totales réduites $I^+/M^{1/3}$ obtenus expérimentalement et numériquement pour la configuration 1, charge centrée, sans cheminée (toit plein) et avec obstacle.

Pour les impulsions positives totales réduites, les écarts obtenus entre les résultats numériques et expérimentaux sont du même ordre de grandeur que pour la configuration précédente (charge centrée, toit plein et sans obstacle). Les écarts minima sont obtenus pour les capteurs IG1, IG2 et IG9 et les écarts maxima sont atteints pour les capteurs IG5 et IG8 qui présentent des distances radiales très proches (2,668 et 2,685 $m.kg^{-1/3}$

respectivement), ce qui peut expliquer le fait que le même écart est obtenu entre l'expérimental et le numérique pour ces deux capteurs. Les capteurs IG10 et IG11 qui sont les plus éloignés, sont équidistants à la charge (Z = 3,565 $m.kg^{-1/3}$) et présentent eux aussi des écarts très proches. Il est à noter que les impulsions positives totales réduites obtenues expérimentalement et numériquement pour le capteur IG10 sont légèrement plus faible que celles obtenues par le capteur IG11.

Le tableau 6.13 présente les impulsions positives réduites correspondant aux pics de surpressions incidents.

Capteurs	Z ($m.kg^{-1/3}$)	$I^+/M^{1/3}$ ($Pa.s.kg^{-1/3}$)		Ecarts (%)
		expérimental	AUTODYN	
IG1	2,526	53,4	49	-8,2
IG2	2,068	65,6	57,4	-12,5
IG3	2,091	59,5	56,8	-4,5
IG5	2,668	134,1	99	-26,2
IG8	2,685	50,1	46,2	-7,8
IG9	2,457	52,6	49,7	-5,5
IG10	3,565	46	45,2	-1,7

Tableau 6-13 : Ecarts entre les impulsions positives réduites $I^+/M^{1/3}$ des pics de pression incidents obtenus expérimentalement et numériquement pour la configuration 1, charge centrée, sans cheminée (toit plein) et sans obstacle.

Excepté pour le capteur IG5, les écarts entre les résultats numériques et expérimentaux sont faibles (de -1,7 % pour le capteur IG10 à -12,5 % pour le capteur IG2). Pour le capteur IG5 qui est situé derrière l'obstacle et qui est très proche d'une paroi, l'erreur vient du fait que le pic incident est couplé avec un pic de surpression réfléchie (figure 79), rendant difficile le calcul de l'impulsion du premier pic de surpression.

6.3.3 – Charge dans l'angle, avec obstacle et sans cheminée (toit plein)

Excepté la position de la charge, les conditions de simulation sont les mêmes que pour la configuration précédente (charge centrée, avec obstacle et toit plein). Ainsi, le nombre total de mailles est de 6 000 000 et l'équivalent TNT massique utilisé est égal à 0,68.

Les figures 6.85 à 6.99 présentent les signaux de pression obtenus numériquement et expérimentalement pour une configuration mettant en jeu une charge positionnée dans l'angle, avec la présence de l'obstacle et le toit complètement fermé.

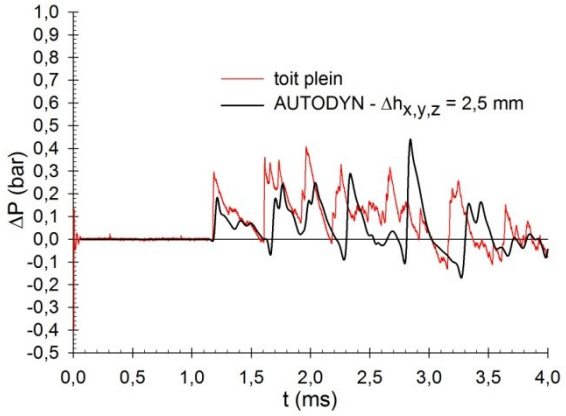


Figure 6.85 : Profils de pressions, capteur IG1, expérimental et numérique, charge dans l'angle, avec obstacle et toit plein.

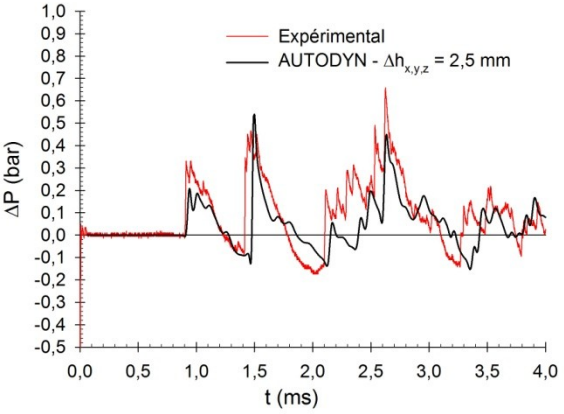


Figure 6.86 : Profils de pressions, capteur IG2, expérimental et numérique, charge dans l'angle, avec obstacle et toit plein.

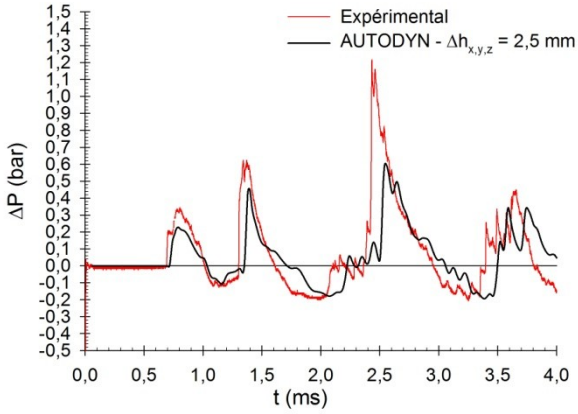


Figure 6.87 : Profils de pressions, capteur IG3, expérimental et numérique, charge dans l'angle, avec obstacle et toit plein.

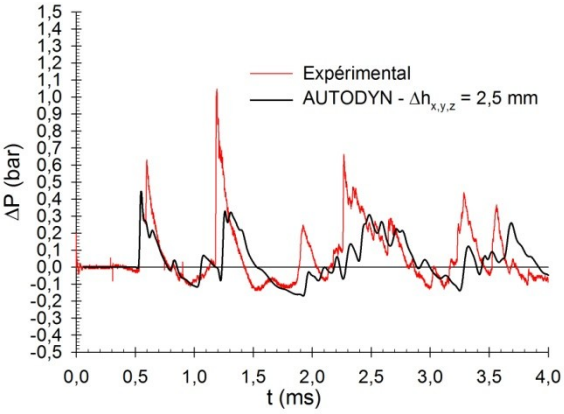


Figure 6.88 : Profils de pressions, capteur IG4, expérimental et numérique, charge dans l'angle, avec obstacle et toit plein.

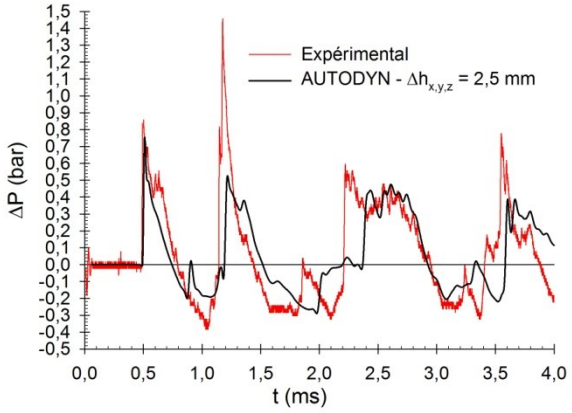


Figure 6.89 : Profils de pressions, capteur IG5, expérimental et numérique, charge dans l'angle, avec obstacle et toit plein.

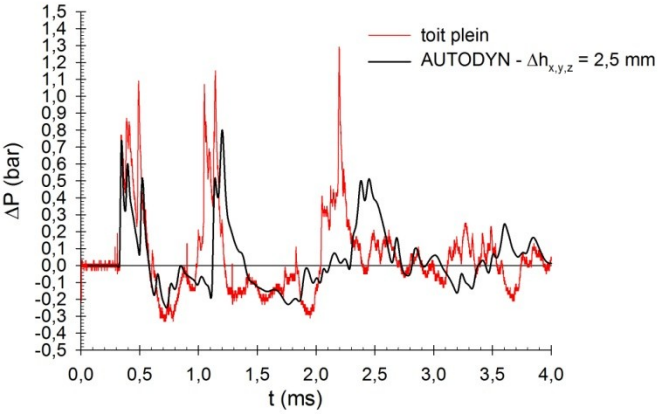


Figure 6.90 : Profils de pressions, capteur IG6, expérimental et numérique, charge dans l'angle, avec obstacle et toit plein.

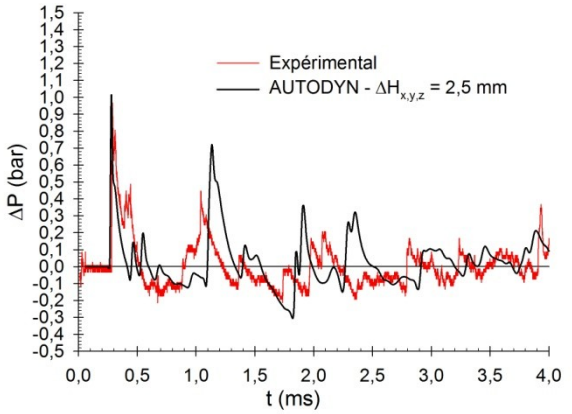


Figure 6.91 : Profils de pressions, capteur IG8, expérimental et numérique, charge dans l'angle, avec obstacle et toit plein.

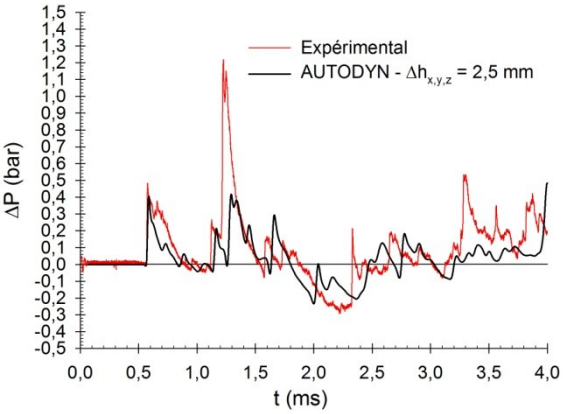


Figure 6.92 : Profils de pressions, capteur IG9, expérimental et numérique, charge dans l'angle, avec obstacle et toit plein.

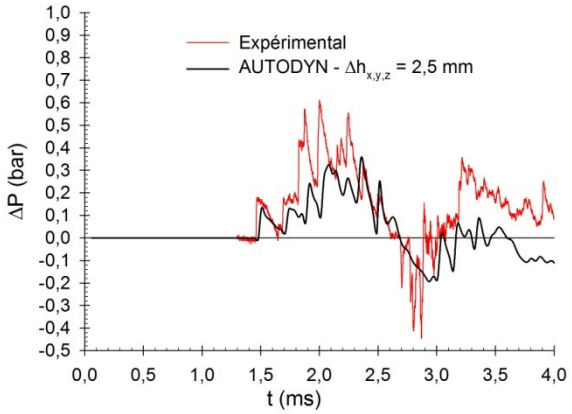


Figure 6.93 : Profils de pressions, capteur IG10, comparaison expérimental et numérique, charge dans l'angle, avec obstacle et toit plein.

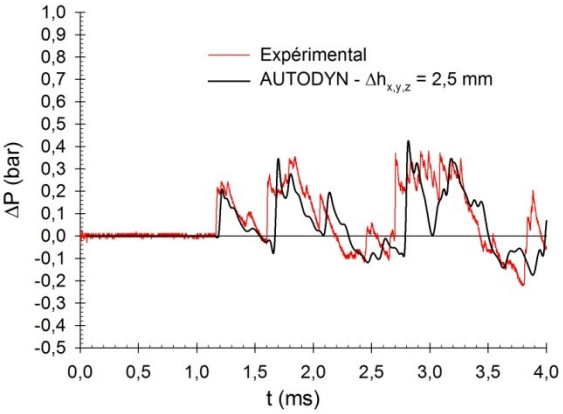


Figure 6.94 : Profils de pressions, capteur IG11, comparaison expérimental et numérique, charge dans l'angle, avec obstacle et toit plein.

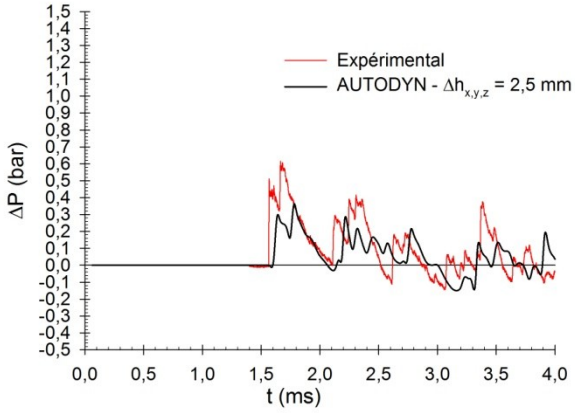


Figure 6.95 : Profils de pressions, capteur A, expérimental et numérique, charge dans l'angle, avec obstacle et toit plein.

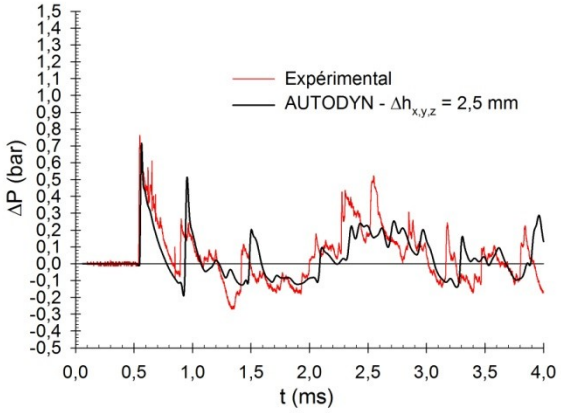


Figure 6.96 : Profils de pressions, capteur B, expérimental et numérique, charge dans l'angle, avec obstacle et toit plein

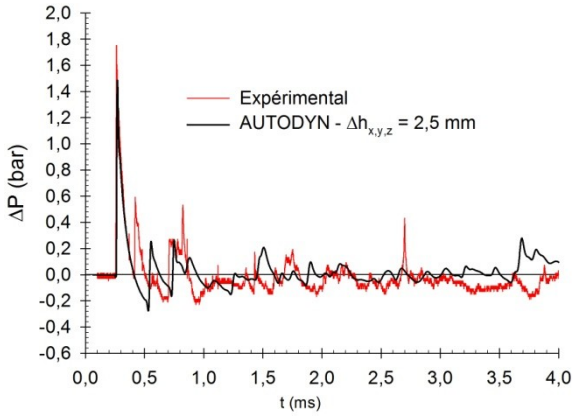


Figure 6.97 : Profils de pressions, capteur C, expérimental et numérique, charge dans l'angle, avec obstacle et toit plein

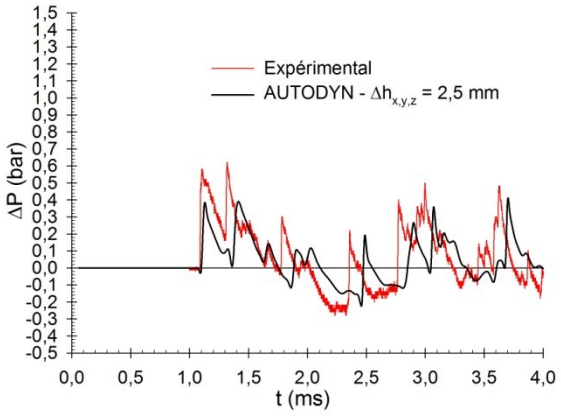


Figure 6.98 : Profils de pressions, capteur D, expérimental et numérique, charge dans l'angle, avec obstacle et toit plein

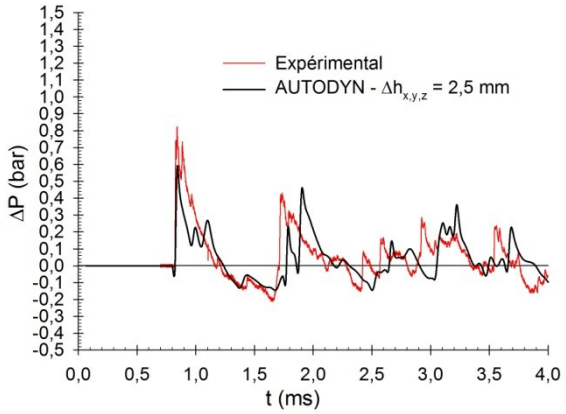


Figure 6.99 : Profils de pressions, capteur E, expérimental et numérique, charge dans l'angle, avec obstacle et toit plein

Le tableau 6.14 présente les écarts obtenus sur les surpressions incidentes entre expérimental et numérique.

Capteurs	Z ($m.kg^{-1/3}$)	ΔP^+ (bar)		Ecart (%)
		Expérience	AUTODYN	
IG1	6,341	0,29	0,18	-37,9
IG2	5,216	0,32	0,2	-37,5
IG3	4,335	0,21	0,23	9,5
IG4	3,581	0,43	0,45	4,7
IG5	3,581	0,85	0,76	-10,6
IG6	2,668	0,77	0,74	-3,9
IG8	2,37	0,96	1	4,2
IG9	3,505	0,49	0,41	-16,3
IG10	7,552	0,17	0,14	-17,6
IG11	6,49	0,22	0,21	-4,5
A	8,027	0,53	0,3	-43,4
B	3,869	0,51	0,72	-5,3
C	2,457	0,76	1,49	-14,9
D	6,026	0,58	0,38	-34,5
E	4,869	0,82	0,6	-26,8

Tableau 6-14 : Ecart entre les surpressions incidentes positives ΔP^+ obtenues expérimentalement et numériquement pour la configuration 1, charge dans l'angle, sans cheminée (toit plein) et avec obstacle.

Premièrement, les capteurs situés dans la plage de distances radiales réduites ($2,05 < Z\ (m.kg^{-1/3}) < 3,1$) correspondant à l'équivalent TNT massique de 0,68 utilisé pour les simulations numériques présentent bien des écarts inférieurs à 5 % entre les résultats numériques et expérimentaux (à savoir les capteurs IG6 et IG8). Il est à noter que les capteurs IG4 et IG11 présentent eux aussi des écarts inférieurs à 5 %, malgré la présence de l'obstacle entre leur position et la charge et leurs distances radiales réduites supérieures à 3,1 $m.kg^{-1/3}$. Pour le capteur IG5, il a été vu lors de l'analyse des signaux de pressions (§ 6.2) qu'un pied de Mach se développait le long de la paroi longeant le capteur IG5, et donc que la surpression mesurée ne correspondait pas à une surpression incidente. Cependant, le logiciel AUTODYN restitue relativement bien ce pied de Mach puisque l'écart entre

expérimental et numérique est de 10 %. Les écarts maxima sont obtenus pour les capteurs IG1 et IG2 pour lesquels les résultats numériques sont respectivement 37,9 % et 37,5 % plus faibles que les résultats expérimentaux. Concernant les capteurs situés dans les parois, seuls le capteur B présente un écart de 5 % entre les résultats numériques et expérimentaux, ce qui est intéressant puisqu'il s'agit du capteur présent dans la paroi sur laquelle se développe le pied de Mach évoqué plus haut. Pour les autres capteurs situés dans les parois, les surpressions réfléchies obtenues numériquement restent bien plus faibles que celles obtenues expérimentalement. Concernant le capteur IG3 situé immédiatement derrière l'obstacle, AUTODYN restitue bien la surpression incidente puisque l'écart entre les résultats expérimentaux et numériques est de moins de 10 %.

De façon générale, les temps d'arrivée des pics de surpressions incidents concordent entre l'expérimental et le numérique. Il est intéressant de noter le temps de montée en pression non négligeable du premier pic de surpression pour les trois capteurs situés à l'opposé de la charge explosive, à savoir IG10, IG11 et le capteur A. En effet, pour ces trois capteurs, le temps de montée en pression des pics incidents est en moyenne de 35 µs.

Concernant les pics de surpressions réfléchies, malgré une relative bonne similitude dans la forme générale des signaux de pression entre les résultats expérimentaux et numériques, les surpressions réfléchies obtenues numériquement sont globalement inférieures à celles obtenues expérimentalement. Afin d'obtenir de meilleures corrélations sur les surpressions il faudrait diminuer la taille des mailles afin d'affiner le calcul. Cependant, cela engendrerait une augmentation importante du nombre de mailles et de ce fait une augmentation significative du temps de calcul.

Le tableau 6.15 présente les écarts obtenus sur les impulsions positives totales réduites entre expérimental et numérique.

Capteurs	Z ($m.kg^{-1/3}$)	$I^+_{tot}/M^{1/3}$ ($Pa.s.kg^{-1/3}$)		Ecart (%)
		Expérience	AUTODYN	
IG1	6,341	339,4	214,1	-36,9
IG2	5,216	446,6	261,6	-41,4
IG3	4,335	533,6	376,1	-29,5
IG4	3,581	432,6	289,1	-33,2
IG5	3,581	644,8	502,3	-22,1
IG6	2,668	483,7	384	-20,6
IG8	2,37	221,5	294,3	32,9
IG9	3,505	496,6	255,2	-48,6
IG10	7,552	490,8	217,1	-55,8
IG11	6,49	383,8	273,9	-28,6
A	8,027	351	223,1	-36,4
B	3,869	361,9	292,9	-19,1
C	2,457	190,6	211,4	10,9
D	6,026	373,7	257,7	-31,0
E	4,869	315,2	265,6	-15,7

Tableau 6-15 : Ecarts entre les impulsions positives totales réduites $I^+/M^{1/3}$ obtenus expérimentalement et numériquement pour la configuration 1, charge dans l'angle, sans cheminée (toit plein) et <u>avec</u> obstacle.

Les résultats présents dans le tableau 6.15 montrent clairement que les différences entre les impulsions positives totales réduites obtenues expérimentalement et numériquement sont importantes. En effet, excepté pour les capteurs IG8 et C qui montrent des valeurs numériques supérieures de 32,9 % et 10,9 % respectivement comparées aux valeurs expérimentales, tous les autres capteurs obtiennent des valeurs d'impulsions positives totales réduites bien inférieures à celles obtenues expérimentalement. De même que pour les surpressions réfléchies, ces grandes différences peuvent s'expliquer par la taille des mailles.

6.4 – Discussion

Dans le but d'affiner l'analyse des résultats, des études supplémentaires sont menées sur l'influence de la position de la charge, l'effet couloir provoqué par la présence de l'obstacle à proximité d'une paroi et sur les surpressions réfléchies obtenues au niveau des capteurs situés dans les parois.

En effet, afin de compléter cette étude réalisée sur un atelier pyrotechnique quant à la sécurité des biens en son sein, il est nécessaire de connaître les positions de charges les plus désavantageuses et les plus dangereuses. De plus la présence de l'obstacle peut engendrer des surpressions et des impulsions positives totales significatives du fait de la création d'ondes de choc réfléchies supplémentaires et de la création d'un confinement supplémentaire à l'intérieur de l'atelier. Enfin, les surpressions réfléchies obtenues par les capteurs situés dans les parois sont analysées afin de les comparer avec les résultats obtenus par d'autres auteurs.

6.4.1 – Influence de la position de la charge et effet canal provoqué par la présence de l'obstacle

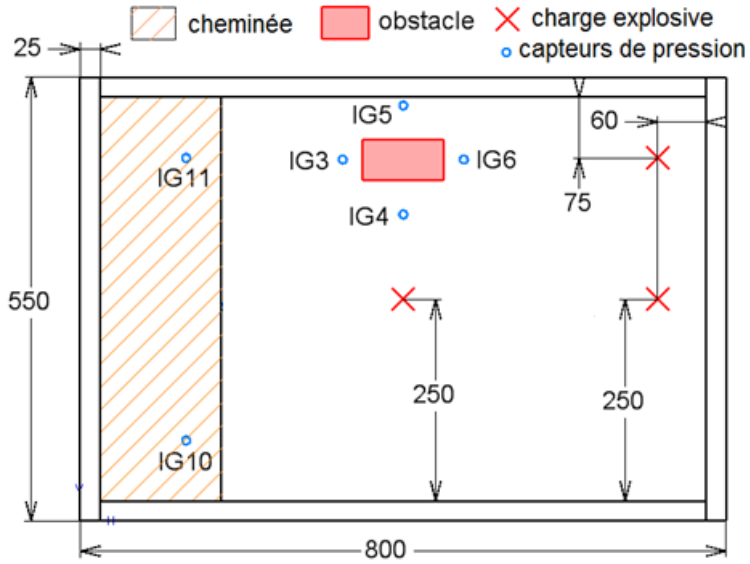
6.4.1.1 – Influence de la position de la charge

Dans le but d'alléger cette étude, seuls les résultats obtenus par les capteurs situés directement sous la cheminée (capteurs IG10 et IG11) et autour de l'obstacle (capteurs IG3, IG4, IG5 et IG6) seront présentés.

L'étude portera dans un premier temps sur la comparaison, en fonction de la position de la charge, des surpressions réfléchies maximales $\Delta P_{ref,max}$ (bar) obtenues par les capteurs sélectionnés ainsi que les temps d'arrivée auxquels ces surpressions réfléchies maximales

sont enregistrées par ces capteurs. Dans un deuxième temps l'accent sera mis sur la comparaison, toujours en fonction de la position de la charge, des impulsions positives totales réduites obtenues par chacun des capteurs. L'influence de la cheminée sera également prise en compte.

La figure 6.100 rappelle l'emplacement des capteurs de pression ainsi que de l'obstacle et des différentes positions de charges.



Hauteur sous plafond : 250 mm

Figure 6.100 : Configuration 1 avec positions des capteurs de pression, de l'obstacle et des charges explosives. Distances en millimètres.

Il est à noter que tous les résultats présentés ci-dessous sont issus d'essais avec la présence de l'obstacle.

Premièrement, l'étude des pics de surpressions réfléchies maximales va permettre de déterminer la position de charge la plus critique à l'intérieur de l'entrepôt pyrotechnique ainsi que les emplacements les plus dangereux pour chaque position de charge. Il est cependant important de rappeler que les résultats présentés dans ce mémoire sont

uniquement valables pour les 4 premières millisecondes après la détonation de la charge explosive.

Les figures 6.101 à 6.106 présentent les surpressions réfléchies maximales en fonction des temps d'arrivée des ondes de choc réfléchies correspondantes. Sur ces figures, le terme sans cheminée désigne les essais réalisés avec le toit complet.

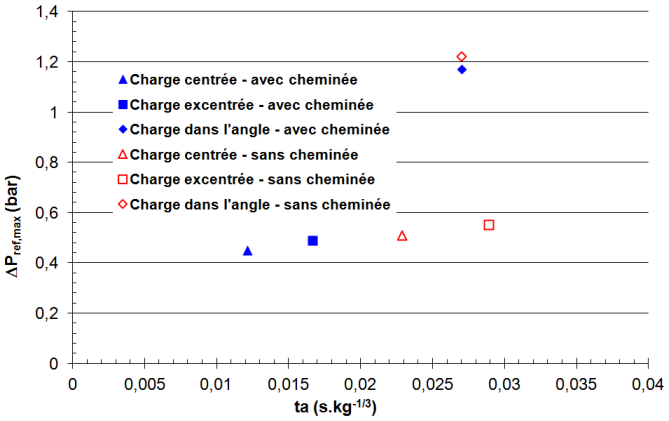


Figure 6.101 : Surpressions réfléchies maximales en fonction de leurs temps d'arrivée pour chaque position de charge, capteur IG3.

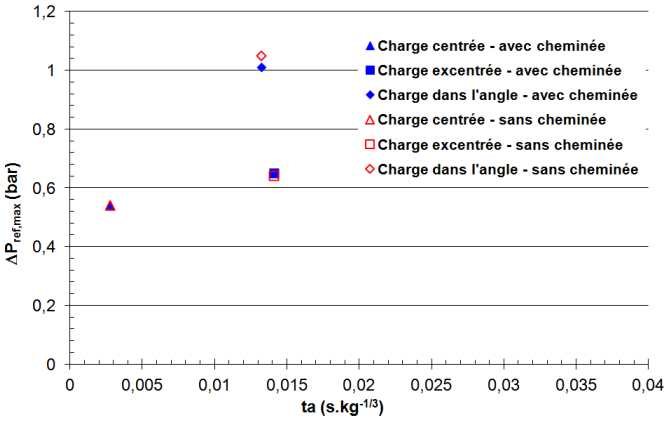


Figure 6.102 : Surpressions réfléchies maximales en fonction de leurs temps d'arrivée pour chaque position de charge, capteur IG4.

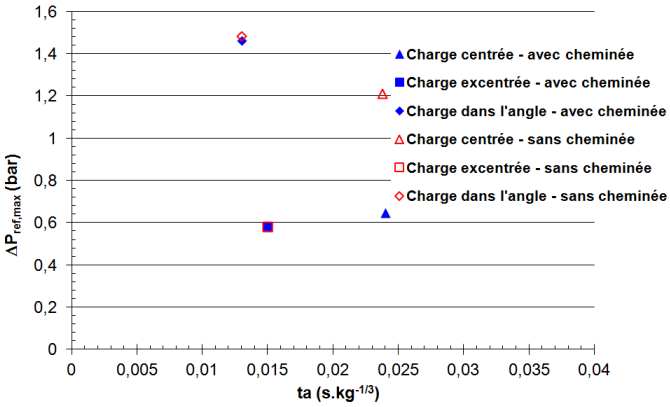


Figure 6.103 : Surpressions réfléchies maximales en fonction de leurs temps d'arrivée pour chaque position de charge, capteur IG5.

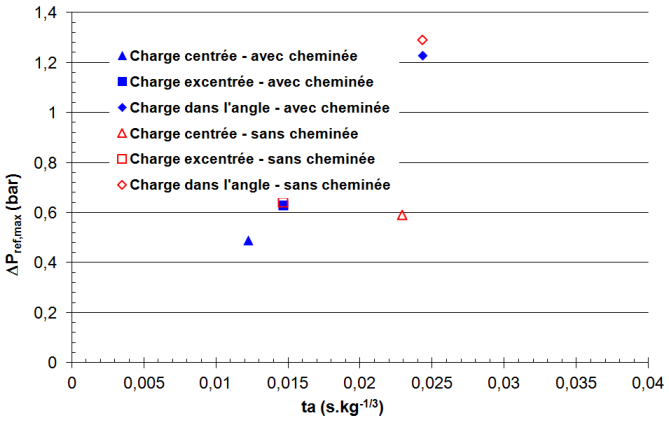


Figure 6.104 : Surpressions réfléchies maximales en fonction de leurs temps d'arrivée pour chaque position de charge, capteur IG6.

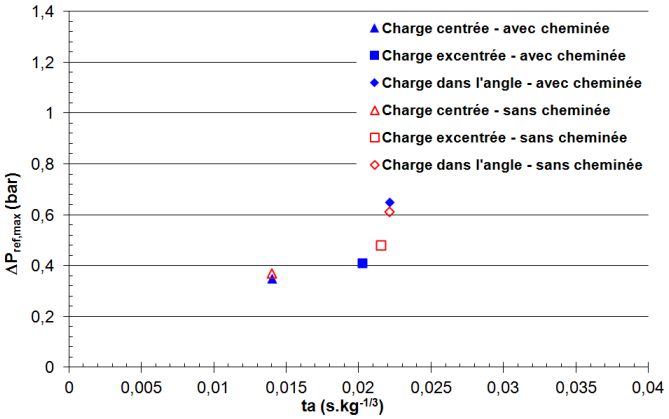


Figure 6.105 : Surpressions réfléchies maximales en fonction de leurs temps d'arrivée pour chaque position de charge, capteur IG10.

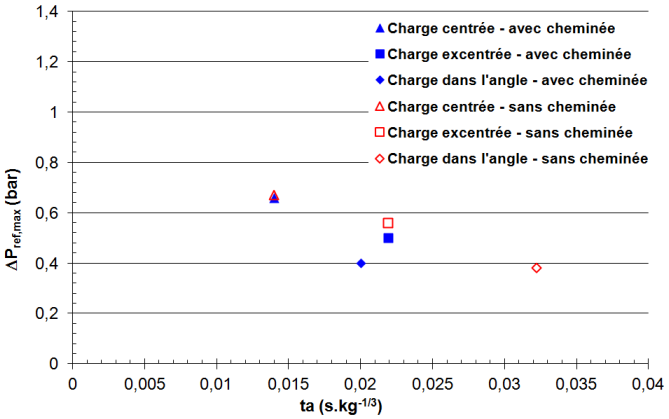


Figure 6.106 : Surpressions réfléchies maximales en fonction de leurs temps d'arrivée pour chaque position de charge, capteur IG11.

Premièrement, pour les capteurs positionnés autour de l'obstacle (IG3, IG4, IG5 et IG6) il est possible d'observer que les surpressions réfléchies maximales sont atteintes pour une charge positionnée dans le coin de l'atelier pyrotechnique. Pour une telle position de charge, les surpressions réfléchies maximales pour ces quatre capteurs sont toutes supérieures à 1 bar avec des valeurs maximales atteintes pour le capteur IG5 (1,46 bar pour la configuration avec cheminée et 1,48 bar pour la configuration avec le toit plein). Toujours pour la configuration mettant en jeu la charge positionnée dans le coin de l'atelier, les surpressions réfléchies maximales obtenues pour les essais avec la cheminée sont inférieures à celles obtenues pour les essais avec le toit plein, bien que les écarts soient faibles. En effet, pour les capteurs IG3 à IG6 et pour une charge positionnée dans l'angle, la cheminée de détente engendre des diminutions des surpressions réfléchies de respectivement -4,1 %, -3,8 %, -1,4 % et -4,7 % par rapport à celles obtenues pour les essais avec le toit complet. Néanmoins, cela démontre une fois de plus l'influence positive de la présence de la cheminée. De plus, il est à noter que les pics de surpressions réfléchies maximales obtenus au niveau du capteur IG6 pour une détonation dans le coin (avec cheminée et toit complet) sont enregistrés après ceux obtenus pour une détonation

excentrée, ce qui est intéressant puisque le capteur IG6 est plus éloigné de la charge excentrée que de la charge dans le coin. Une étude numérique détaillée des champs de pression et des ondes de choc se propageant au sein de l'atelier pyrotechnique permettrait de mieux appréhender les pics de surpressions réfléchies. Toujours pour le capteur IG6, lorsque la charge est centrée le temps d'arrivée du pic de surpression réfléchie maximale est 87 % plus grand que celui obtenu pour l'essai avec cheminée.

Concernant le capteur IG3, il est également possible d'observer l'influence de la cheminée sur les temps d'arrivée des pics de surpressions réfléchies maximales. En effet, pour les positions de charge centrée et excentrée, les temps d'arrivée obtenus pour les essais sans cheminée sont plus grands de respectivement 89 % et 73 % comparés à ceux obtenus pour les essais avec cheminée. De plus, la présence de la cheminée engendre une diminution de la surpression réfléchie maximale de 11,8 % pour une charge centrée et de 10,9 % pour une charge excentrée. En revanche, pour les capteurs IG4 et IG5 la cheminée de détente n'a aucune influence sur les temps d'arrivée des pics de surpressions réfléchies maximales. Cependant la cheminée a une grande influence au niveau du capteur IG5 puisque pour une position de charge centrée elle engendre une diminution de 46,6 % de la surpression réfléchie maximale. Les résultats pour le capteur IG5 seront plus détaillés dans le paragraphe suivant consacré à l'effet canal provoqué par l'obstacle.

Le tableau 6.16 regroupe les résultats obtenus sur les surpressions réfléchies maximales $\Delta P_{ref,max}$ (bar) en fonction de leurs temps d'arrivée $ta_{ref,max}$. Dans ce tableau, les dénominations CC, CE et CA représente respectivement Charge Centrée, Charge Excentrée et Charge dans l'Angle.

Capteurs	Position de la charge	Z ($m.kg^{-1/3}$)	$\Delta P_{ref,max,AC}$ (bar)	$\Delta P_{ref,max,SC}$ (bar)	$ta_{ref,max,AC}$ ($s.kg^{-1/3}$)	$ta_{ref,max,SC}$ ($s.kg^{-1/3}$)	Ecart $\Delta P_{réf}$ avec et sans cheminée (%)
IG3	CC	2,09	0,45	0,51	0,012	0,023	-11,8
	CE	4,74	0,49	0,55	0,017	0,029	-10,9
	CA	4,34	1,17	1,22	0,027	0,027	-4,1
IG4	CC	1,17	0,54	0,54	0,003	0,003	0,0
	CE	3,69	0,65	0,64	0,014	0,014	1,6
	CA	3,58	1,01	1,05	0,013	0,013	-3,8
IG5	CC	2,67	0,65	1,21	0,024	0,024	-46,6
	CE	4,40	0,58	0,58	0,015	0,015	0,0
	CA	3,58	1,46	1,48	0,013	0,013	-1,4
IG6	CC	2,09	0,49	0,59	0,012	0,023	-16,9
	CE	3,29	0,63	0,64	0,015	0,015	-1,6
	CA	2,67	1,23	1,29	0,024	0,024	-4,7
IG10	CC	3,57	0,35	0,37	0,014	0,014	-5,4
	CE	6,77	0,41	0,48	0,020	0,022	-14,6
	CA	7,55	0,65	0,61	0,022	0,022	6,6
IG11	CC	3,57	0,66	0,67	0,014	0,014	-1,5
	CE	6,77	0,50	0,56	0,022	0,022	-10,7
	CA	7,60	0,40	0,38	0,020	0,032	5,3

Tableau 6-16 : Surpressions réfléchies maximales et leurs temps d'arrivée pour les capteurs IG3, IG4, IG5, IG6, IG10 et IG11.

Le capteur IG10 suit la même tendance que les capteurs situés autour de l'obstacle puisque les surpressions réfléchies maximales obtenues pour une charge positionnée dans l'angle sont supérieures à celles obtenues pour les positions de charge centrée et excentrée. Cependant, les écarts sur les surpressions réfléchies maximales entre les différentes positions de charges sont moins prononcés pour le capteur IG10 que pour les autres capteurs. Toujours pour le capteur IG10, la cheminée de détente a peu d'influence puisqu'elle agit uniquement pour les essais avec une position de charge excentrée en engendrant une diminution de 14,6 % du pic de surpression réfléchie maximale et en augmentant le temps d'arrivée de ce pic de 6,6 %.

Contrairement au capteur IG10 et à ceux situés autour de l'obstacle, la position de charge la plus critique pour le capteur IG11 en termes de surpressions réfléchies maximales est lorsqu'elle est positionnée au centre de l'atelier. Pour une charge positionnée dans l'angle de l'atelier, la cheminée a une influence non négligeable puisque lorsqu'elle n'est pas présente, le pic de surpression réfléchie maximale survient 1,1 ms (soit 0,012 $s.kg^{-1/3}$) plus tard que celui obtenu pour l'essai avec cheminée.

Après avoir déterminé la position de la charge explosive la plus critique en termes de surpressions réfléchies maximales, il est intéressant d'effectuer la même étude en termes d'impulsion positive totale réduite. Les figures 6.107 à 6.112 présentes les impulsions positives totales réduites pour chaque capteur et pour chaque position de charge (de même que pour l'étude sur les surpressions réfléchies maximales, seuls les capteurs présents autour de l'obstacle et directement sous la cheminée sont cités).

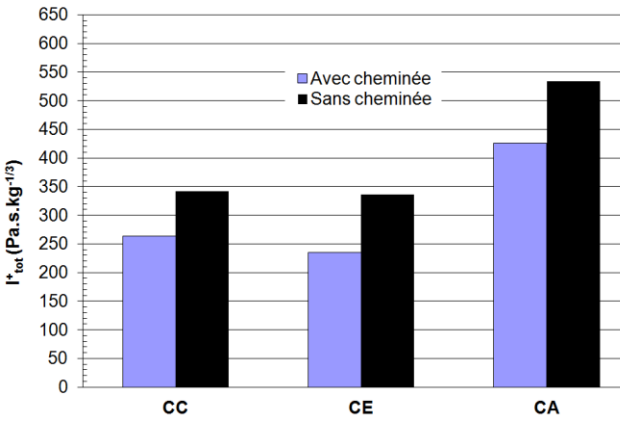


Figure 6.107 : Impulsions positives totales réduites pour le capteur IG3 pour chaque position de charges.

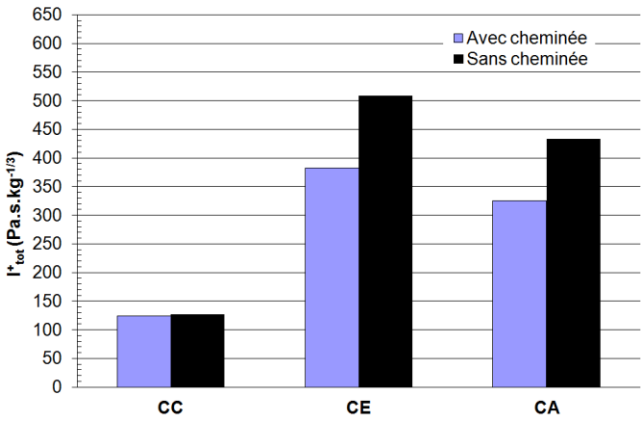


Figure 6.108 : Impulsions positives totales réduites pour le capteur IG4 pour chaque position de charges.

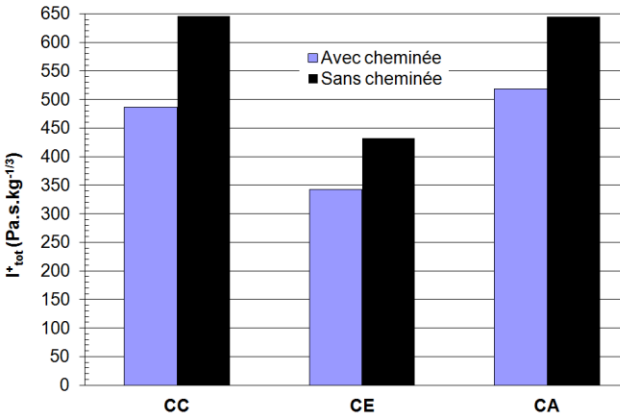


Figure 6.109 : Impulsions positives totales réduites pour le capteur IG5 pour chaque position de charges.

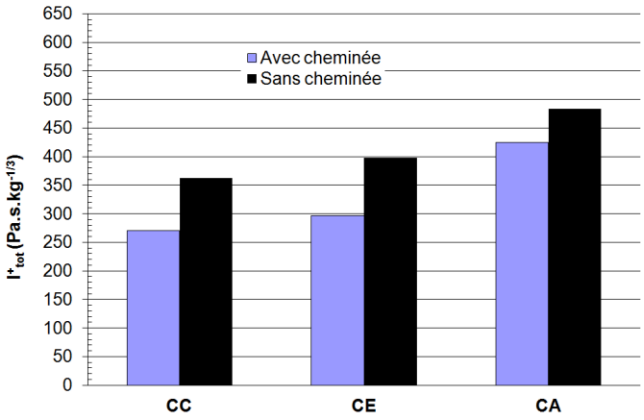


Figure 6.110 : Impulsions positives totales réduites pour le capteur IG6 pour chaque position de charges.

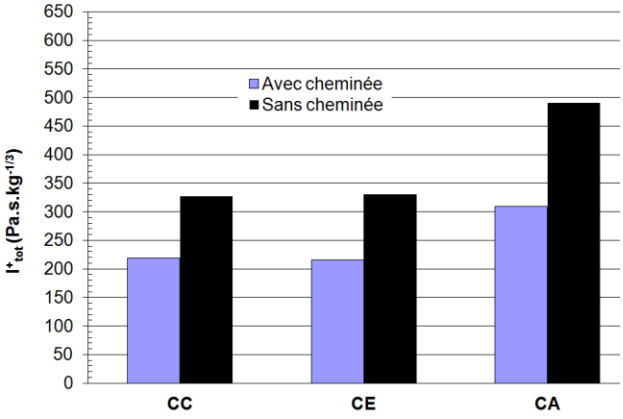


Figure 6.111 : Impulsions positives totales réduites pour le capteur IG10 pour chaque position de charges.

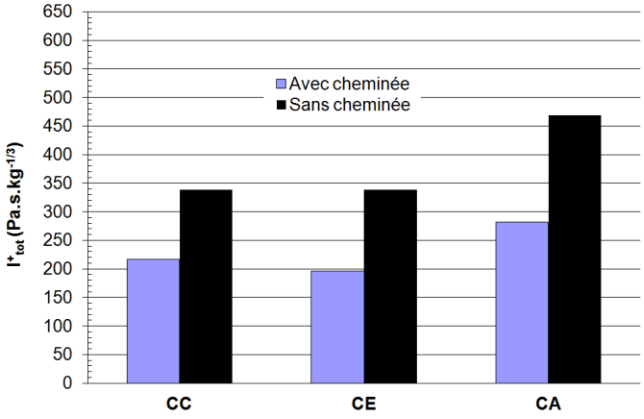


Figure 6.112 : Impulsions positives totales réduites pour le capteur IG11 pour chaque position de charges.

Premièrement les résultats montrent clairement que pour chaque position de charge, les impulsions positives totales réduites sont diminuées lorsque la cheminée de détente est présente. De plus, il est possible d'observer distinctement que les effets mécaniques les plus importants se situent au niveau du capteur IG5, capteur pour lequel les impulsions positives totales réduites sont les plus importantes, notamment pour les positions de charge centrée et dans l'angle. En effet, il a été vu précédemment que la détonation d'une charge explosive dans l'angle de l'atelier créait un pied de Mach se développant le long de la paroi longeant le capteur IG5, augmentant les efforts mécaniques subis au niveau de celui-ci.

Les résultats obtenus pour le capteur IG4 lorsque la charge est au centre de l'atelier sont à prendre avec précaution car du fait sa promiscuité avec la charge le capteur de pression a souffert de dérives thermiques.

Excepté pour le capteur IG4 dont l'impulsion positive totale réduite maximale est obtenue pour une position de charge excentrée, tous les autres capteurs enregistrent des valeurs maximales lorsque la charge est positionnée dans l'angle de l'atelier, ce qui est en accord avec l'étude précédente sur les surpressions réfléchies maximales. Il est possible d'observer que pour les capteurs IG3, IG10 et IG11 la position de la charge (centrée et excentrée) a peu d'influence sur les impulsions positives totales. Il est également intéressant de remarquer que les résultats obtenus pour les capteurs IG3 et IG6 lorsque la charge centrée sont très proches. En effet, les capteurs sont situés de part et d'autre de l'obstacle et sont symétriques par rapport à la charge. Le capteur IG3 étant situé du côté de la cheminée, son impulsion positive totale réduite est légèrement plus faible que celle obtenue par le capteur IG6 (263, 1 $Pa.s.kg^{-1/3}$ contre 270,1 $Pa.s.kg^{-1/3}$).

En conclusion, aux vues de ces résultats il est possible d'affirmer que la position de la charge la plus critique est celle située dans l'angle de l'atelier pyrotechnique. En effet, lorsque la charge explosive est placée à cet endroit, les surpressions réfléchies maximales et les impulsions positives totales réduites sont supérieures à celles obtenues lorsque la charge est placée au centre de l'atelier ou lorsqu'elle est excentrée. La position dans l'angle est donc fortement à éviter car en cas de détonation d'une charge explosive à cet endroit, les efforts mécaniques subis par le matériel et la structure elle-même seront très importants. Il est donc fortement déconseiller de ne pas stocker des matières énergétiques dangereuses pouvant détonner à cet endroit de l'atelier pyrotechnique.

6.4.1.2 – Effet canal provoqué par l'obstacle

Comme il l'a été mentionné plus haut, le capteur IG5 est situé entre l'obstacle et une paroi. Que ce soit avec ou sans cheminée les impulsions positives totales réduites obtenues par le capteur IG5 sont bien supérieures à celles obtenues par les autres capteurs, comme en témoignent les figures 6.107 à 6.112. En effet, le semi-confinement créé par l'obstacle et la paroi engendre de multiples réflexions ce qui a pour effet direct d'augmenter l'impulsion positive totale. La figure 109 montre que l'effet est augmenté lorsque la charge est placée au centre ou dans l'angle de l'atelier pyrotechnique.

La figure 6.113 montre les écarts sur les impulsions positives totales réduites entre les capteurs B et D, pour les trois positions de charge et pour une configuration avec obstacle et avec cheminée.

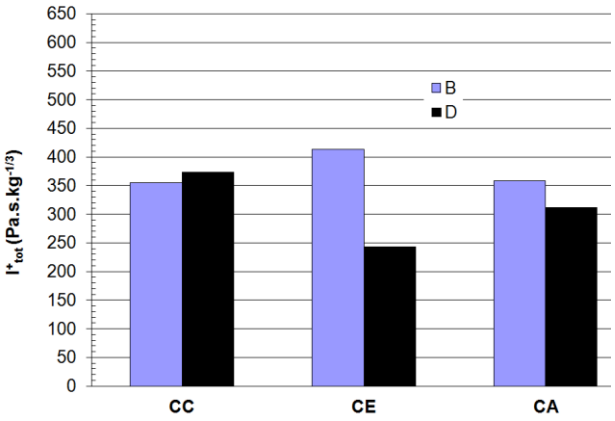


Figure 6.113 : Comparaison des impulsions positives totales réduites obtenues par les capteurs B et D, pour les 3 positions de charge, avec obstacle et avec cheminée.

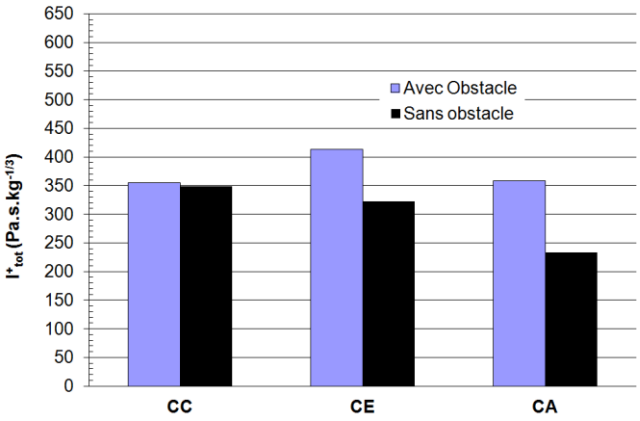


Figure 6.114 : Comparaison des impulsions positives totales réduites obtenues par le capteur B, pour les 3 positions de charge, avec cheminée.

Pour une charge excentrée ou positionnée dans l'angle, les résultats montrent clairement que du côté de l'atelier où l'obstacle est placé l'impulsion positive totale réduite

est supérieure à celle obtenue de l'autre côté de l'atelier. Le résultat le plus intéressant est celui obtenu pour une charge excentrée puisque pour cette position, les capteurs sont symétriques et équidistants à la charge. Cependant, l'obstacle, en créant un semi-confinement engendre une très forte impulsion positive totale comparée à celle obtenue par le capteur D qui se trouve de l'autre côté de l'atelier, donc loin de l'obstacle. Au contraire, pour une position de charge centrée les résultats obtenus pour le capteur B sont plus faibles que ceux obtenus par le capteur D. Cela peut s'expliquer par l'effet écran que produit l'obstacle devant le capteur B, réduisant ainsi de façon significative la surpression incidente enregistrée par ce capteur. En effet, pour une position de charge centrée, la première surpression enregistrée par le capteur D est de 1,57 bar tandis que celle enregistrée par le capteur B est seulement de 0,86 bar, soit une diminution de 45 %. Cette réduction de surpression engendre directement une diminution de l'impulsion positive totale réduite, ce qui peut expliquer les résultats plus faibles pour le capteur B par rapport à ceux obtenus par le capteur D pour une charge positionnée au centre de l'atelier.

La figure 6.114 montre les écarts sur les impulsions positives totales réduites obtenues entre les essais avec et sans obstacle pour le capteur B, pour les trois positions de charge et pour une configuration avec cheminée. Les résultats montrent que pour les trois positions de charges les impulsions positives totales réduites sont plus élevées lorsque l'obstacle est présent. L'effet est encore plus marqué lorsque la charge est excentrée ou positionnée dans l'angle. En effet, pour ces deux positions de charge, il a été vu précédemment qu'un pied de Mach se développe le long de la paroi longeant l'obstacle, créant ainsi un premier pic de surpression important. L'interaction de cette onde de Mach avec l'obstacle engendre des réflexions importantes qui contribuent à l'augmentation de

l'impulsion positive totale. De part sa présence l'obstacle crée donc un effet canal ente lui et la paroi.

Grâce à l'étude des résultats obtenus par les capteurs IG5 et B il est possible d'affirmer que l'obstacle engendre une augmentation des efforts mécaniques dans la zone située entre lui et la paroi la plus proche. Cette augmentation est due à l'effet de semi-confinement combiné à l'effet canal qui engendre de multiples réflexions et donc une augmentation significative des impulsions positives totales réduites.

6.4.2 – Capteurs situés dans les parois

Il est intéressant de regrouper les résultats obtenus pour les capteurs situés dans les parois car les premiers pics de surpressions qu'ils enregistrent correspondent à des surpressions réfléchies. Or il existe des abaques et des polynômes décrivant l'évolution des surpressions réfléchies en fonction de la distance radiale réduite Z. Il est donc intéressant de comparer nos résultats aux travaux déjà existants.

Brossard et al. (1988) ont établi un polynôme à partir d'une série d'expériences mettant en jeu des charges gazeuses hémisphériques de propane – oxygène en proportion stœchiométrique. Le rayon des charges gazeuses utilisées était compris entre 2,5 et 12 cm. Le polynôme résultant dans cette étude est le suivant :

$$ln\left(\frac{\Delta P_r^+}{P_0}\right) = 1{,}293 - 2{,}116\,(\ln\lambda) + 0{,}204\,(\ln\lambda)^2$$

Il est à noter que la surpression réfléchie est ici exprimée en fonction de la distance radiale réduite en termes d'énergie λ ($m.MJ^{-1/3}$). Pour obtenir une distance radiale réduite en termes de masse il suffit de multiplier les valeurs de λ par la racine cubique du rapport de

l'énergie volumique $E_{v,gaz}$ ($MJ.m^{-3}$) du mélange gazeux utilisé par sa masse volumique ρ ($kg.m^{-3}$), soit :

$$Z\left(m.kg^{-1/3}\right) = \lambda \times \left(\frac{E_{v,gaz}}{\rho}\right)^{1/3}$$

Trélat (2006) a aussi établi une loi d'évolution des surpressions réfléchies en fonction de la distance radiale réduite en termes d'énergie λ ($m.MJ^{-1/3}$). Les expériences ont également été réalisées avec des charges gazeux hémisphériques composées de propane – oxygène dans les proportions stœchiométriques. L'angle d'incidence α (°) variait de 8,65° à 47,26°. Le polynôme découlant de ces résultats est le suivant :

$$ln\left(\frac{\Delta P_r^+}{P_0}\right) = 1{,}270 - 1{,}91\ (\ln\lambda) - 0{,}29\ (\ln\lambda)^2 \qquad 0{,}43 < \lambda\left(m.MJ^{-1/3}\right) < 2{,}37$$

$$0{,}954 < Z\left(m.kg^{-1/3}\right) < 5{,}26$$

Des expériences réalisées par Sochet et al. (1998) mettant en jeu des charges gazeuses hémisphériques composées d'hydrogène et d'oxygène ont également permis d'établir une loi décrivant l'évolution de la surpression réfléchie en fonction de la distance radiale réduite en termes d'énergie λ.

$$\Delta P_r^+ = 2{,}77 \times \lambda^{-1{,}613} \qquad 0{,}9 < \lambda\left(m.MJ^{-1/3}\right) < 5$$

$$2{,}2 < Z\left(m.kg^{-1/3}\right) < 12{,}23$$

Grâce aux expériences réalisées dans l'atelier pyrotechnique, il nous a également été possible d'établir un polynôme d'écrivant l'évolution de la surpression réfléchie en fonction de la distance radiale réduite Z. Il est à noter que pour l'élaboration de ce polynôme, les

surpressions enregistrées par des capteurs soumis à des pieds de Mach n'ont pas été pris en compte. Les résultats ont donc conduits à la relation suivante :

$$ln(\Delta P_r^+) = 2{,}6917 - 2{,}1107\ (\ln Z) + 0{,}145\ (\ln Z)^2 \qquad 2{,}8 < Z\ \left(m.kg^{-1/3}\right) < 8$$

La figure 6.115 montre les résultats découlant de nos résultats comparés aux résultats obtenus par différents auteurs.

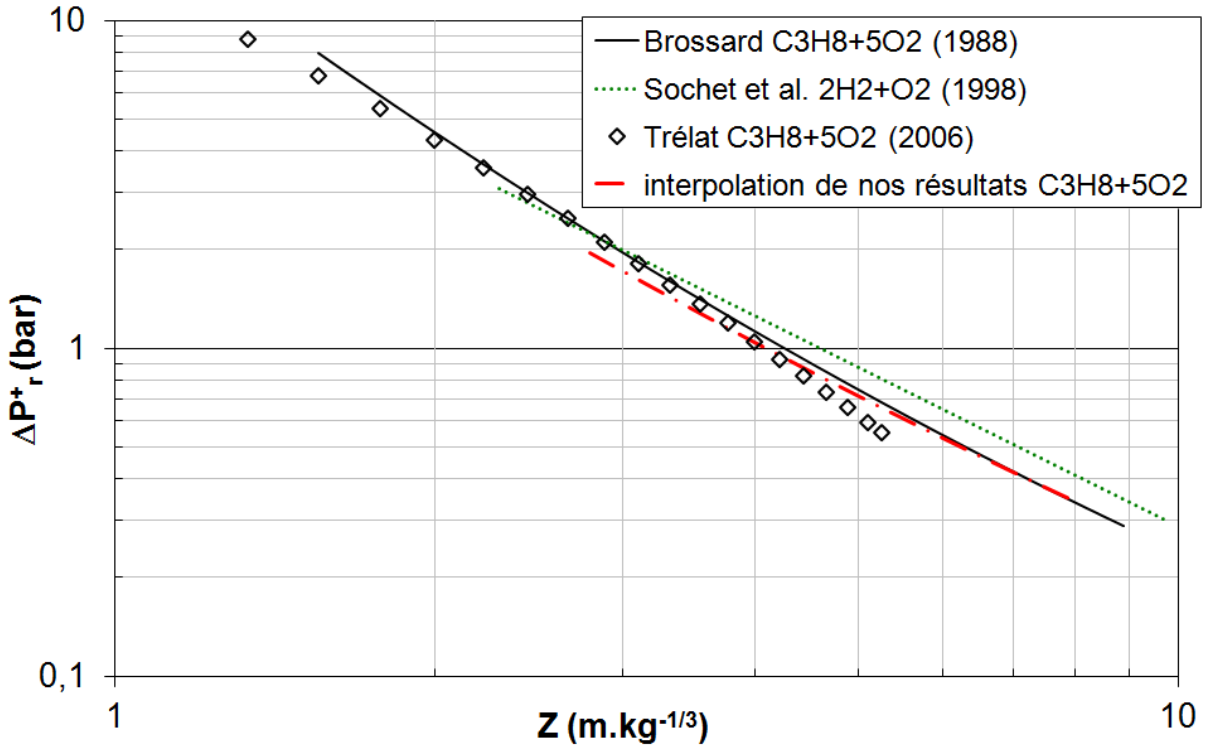


Figure 6.115 : Evolution des surpressions réfléchies ΔP_r^+ en fonction de la distance radiale réduite Z (m.kg$^{-1/3}$). Comparaison de nos résultats avec différents auteurs.

La figure 115 montre une bonne corrélation de nos résultats avec ceux de Brossard (1988), notamment en champ lointain (Z > 5 m.kg$^{-1/3}$). De plus, nos valeurs sont inférieures à celles obtenues par Trélat (2006) pour des distances radiales réduites inférieures à 4 m.kg$^{-1/3}$. Au-delà de cette valeur nos résultats sont supérieurs. Quelque soit la distance radiale

réduite, nos résultats sont inférieurs à ceux obtenus par Sochet (1998), ce qui peut être expliqué par la différence des mélanges gazeux utilisés pour mener les expériences.

Il est important de préciser que ce polynôme a été établi pour des angles d'incidence α (°) variant de 10,27° à 90°. Ainsi, afin de prendre en compte cet angle d'incidence dans nos résultats les surpressions réfléchies ont été exprimées en fonction du rapport de la distance radiale réduite Z par l'angle d'incidence α. La figure 6.116 montre les résultats ainsi obtenus.

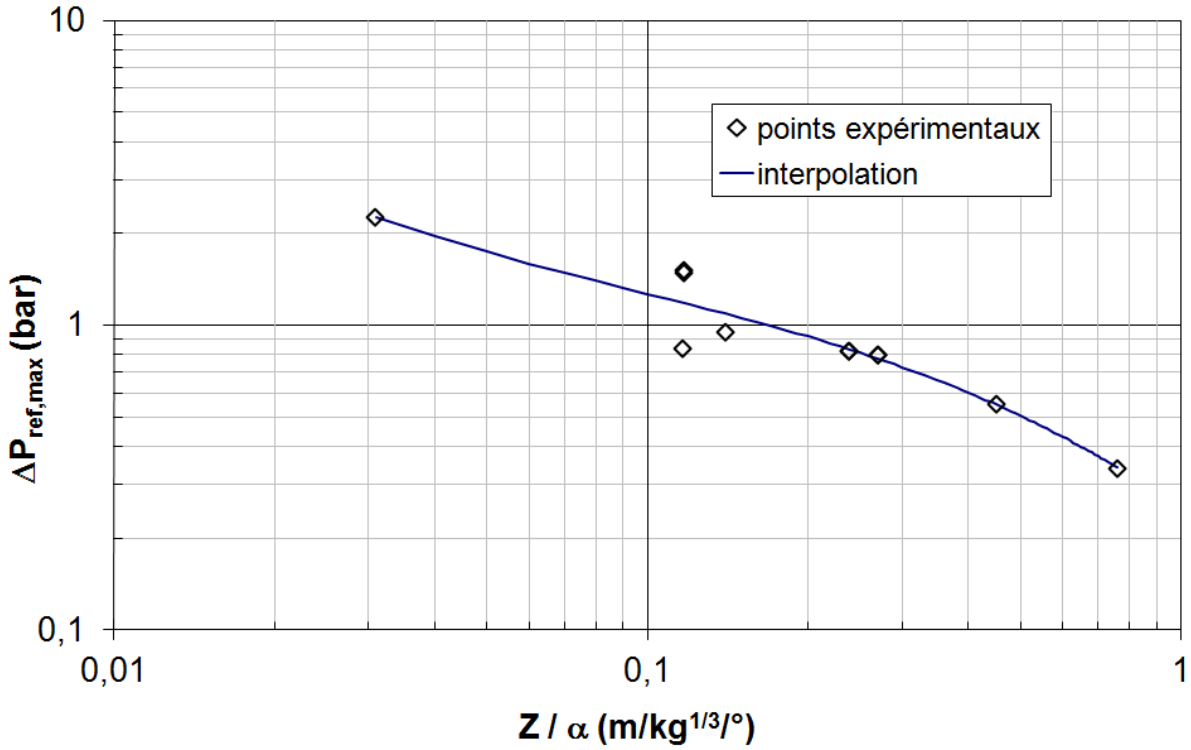


Figure 6.116 : Evolution de la surpression réfléchie en fonction du rapport de la distance radiale réduite Z par l'angle d'incidence α.

Le polynôme découlant de ces résultats est le suivant :

$$ln(\Delta P_r^+) - 1{,}3868 - 1{,}2243\ (\ln\left(\frac{Z}{\alpha}\right)) - 0{,}3348\ \left(\ln\left(\frac{Z}{\alpha}\right)\right)^2 - 0{,}0476\left(\ln\left(\frac{Z}{\alpha}\right)\right)^3$$

$$0{,}031 < \frac{Z}{\alpha}\ \left(m/kg^{1/3}/°\right) < 0{,}76$$

6.5 – Conclusion sur ce chapitre

Dans ce chapitre, les résultats expérimentaux et numériques obtenus pour la détonation d'une charge gazeuse au sein d'un atelier pyrotechnique ont été décrits et analysés afin de permettre une étude sécuritaire.

Premièrement, les principaux résultats ont montré que la présence d'une cheminée de détente permettait de réduire de façon significative les efforts mécaniques subis par le matériel présent dans l'atelier et par la structure elle-même. Les effets de la cheminée de détente sont plus importants à sa verticale et dans la région proche.

Deuxièmement, la détonation de la charge explosive à trois positions différentes nous a permis de démontrer qu'il existait des zones critiques à l'intérieur de l'atelier pyrotechnique. En effet, les surpressions réfléchies maximales sont le plus souvent atteintes lorsque la charge détone dans un coin de l'atelier, créant ainsi l'apparition d'importants pieds de Mach le long des parois et engendrant des efforts mécaniques importants au sein de l'atelier.

Enfin, la présence de l'obstacle proche d'une paroi peut engendrer un semi-confinement supplémentaire couplé à un effet canal engendrant également des efforts mécaniques importants entre l'obstacle et la paroi. Cet effet peut être amplifié pour des charges explosives placées au fond de l'atelier (côté opposé à la cheminée) ou dans les coins (toujours du côté opposé à la cheminée).

Il est également à noter que les simulations numériques ont conduit à de bonnes corrélations avec les essais expérimentaux en termes de surpressions incidentes ΔP_i^+ et de temps d'arrivée t_a. Ces résultats démontrent par la même occasion la bonne cohérence des résultats obtenus dans le chapitre consacré à l'équivalent TNT puisque l'équivalent TNT massique moyen utilisé pour les simulations numériques a conduit à de bonnes correspondances entre les résultats expérimentaux et numériques pour ces deux caractéristiques physiques (ΔP_i^+ et t_a). Cependant, les résultats concordent moins sur les impulsions positives totales I^+_{tot}. En effet, la multitude de réflexions, de compressions et de détentes conduit a des écarts importants sur cette caractéristique physique. Pour palier à ce problème, il serait judicieux d'utiliser des tailles de mailles plus petites, mais cela demanderait une très grande puissance de calcul et les temps d'exécution seraient également grandement augmentés.

Les principaux points à retenir sont donc les suivants :

- **Nécessité d'une cheminée de détente pour diminuer les efforts mécaniques,**
- **Position critique de la charge explosive dans un coin de l'atelier pyrotechnique, créant des surpressions réfléchies maximales plus importantes,**
- **La présence de l'obstacle proche d'une paroi crée un semi-confinement couplé à un effet canal, engendrant des efforts mécaniques supplémentaires,**

- **Bonne corrélation des résultats numériques et expérimentaux en termes de surpressions incidentes et de temps d'arrivée.**

3ème partie : Détonation d'une charge explosive au sein d'un entrepôt de stockage de bouteilles de gaz

7. Chapitre 7 – Détonation d'une charge explosive dans un entrepôt de bouteilles de gaz

7.1 – Configuration étudiée

La configuration étudiée ici représente la détonation d'une charge explosive au sein d'un entrepôt en forme de « U » dans lequel sont entreposées des bouteilles de gaz haute pression (Figure 7.1). L'entrepôt est donc ouvert sur un côté et ne possède pas de toit. Les bouteilles de gaz sont stockées horizontalement dans des cadres métalliques (Figure 7.2).

De même que pour la configuration précédente (détonation d'une charge explosive dans un atelier pyrotechnique, l'étude porte dans un premier temps sur la description des signaux de pressions obtenus pour l'ensemble des capteurs. Une étude complémentaire est également présentée pour les essais mettant en jeu la charge située dans l'angle au fond de l'entrepôt (position A) du fait de la création d'un pied d'un Mach le long des parois. La figure 7.1 présente la configuration 2 avec la position des 10 capteurs de pression, les 5 positions de charge, les parois de la structure (numérotées de 1 à 3) et les positions des deux portes bouteilles. Sur la figure 7.1, les positions des charges sont dénommées comme suit :

- Charge excentrée au fond de l'entrepôt : position A
- Charge centrée au fond de l'entrepôt : position B
- Charge centrée au centre de l'entrepôt : position C
- Charge centrée à l'entrée de l'entrepôt : position D
- Charge excentrée à l'entrée de l'entrepôt : position E

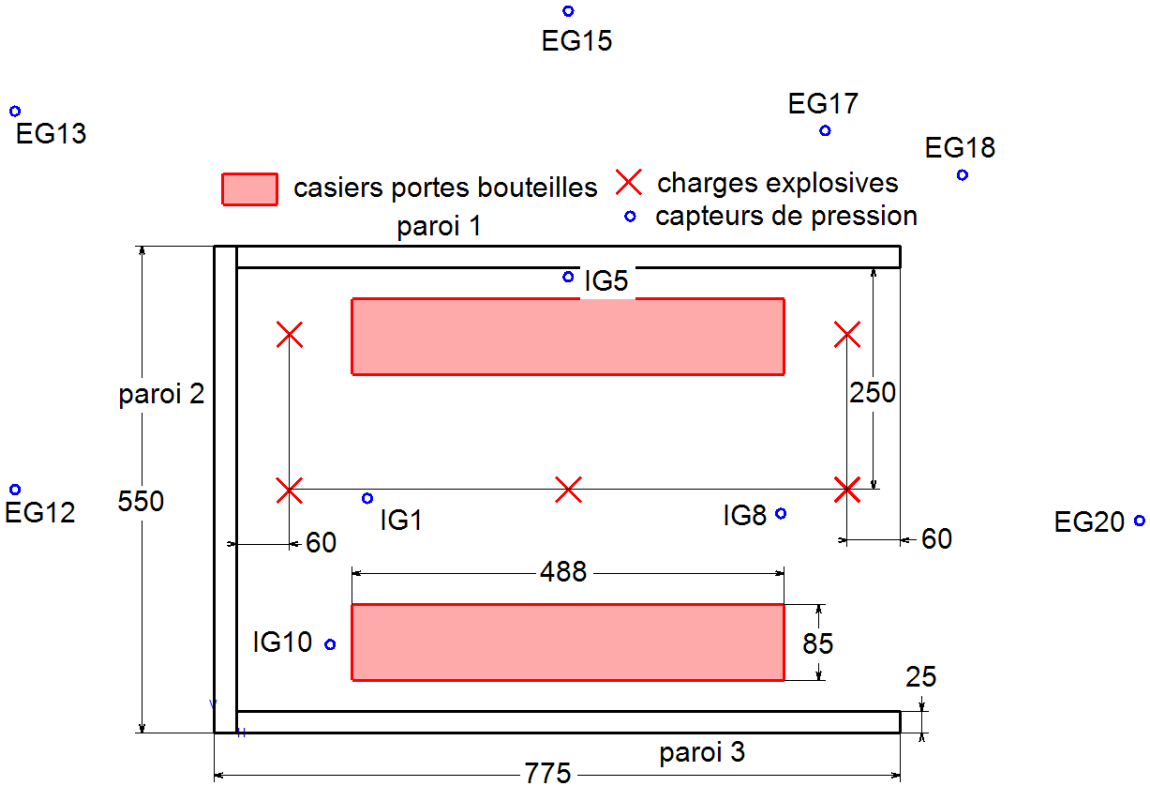


Figure 7.1 : Configurations 2 avec les positions des 10 capteurs et les 5 positions de charges.

Les deux grands rectangles situés à l'intérieur de la structure représentent des portes bouteilles. La figure 7.2 montre deux photos de ces portes bouteilles à échelle réduite. Ils ont été entièrement usinés en acier afin d'être suffisamment lourds (ils pèsent 10,6 kg) pour ne pas se déplacer sous l'effet des ondes de choc. Il est important de noter que pour des raisons techniques, les positions pour un même capteur peuvent varier légèrement d'une

configuration à l'autre (de l'ordre de quelques centimètres). Pour chaque position de charge, les emplacements exacts des capteurs seront précisés en début de paragraphe.

a / b /

Figure 7.2 : Photos des portes bouteilles à échelle réduite : a / vue de dessus, b / vue de face.

7.2 – Analyse des profils de pression obtenus pour une charge centrée au milieu de l'entrepôt : position C

La figure 7.3 présente la position exacte des capteurs de pression pour les essais avec la charge placée au centre de l'entrepôt.

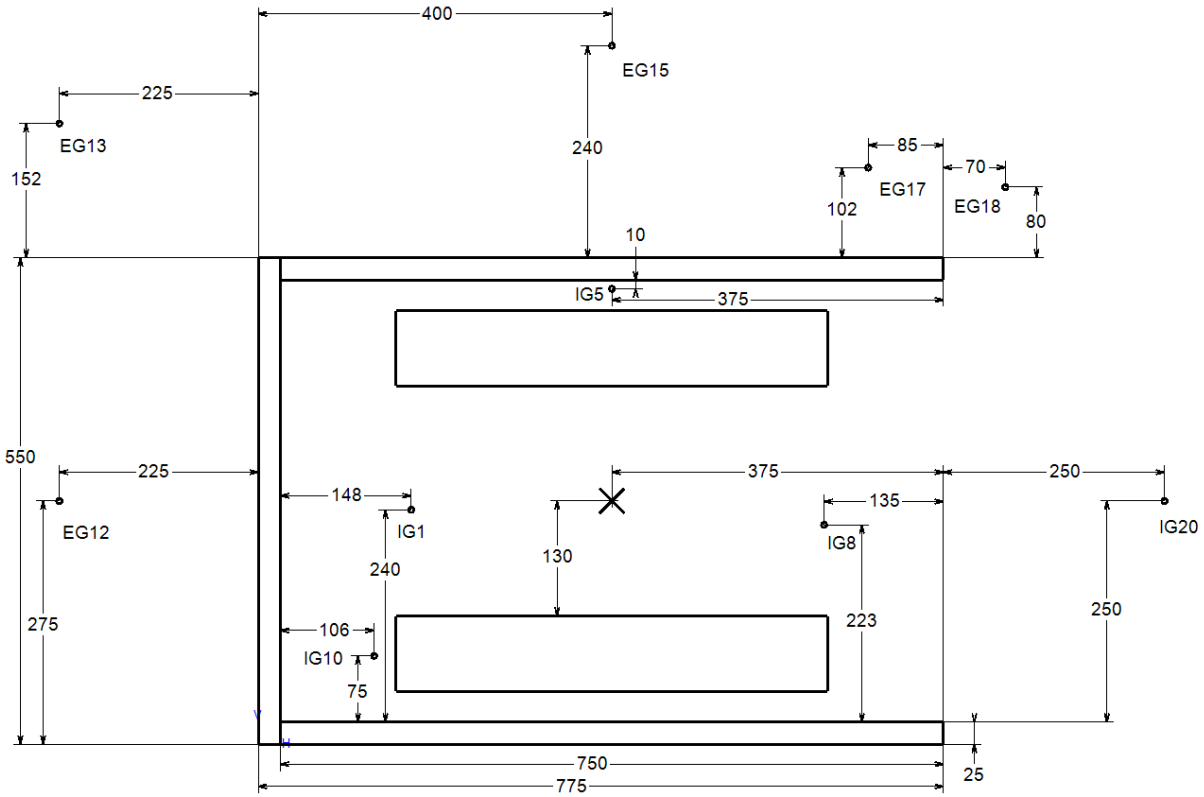


Figure 7.3 : Schéma de la configuration 2, charge placée au centre de l'entrepôt. Distances en millimètres.

Les figures 7.4 à 7.13 présentent les profils de pressions obtenus pour des essais effectués avec la charge placée au centre de la structure.

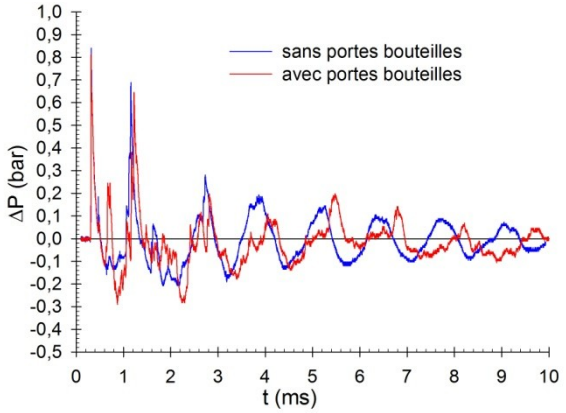


Figure 7.4 : Profils de pressions - capteur IG1 – charge centrée.

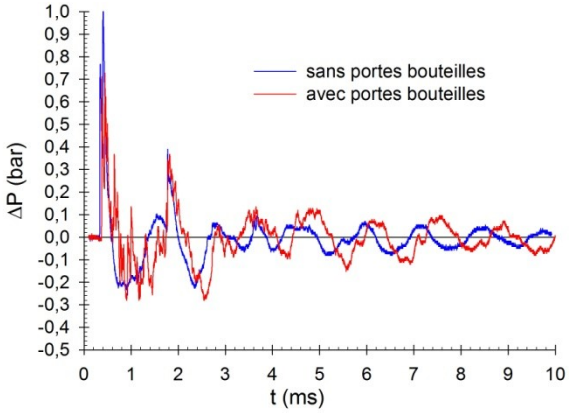


Figure 7.5 : Profils de pressions - capteur IG5 – charge centrée.

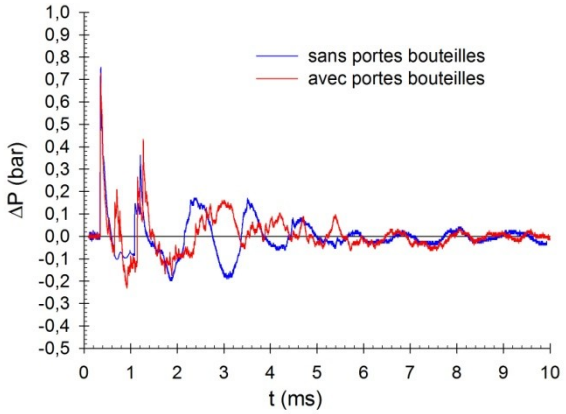


Figure 7.6 : Profils de pressions - capteur IG8 – charge centrée.

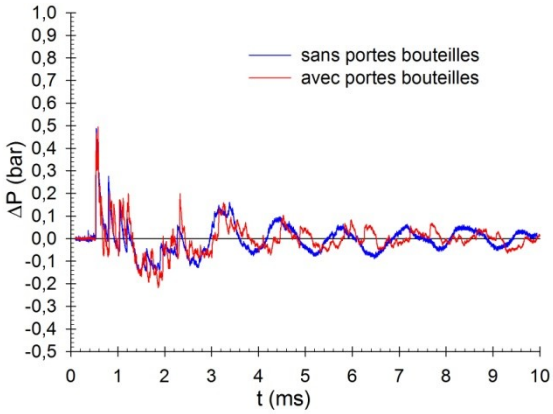


Figure 7.7 : Profils de pressions - capteur IG10 – charge centrée.

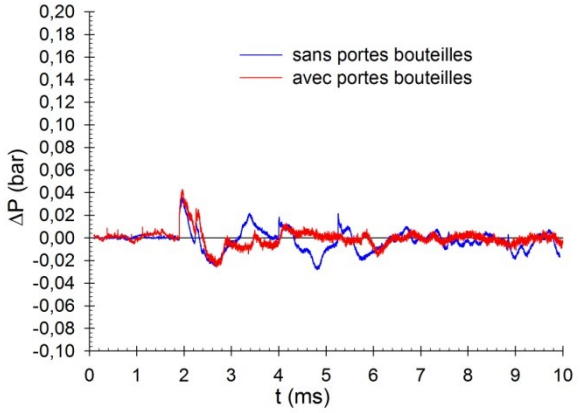


Figure 7.8 : Profils de pressions - capteur EG12 – charge centrée.

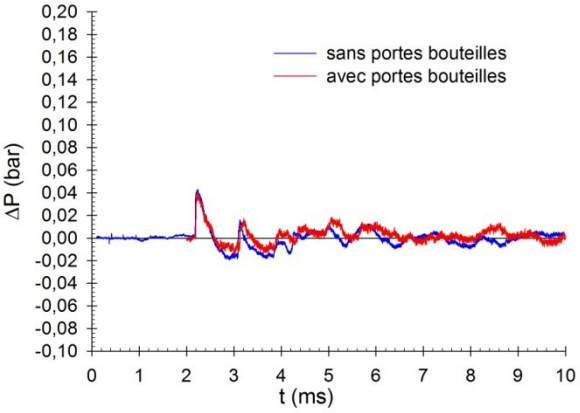


Figure 7.9 : Profils de pressions - capteur EG13 – charge centrée.

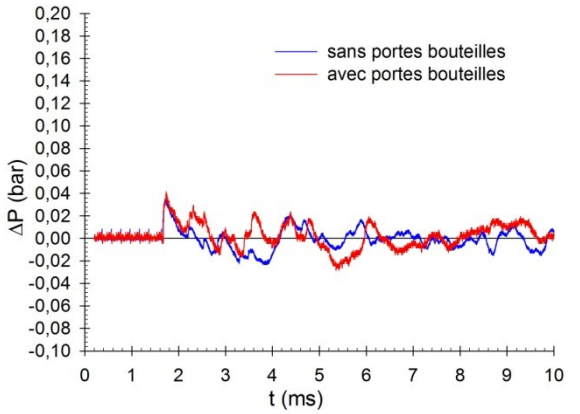


Figure 7.10 : Profils de pressions - capteur EG15 – charge centrée.

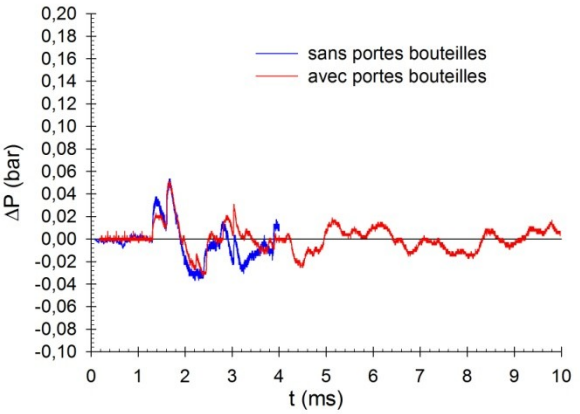


Figure 7.11 : Profils de pressions - capteur EG17 – charge centrée.

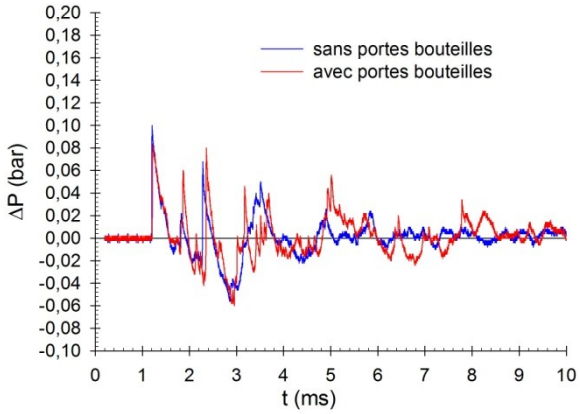


Figure 7.12 : Profils de pressions - capteur EG18 – charge centrée.

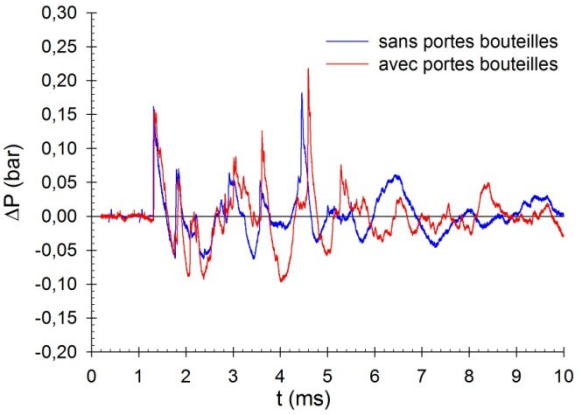


Figure 7.13 : Profils de pressions - capteur EG20 – charge centrée.

Dans un premier temps, l'analyse des profils de pression enregistrés grâce aux quatre capteurs situés à l'intérieur de la structure, à savoir les capteurs IG1, IG5, IG8 et IG10 est menée.

Les capteurs IG1 et IG8 (figures 7.4 et 7.5) étant quasiment symétriques par rapport à la charge, il est intéressant de comparer les signaux obtenus pour ces deux capteurs car l'un est situé du côté de la sortie de l'entrepôt et l'autre est situé au fond de la structure. Premièrement, des pics de surpressions réfléchies apparaissent à 0,65 ms. Ces pics ne sont pas présents lors des essais sans les portes bouteilles, ce qui montre l'influence de la présence de ces derniers sur la propagation des ondes de choc. Cependant, malgré l'apparition de ce pic de surpression réfléchie, l'impulsion positive totale réduite I^{+}_{tot} ($Pa.s.kg^{-1/3}$) pour le capteur IG1 est 26 % plus faible lorsque les portes bouteilles sont présents. Il est possible d'observer sur la figure 7.4 que l'effet oscillatoire obtenu à partir de 3 ms pour les essais sans les obstacles est plus irrégulier pour les essais où ils sont présents. En effet, les ondes de pressions provenant des parois latérales sont perturbées et atténuées mais plus raides lorsque les portes bouteilles sont présents. Au contraire, pour le capteur IG8 l'impulsion positive totale réduite augmente légèrement de 9 % pour les essais avec les obstacles. En comparant maintenant les deux capteurs, les résultats montrent que pour les essais sans les portes bouteilles l'impulsion positive totale réduite obtenue pour le capteur IG1 est plus importante de 50 % par rapport à celle obtenue pour le capteur IG8. Cela montre que les efforts mécaniques pouvant être subis par des personnes ou du matériel présents au fond de l'entrepôt sont plus importants que ceux subis à l'entrée de la structure. Cependant, les impulsions positives totales obtenues pour les essais avec les portes bouteilles diffèrent de seulement 1 % entre les deux capteurs. De plus, les pics de surpression réfléchie apparaissant à 1,2 ms sont plus importants pour le capteur IG1 (0,65

bar contre 0,43 bar pour le capteur IG8 pour le cas avec les portes bouteilles). Enfin, la structure et les portes bouteilles n'ont aucune influence sur les surpressions incidentes puisqu'elles correspondent aux surpressions incidentes obtenues en champ libre, à savoir 0,84 bar pour le capteur IG1 et 0,75 bar pour le capteur IG8.

Concernant le capteur IG5 (figure 7.5), la présence des portes bouteilles engendre une diminution de 6,6% sur la surpression incidente et un retard de 40 µs sur le temps d'arrivée (comparé aux résultats obtenus en champ libre ou avec la structure seule). En effet, le porte bouteille situé entre la charge et le capteur IG5 joue le rôle d'écran et influe donc sur la surpression incidente et sur le temps d'arrivée de l'onde de choc incidente. Pour les essais avec la structure seule (sans portes bouteilles), un important pic de surpression réfléchie de 1,1 bar apparaît immédiatement après le pic incident. Il s'agit de l'onde de choc réfléchie provenant de la paroi 1 située derrière le capteur IG5. Ce pic réfléchi apparaît également pour les essais avec les portes bouteilles mais est fortement diminué par rapport à celui obtenu sans les obstacles (0,72 bar contre 1,1 bar). Les portes bouteilles engendrent l'apparition de nombreux pics de surpression réfléchie, notamment entre 0,6 et 1,6 ms où le signal de pression est très perturbé. La présence des portes bouteilles augmente de 25 % l'impulsion positive totale réduite comparée à celle obtenue pour les essais sans obstacle. Dernièrement, le pic réfléchi situé à 1,8 ms est commun aux deux configurations (avec et sans obstacle) ce qui montre que ce pic correspond à une réflexion provenant de la structure et non des porte bouteilles.

Le capteur IG10 (figure 7.7) est situé à un emplacement particulier car il est très proche des coiffes des bouteilles et se trouve dans un angle, comme le montre la figure 66.

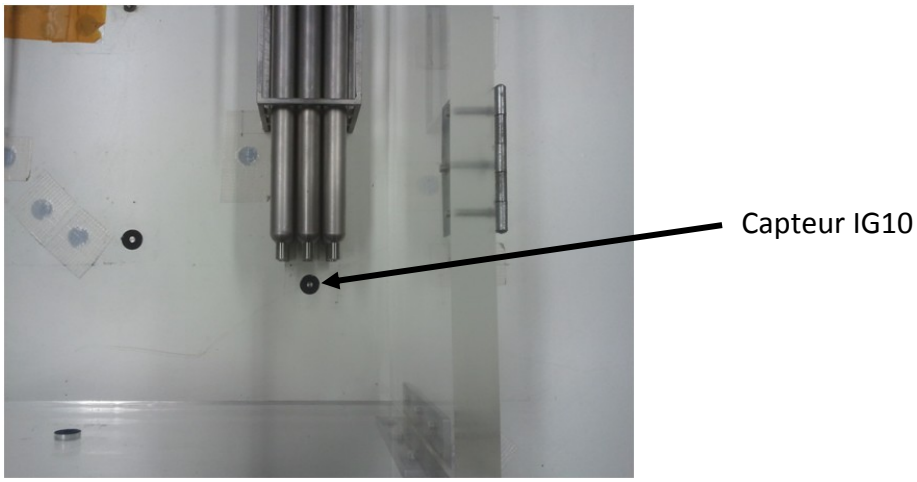


Figure 7.14 : Emplacement du capteur IG10 pour une charge centrée.

Premièrement, la promiscuité du porte bouteille et de la structure n'influe pas sur la surpression incidente car pour les deux configurations (avec et sans portes bouteilles) les surpressions incidentes correspondent à celle obtenue en champ libre (ΔP_{inc} = 0,48 mbar). Deuxièmement, le pic réfléchi de 0,27 bar obtenu à 0,8 ms pour les essais sans porte bouteilles est atténué lorsque les obstacles sont présents (seulement 0,2 bar). Cependant, la présence des porte bouteilles engendre l'apparition de nombreux pics de surpressions réfléchies, notamment les pics situés à 1,2 et 2,3 ms qui atteignent également tous les deux une amplitude de 0,2 bar. Malgré l'apparition de ces nombreux pics de surpressions réfléchies, l'impulsion positive totale réduite est diminuée de 10 % lorsque les portes bouteilles sont présents. Il est possible de remarquer un effet oscillatoire à partir de 3 ms. De même que pour le capteur IG1, cet effet oscillatoire est perturbé par la présence des portes bouteilles et les résultats vont donc dans le même sens que pour le capteur IG1 (diminution de l'impulsion positive totale réduite malgré l'apparition de nombreux pics de surpressions réfléchies).

Il est important de noter les fortes dépressions obtenues par les quatre capteurs situés à l'intérieur de la structure. En effet, les capteurs IG8 et IG10 enregistrent des dépressions de -0,23 bar et pour les capteurs IG1 et IG5 les dépressions atteignent -0,3 bar. Les phases négatives ne sont pas à négliger car elles engendrent des impulsions négatives totales réduites plus importantes que les impulsions positives totales réduites. En effet, pour les capteurs IG1, IG5 et IG10 les impulsions négatives sont plus importantes de 55 %, 15 % et 9 % (en valeurs absolues) par rapport à celles obtenues pour les phases positives. Ces résultats montrent qu'au niveau de ces capteurs, le matériel et les personnes subissent non seulement d'importants efforts en compression mais également en traction, ce qui peut engendrer des contraintes mécaniques pouvant occasionner des dégâts très importants et destructeurs. Les tableaux 7.1 et 7.2 regroupent les impulsions positives I^{+}_{tot} et négatives I^{-}_{tot} totales réduites obtenues pour les quatre capteurs situés à l'intérieur de la structure. Les indices SPB et APB signifient Sans Portes Bouteilles et Avec Portes Bouteilles respectivement. Les écarts sont calculés en comparant les impulsions positives totales réduites avec la présence des portes bouteilles par rapport aux impulsions positives totales réduites sans les portes bouteilles.

capteurs	Z ($m.kg^{-1/3}$)	$I^{+}_{tot,SPB}$ ($Pa.s.kg^{-1/3}$)	$I^{+}_{tot,APB}$ ($Pa.s.kg^{-1/3}$)	Ecart (%)
IG1	2,52	420,01	309,04	-26
IG5	2,67	298,12	383,93	29
IG8	2,69	280,13	305,49	9
IG10	3,57	254,01	229,34	-10

Tableau 7-1 : Impulsions positives totales réduites obtenues avec et sans portes bouteilles pour les capteurs IG1, IG5, IG8 et IG10 pour des essais avec la charge centrée.

capteurs	Z ($m.kg^{-1/3}$)	$I^-_{tot,SPB}$ ($Pa.s.kg^{-1/3}$)	$I^-_{tot,APB}$ ($Pa.s.kg^{-1/3}$)	Ecart (%)
IG1	2,52	-489,85	-478,31	-2
IG5	2,67	-376,95	-439,69	17
IG8	2,69	-301,29	-228,84	-24
IG10	3,57	-275,40	-248,93	-10

Tableau 7-2 : Impulsions négatives totales réduites obtenues avec et sans portes bouteilles pour les capteurs IG1, IG5, IG8 et IG10 pour des essais avec la charge centrée.

Concernant les capteurs de pression situés à l'extérieur de la structure, intéressons nous dans un premier temps aux capteurs EG12 (figure 7.8), EG13 (figure 7.9) et EG15 (7.10).

Premièrement, la structure joue le rôle d'écran car les surpressions incidentes obtenues lorsqu'elle est présente (avec ou sans portes bouteilles) sont plus faibles de 70 %, 68 % et 82 % pour les capteurs EG12, EG13 et EG15 respectivement. De même, la présence de la structure engendre une augmentation des temps d'arrivée de 580, 490 et 650 µs pour les capteurs EG12, EG13 et EG15 respectivement. Deuxièmement, il est intéressant de remarquer que les surpressions incidentes enregistrées par ces trois capteurs sont très proches malgré les différences de distances les séparant de la charge. En effet, les capteurs EG12, EG13 et EG15 sont situés respectivement à des distances radiales réduites de 6,95, 8,42 et 5,73 $m.kg^{-1/3}$ mais ils enregistrent tous les trois des surpressions incidentes de 0,42 bar.

Concernant les surpressions réfléchies, pour le capteur EG13 les signaux de pressions enregistrés avec et sans portes bouteilles ont des évolutions similaires. En effet, le seul pic raide de surpressions réfléchies correspondant à une onde de choc réfléchie apparaît pour les deux configurations à 3,1 ms. Pour le capteur EG12, les pics de surpressions réfléchies obtenus pour l'essai sans les portes bouteilles n'apparaissent plus pour l'essai où ils sont présents, notamment les pics situés à 3,4 et 5,2 ms. Pour le pic situé à 4 ms pour l'essai sans les portes bouteilles, il y a bien la présence d'une montée en pression pour l'essai avec les

obstacles mais il ne s'agit pas d'un front raide, ce qui signifie que cette montée en pression ne correspond pas à une onde de choc mais plutôt à une onde de pression acoustique. Pour le capteur EG15, contrairement aux capteurs EG12 et EG13 des pics de surpressions réfléchies apparaissent pour l'essai avec les portes bouteilles, notamment les deux pics situés à 3,4 et 3,6 ms qui n'apparaissent pas lors de l'essai sans obstacle. Ces pics de surpressions réfléchis peuvent s'expliquer par le fait que la structure et un porte bouteilles sont situés entre la charge et le capteur EG15, ce qui peut engendrer de nombreuses réflexions.

Les résultats obtenus pour le capteur EG17 (figure 7.11) sont intéressants car les formes des pics des surpressions incidentes obtenues avec la structure (avec et sans portes bouteilles) ne sont pas conventionnelles. En effet, le front montant ne se termine pas en pic raide mais plutôt en forme arrondie. Il en est de même pour le premier pic de surpression réfléchie présent à 1,6 ms. Ce type de profil peut s'expliquer par le fait que le capteur EG17 se trouve immédiatement derrière la paroi 1 et en sortie de la structure et peut donc être situé dans un cône de détente. De plus, la surpression incidente obtenue avec la présence des portes bouteilles est inférieure à celle obtenue sans. Cependant, les deux surpressions incidentes sont inférieures à celle obtenue en champ libre, ce qui montre également ici le rôle d'écran joué par la structure. Contrairement au capteur EG17, les pics de surpressions incidentes obtenus par le capteur EG18 (figure 7.12) présentent des fronts raides. Cependant, pour les essais avec la structure les surpressions incidentes sont plus faibles que celles obtenues en champ libre. En effet, par rapport à la surpression incidente obtenue en champ libre, les diminutions de surpressions incidentes sont de 44 % et de 53 % pour les essais sans et avec portes bouteilles respectivement. Cette diminution de pression est due à l'effet écran provoqué par la présence de la structure. Néanmoins, comparé aux capteurs

précédents situés à l'extérieur de la structure, les temps d'arrivée ne varient pas par rapport à celui obtenu en champ libre. La présence des portes bouteilles engendre l'apparition de pics de surpressions réfléchies et en intensifie également d'autres, notamment le pic situé à 1,8 ms qui a une amplitude de 0,02 bar pour l'essai sans portes bouteilles tandis qu'avec les obstacles ce même pic a une amplitude de 0,06 bar. La présence des portes bouteilles engendre une augmentation de l'impulsion positive totale réduite de 27 % par au cas où ils ne sont pas présents.

Dernièrement, pour le capteur EG20 (figure 13) qui est situé en sortie de l'entrepôt, les surpressions incidentes obtenues pour les essais avec et sans portes bouteilles sont identiques à celles obtenues en champ libre, à savoir 0,17 bar. La structure et les portes bouteilles n'ont donc aucune influence sur les surpressions incidentes. Contrairement aux autres capteurs, la surpression maximale atteinte au niveau du capteur EG20 ne correspond pas à la surpression incidente. En effet, la surpression réfléchie maximale enregistrée par le capteur IG20 pour les essais avec les portes bouteilles est de 0,22 bar et est atteinte à 4,6 ms. Pour les essais sans les portes bouteilles la surpression réfléchie maximale est de 0,18 bar et est atteinte à 4,4 ms. La présence des portes bouteilles n'a aucune influence sur l'impulsion positive totale au niveau du capteur EG20 puisque la différence constatée sur cette caractéristique physique est inférieure à 1 %. Les tableaux 7.3 et 7.4 regroupent les impulsions positives I^{+}_{tot} et négatives I^{-}_{tot} totales réduites obtenues pour les capteurs situés à l'extérieur de la structure.

capteurs	Z ($m.kg^{-1/3}$)	$I^{+}_{tot,SPB}$ ($Pa.s.kg^{-1/3}$)	$I^{+}_{tot,APB}$ ($Pa.s.kg^{-1/3}$)	Ecart (%)
EG12	6,95	25,40	24,27	-4
EG13	8,42	25,71	40,32	57
EG15	5,73	30,73	57,62	88
EG17	5,29	53,89	47,70	-11
EG18	6,33	59,36	75,45	27
EG20	6,95	130,35	129,58	-1

Tableau 7-3 : Impulsions positives totales réduites obtenues avec et sans portes bouteilles (APB, SPB) pour les capteurs EG12, EG13, EG15, EG17, EG18 et EG20 pour des essais avec la charge centrée.

capteurs	Z ($m.kg^{-1/3}$)	$I^{-}_{tot,SPB}$ ($Pa.s.kg^{-1/3}$)	$I^{-}_{tot,APB}$ ($Pa.s.kg^{-1/3}$)	Ecart (%)
EG12	6,95	-50,07	-27,34	-45
EG13	8,42	-30,17	-12,83	-57
EG15	5,73	-39,73	-32,06	-19
EG17	5,29	-82,40	-46,64	-43
EG18	6,33	-47,65	-57,73	21
EG20	6,95	-102,02	-139,93	37

Tableau 7-4 : Impulsions négatives totales réduites obtenues avec et sans portes bouteilles (APB, SPB) pour les capteurs EG12, EG13, EG15, EG17, EG18 et EG20 pour des essais avec la charge centrée.

De même que pour les capteurs situés à l'intérieur de la structure (IG1, IG5, IG8 et IG10), les impulsions négatives totales réduites obtenues par les capteurs EG12 et EG20 sont supérieures (en valeur obtenue) aux impulsions positives totales réduites.

7.2 – Analyse des profils de pression obtenus pour une charge centrée à l'entrée de l'entrepôt : position D

La figure 7.15 présente la position exacte des capteurs de pression pour les essais avec la charge centrée à l'entrée de l'entrepôt.

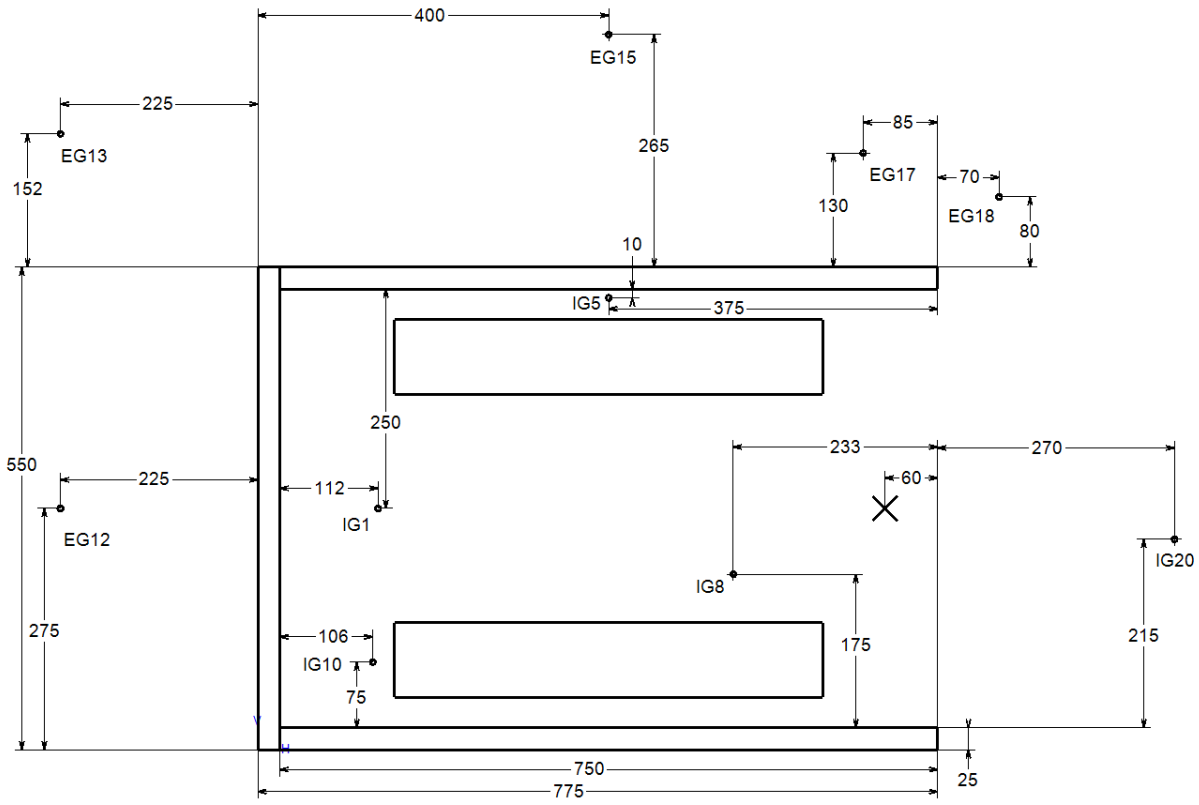


Figure 7.15 : Schéma de la configuration 2, charge centrée à l'entrée de l'entrepôt. Distances en millimètres.

Les figures 7.16 à 7.25 présentent les résultats obtenus pour des expériences réalisées avec une charge centrée à l'entrée (position D sur la figure 7.1). Distances en millimètres.

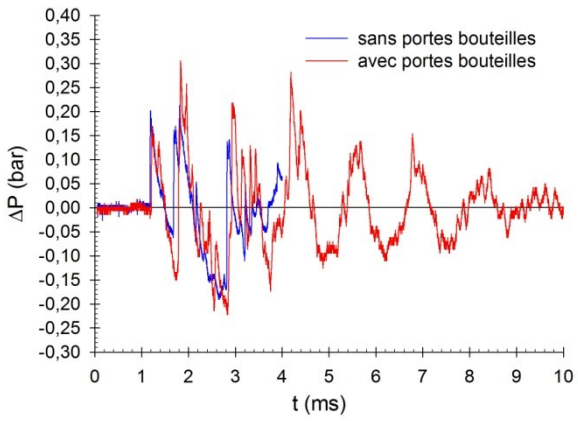


Figure 7.16 : Profils de pressions - capteur IG1 – charge centrée à l'entrée.

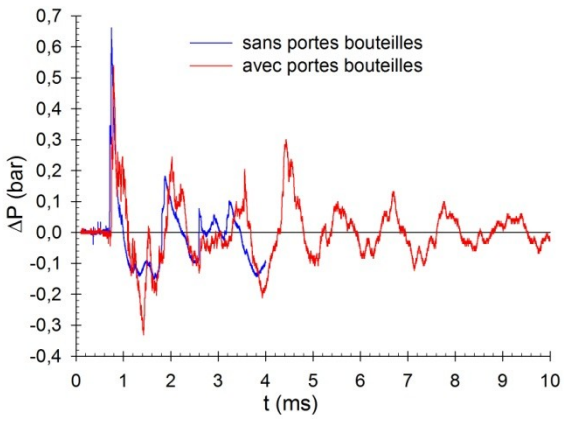


Figure 7.17 : Profils de pressions - capteur IG5 – charge centrée à l'entrée.

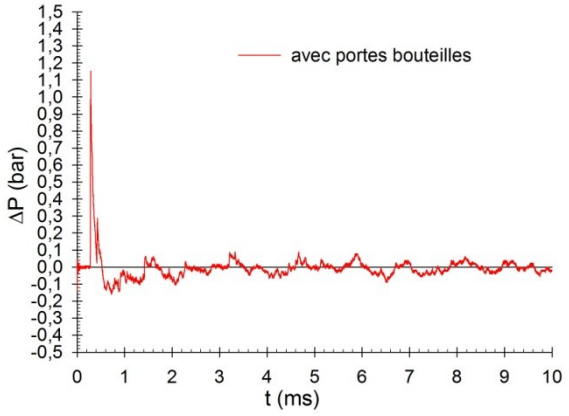


Figure 7.18 : Profils de pressions - capteur IG8 – charge centrée à l'entrée.

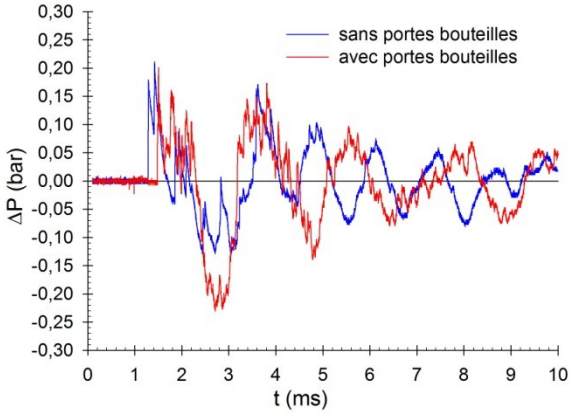


Figure 7.19 : Profils de pressions - capteur IG10 – charge centrée à l'entrée.

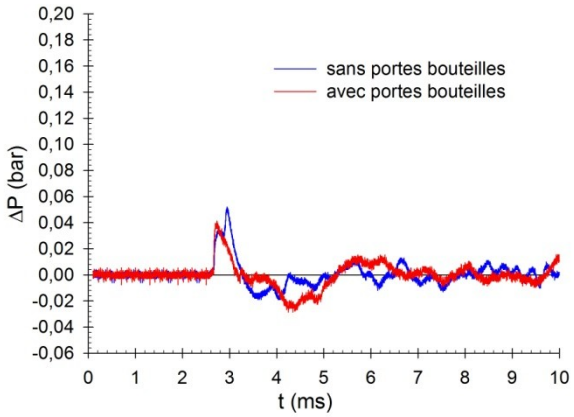


Figure 7.20 : Profils de pressions - capteur EG12 – charge centrée à l'entrée.

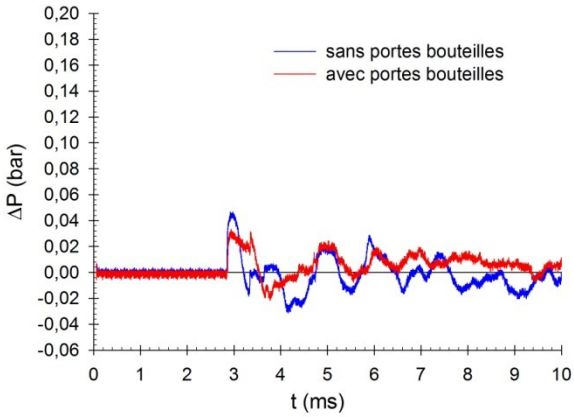


Figure 7.21 : Profils de pressions - capteur EG13 – charge centrée à l'entrée.

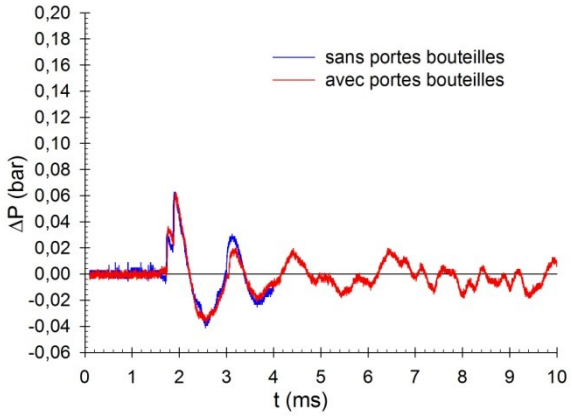


Figure 7.22 : Profils de pressions - capteur EG15 – charge centrée à l'entrée.

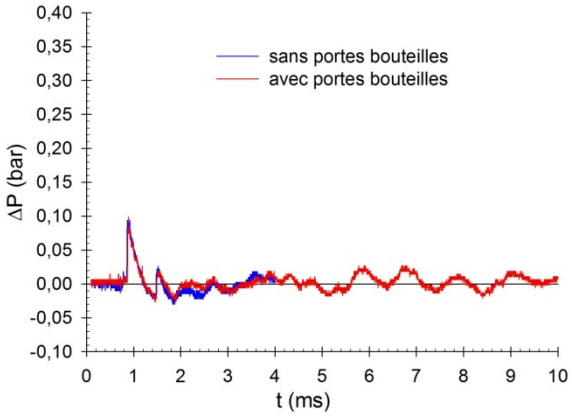


Figure 7.23 : Profils de pressions - capteur EG17 – charge centrée à l'entrée.

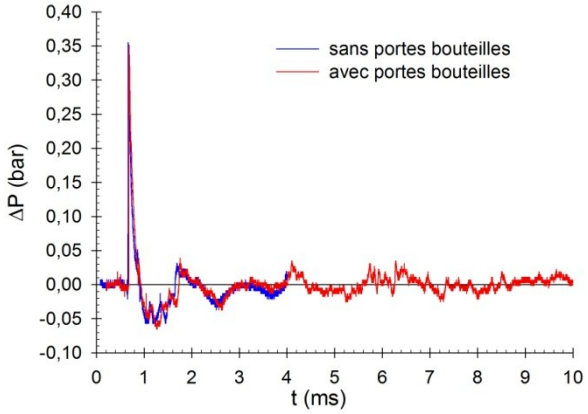


Figure 7.24 : Profils de pressions - capteur EG18 – charge centrée à l'entrée.

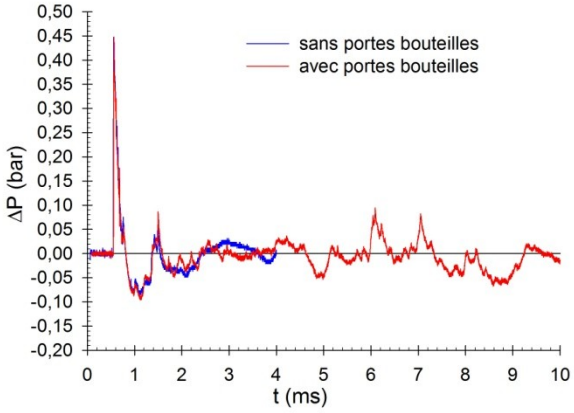


Figure 7.25 : Profils de pressions - capteur EG20 – charge centrée à l'entrée.

Premièrement, suite à des problèmes techniques lors du déroulement des essais, les signaux de pressions pour les capteurs IG1, IG5, IG8, EG15, EG17, EG18 et EG20 n'ont pu être enregistrés que sur 4 ms. Au-delà de cette valeur, des parasites et du bruit apparaissaient sur les signaux, les rendant inexploitables. Pour le capteur IG8, sa promiscuité avec la charge entraîne une surpression incidente importante, rendant les pics de surpressions réfléchies difficilement lisibles sur le graphique (figure 70) et donc difficilement exploitables.

Concernant les capteurs de pression situés à l'intérieur de la structure, la présence de la structure et des portes bouteilles engendrent l'apparition d'importants pics de surpression réfléchie. Pour le capteur IG1 (figure 7.16) la structure (avec et sans portes bouteilles) n'a aucune influence sur les surpressions incidentes car elle correspond à celle obtenue en champ libre, à savoir 0,19 bar. Cependant, les portes bouteilles engendrent des pics de surpressions réfléchies plus importants que la surpression incidente, notamment le pic situé à 1,8 ms qui est la surpression réfléchie maximale atteinte (0,3 bar). Les réflexions au niveau de ce capteur sont nombreuses et importantes, en témoigne la succession des pics de surpressions réfléchies sur les cinq premières millisecondes ainsi que le pic situé à 6,7 ms

dont l'amplitude est encore de 0,15 bar. Cette multitude de pics réfléchis engendre une impulsion positive totale réduite importante. En effet, sur les quatre premières millisecondes, la présence des portes bouteilles entraîne une augmentation de 17 % de l'impulsion positive totale réduite. En revanche, bien que pour cette configuration (charge centrée à l'entrée de l'entrepôt) le capteur IG1 soit plus éloigné de la charge que pour la configuration précédente (charge centrée) (6,43 $m.kg^{-1/3}$ contre 2,52 $m.kg^{-1/3}$), les impulsions positives totales réduites sont identiques sur 10 ms. Pour le capteur IG5 (figure 7.17), le porte bouteilles situé entre la charge et ce capteur a une influence sur la surpression incidente car elle est diminuée de 12% par rapport à celle obtenue en champ libre. De même, le temps d'arrivée de l'onde incidente est retardé de 60 µs par rapport au champ libre et à l'essai sans les portes bouteilles. Le premier pic de surpression réfléchie qui suit immédiatement le pic de surpression incidente est également atténué. La diminution de surpression pour ce pic est de 19 % par rapport à la surpression obtenue pour l'essai avec la structure seule. Pour l'essai avec les obstacles, l'augmentation d'impulsion positive totale réduite sur les quatre premières millisecondes est de 22 % par rapport à l'essai avec la structure seule. Contrairement au capteur IG1, le capteur IG5 est plus éloigné de la charge que pour la configuration précédente (charge centrée) et il est donc normal de constater que l'impulsion positive totale réduite obtenue ici diminue de 6 % par rapport à celle obtenue pour la configuration précédente. Cela peut être expliqué par les importants pics de surpressions réfléchies obtenus pour la présente configuration (charge centrée à l'entrée), notamment ceux présents à 2, 3,3 et 4,4 ms.

Pour le capteur IG10 (figure 7.19), qui est situé dans l'angle formé par les parois 2 et 3 (figure 7.15), l'onde de choc incidente est influencée par la présence du porte bouteilles situé entre la charge et le capteur. En effet, contrairement aux capteurs précédents pour

lesquels le porte bouteilles jouait un rôle d'écran en atténuant la surpression incidente, pour le capteur IG10 le pic de surpression incidente est augmenté de 17,6 % par rapport aux surpressions incidentes obtenues en champ libre ou pour l'essai avec la structure seule. Néanmoins, la présence de l'obstacle augmente le temps d'arrivée de l'onde de choc incidente de 190 µs et engendre l'apparition de nombreux pics de surpressions réfléchies, ce qui montre que l'onde de choc incidente est littéralement cassée par le porte bouteilles en une multitude d'onde de choc réfléchies. Toujours pour le capteur IG10, la présence des obstacles augmente l'impulsion positive totale réduite sur les quatre premières millisecondes de 67 % par rapport à l'essai avec la structure seule, ce qui représente la plus grande augmentation d'impulsion positive totale réduite pour les capteurs situés à l'intérieur de la structure. Contrairement aux capteurs IG1 et IG5, bien que le capteur IG10 soit plus éloigné de la charge que pour la configuration précédente (charge centrée). L'impulsion positive totale réduite obtenue pour ce capteur augmente de 16 % par rapport à celle obtenue pour la configuration précédente.

De même que pour la configuration précédente pour les capteurs situés à l'intérieur de la structure, les impulsions négatives totales réduites sont plus importantes que les impulsions positives totales réduites. En effet, sur les quatre premières millisecondes elles sont supérieures de 37 % et 22 % (en absolu) pour les capteurs IG1 et IG5 respectivement. Ces impulsions négatives totales réduites sont justifiées par les fortes dépressions enregistrées (jusqu'à -0,22 bar et -0,33 bar pour IG1 et IG5 respectivement). Pour le capteur IG10, la différence sur les impulsions totales réduites est seulement de 1%.

Les tableaux 7.5 et 7.6 regroupent les impulsions positives I^{+}_{tot} et négatives I^{-}_{tot} totales réduites obtenues sur les quatre premières millisecondes pour les capteurs situés à

l'intérieur de la structure. Pour le capteur IG8, seules les impulsions totales réduites obtenues pour l'essai avec porte bouteilles sont présentées. Les écarts sont calculés en comparant $I^{+}_{tot,APB}$ par rapport à $I^{+}_{tot,SPB}$.

capteurs	Z ($m.kg^{-1/3}$)	$I^{+}_{tot,SPB}$ ($Pa.s.kg^{-1/3}$)	$I^{+}_{tot,APB}$ ($Pa.s.kg^{-1/3}$)	Ecart (%)
IG1	6,43	107,90	125,79	17
IG5	4,4	137,52	168,36	22
IG8	2,1		103,45	
IG10	6,79	88,42	147,63	67

Tableau 7-5 : Impulsions positives totales réduites obtenues sur les 4 premières millisecondes avec et sans portes bouteilles (APB, SPB) pour les capteurs IG1, IG5, IG8 et IG10 pour des essais avec la charge centrée à l'entrée.

capteurs	Z ($m.kg^{-1/3}$)	$I^{-}_{tot,SPB}$ ($Pa.s.kg^{-1/3}$)	$I^{-}_{tot,APB}$ ($Pa.s.kg^{-1/3}$)	Ecart (%)
IG1	6,43	-132,55	-172,09	30
IG5	4,4	-182,34	-204,92	12
IG8	2,1		-132,52	
IG10	6,79	-85,95	-149,83	74

Tableau 7-6 : Impulsions négatives totales réduites obtenues sur les 4 premières millisecondes avec et sans portes bouteilles (APB, SPB) pour les capteurs IG1, IG5, IG8 et IG10 pour des essais avec la charge centrée à l'entrée.

Pour les capteurs EG12, EG13, EG15 et EG17, la structure a un effet écran car les surpressions incidentes obtenues pour ces capteurs sont atténuées de respectivement 60 %, 62,5 %, 79 % et 69 % pour les essais réalisés avec les portes bouteilles par rapport aux surpressions incidentes obtenues en champ libre. Il est à noter que pour le capteur EG13 (figure 7.21), les surpressions incidentes obtenues avec et sans portes bouteilles ne coïncident pas. En effet, la surpression incidente obtenue pour l'essai avec les obstacles est de 0,03 bar contre 0,045 bar pour ceux sans obstacles. Pour le capteur EG12 (figure 7.20), le pic de surpression réfléchie de 0,05 bar situé à 3 ms pour l'essai sans les portes bouteilles n'apparaît pas pour l'essai avec les obstacles. Leur présence a donc une influence sur les ondes de chocs réfléchies se propageant derrière la paroi 2 (figure 7.15). En plus d'avoir un

effet sur les surpressions incidentes, la structure a également une influence sur les temps d'arrivée car les ondes de choc incidentes accusent des retards de 460 µs, 370 µs, 410 µs et 140 µs pour les capteurs EG12, EG13, EG15 et EG17 respectivement. Il est à noter que le capteur EG17 (figure 7.23), qui enregistre la plus forte diminution sur la surpression incidente, présente le retard le plus faible de l'onde de choc incidente. Concernant les surpressions réfléchies obtenues pour les essais avec les portes bouteilles, elles ne dépassent pas 0,02 bar quelque soit le capteur. De plus, excepté pour le pic situé à 1,5 ms pour le capteur EG17, les autres capteurs ne présentent aucun pic réfléchi raide du au passage d'une onde de choc réfléchie mais plutôt des fluctuations correspondant à des ondes de pressions.

En termes d'impulsions positives et négatives totales réduites, il est possible d'observer dans les tableaux 7.7 et 7.81 que les valeurs obtenues sont très faibles. En effet, les surpressions mises en jeu étant faibles, les moindres fluctuations du signal de pression engendrent des écarts importants entre les deux configurations (avec et sans portes bouteilles). Il est également à noter que les impulsions négatives totales réduites sont plus faibles (en valeur absolue) que les impulsions positives uniquement pour les capteurs EG12 et EG17 (66 % et 43 % respectivement). Pour les capteurs EG13 et EG15, les impulsions négatives totales réduites sont plus importantes que les impulsions positives de 18 % et 32 % respectivement.

Pour les capteurs EG18 (figure 7.24) et EG20 (figure 7.25), la structure et les obstacles n'ont aucune influence sur le temps d'arrivée de l'onde de choc incidente car ils correspondent à ceux obtenus en champ libre, à savoir 0,66 ms pour le capteur EG18 et 0,55 pour le capteur EG20. De même, les surpressions incidentes obtenues pour les essais avec la

structure (avec et sans portes bouteilles) sont en accord avec les surpressions incidentes obtenues en champ libre, à savoir 0,37 bar pour EG18 et 0,45 bar pour EG20. Concernant les pics de surpressions réfléchies, pour le capteur EG18 seule une réflexion apparaît pour l'essai avec la structure seule. Ce pic réfléchi de 0,3 bar et situé à 1,66 ms apparaît également pour l'essai avec les portes bouteilles, mais avec un retard de 0,07 ms. Ce retard est suffisant pour augmenter l'impulsion négative totale réduite de 51 % par rapport à l'essai sans les obstacles. Au contraire, la présence des portes bouteilles n'a qu'une légère influence sur l'impulsion positive totale réduite. En effet, l'écart obtenu entre les deux essais (avec et sans obstacles) est de 6 %. Il est important de noter que pour l'essai avec les portes bouteilles l'impulsion négative totale réduite est plus importante de 85 % (en valeur absolue) par rapport à l'impulsion positive sur les quatre premières millisecondes. Toujours pour le capteur EG18, des pics de surpressions réfléchies d'une amplitude de 0,03 bar apparaissent également entre 5,8 et 6,4 ms. Pour le capteur EG20, un double pic de surpression réfléchie apparaît à 1,4 et 1,5 ms pour les deux configurations. Pour l'essai avec les portes bouteilles, deux pics réfléchies majeurs apparaissent à 6 et 7 ms et ont une amplitude respective de 0,09 et 0,08 bar. Sur les quatre premières millisecondes, les impulsions positives et négatives totales réduites obtenues pour l'essai avec les portes bouteilles sont inférieures de respectivement 15 % et 11 % par rapport à celles obtenues pour l'essai avec la structure seule. Les obstacles ont donc une influence sur la propagation des ondes de chocs réfléchies sortant par la face avant de l'entrepôt. De même que pour le capteur EG20, l'impulsion négative totale est plus importante de 12 % par rapport à l'impulsion positive.

Les tableaux 20 et 21 regroupent les impulsions positives I^{+}_{tot} et négatives I^{-}_{tot} totales réduites obtenues sur les quatre premières millisecondes pour les capteurs EG12, EG13, EG15, EG17, EG18 et EG20.

capteurs	Z ($m.kg^{-1/3}$)	$I^{+}_{tot,SPB}$ ($Pa.s.kg^{-1/3}$)	$I^{+}_{tot,APB}$ ($Pa.s.kg^{-1/3}$)	Ecart (%)
EG12	10,45	19,39	14,65	-24
EG13	11,48	13,23	9,29	-30
EG15	6,95	26,46	22,86	-14
EG17	4,51	27,06	26,15	-3
EG18	4,21	36,30	38,58	6
EG20	3,69	66,67	56,40	-15

Tableau 7-7 : Impulsions positives totales réduites obtenues sur les 4 premières millisecondes avec et sans portes bouteilles (APB, SPB) pour les capteurs EG12, EG13, EG15, EG1, EG18 et EG20 pour des essais avec la charge centrée à l'entrée.

capteurs	Z ($m.kg^{-1/3}$)	$I^{-}_{tot,SPB}$ ($Pa.s.kg^{-1/3}$)	$I^{-}_{tot,APB}$ ($Pa.s.kg^{-1/3}$)	Ecart (%)
EG12	10,45	-10,80	-4,97	-54
EG13	11,48	-2,88	-10,97	281
EG15	6,95	-30,76	-30,27	-2
EG17	4,51	-24,04	-14,85	-38
EG18	4,21	-47,15	-71,19	51
EG20	3,69	-70,71	-63,17	-11

Tableau 7-8 Impulsions négatives totales réduites obtenues sur les 4 premières millisecondes avec et sans portes bouteilles (APB, SPB) pour les capteurs EG12, EG13, EG15, EG17, EG18 et EG20 pour des essais avec la charge centrée à l'entrée.

Même si les enregistrements de pression s'arrêtent à 4 millisecondes pour les essais avec la structure seule (sans portes bouteilles), il est intéressant d'observer les impulsions positives et négatives totales réduites obtenues sur 10 millisecondes pour l'ensemble des capteurs et pour des essais avec les portes bouteilles. Le tableau 7.9 présente les résultats.

capteurs	Z ($m.kg^{-1/3}$)	$I^{+}_{tot,SPB}$ ($Pa.s.kg^{-1/3}$)	$I^{-}_{tot,APB}$ ($Pa.s.kg^{-1/3}$)	Ecart (%)
IG1	6,43	309,86	-334,79	8
IG5	4,4	359,80	-363,50	1
IG8	2,1	164,56	-233,40	42
IG10	6,79	265,27	-299,31	13
EG12	10,45	32,23	-33,51	4
EG13	11,48	39,67	-17,58	-56
EG15	6,95	40,56	-59,68	47
EG17	4,51	63,77	-32,44	-49
EG18	4,21	71,97	-71,19	-1
EG20	3,69	109,26	-161,66	48

Tableau 7-9 : Impulsions positives et négatives totales réduites obtenues sur 10 millisecondes pour des essais avec les portes bouteilles (APB) pour l'ensemble des capteurs et pour des essais avec la charge centrée à l'entrée.

Il est possible d'observer que sur 10 millisecondes seuls les capteurs EG13 et EG17 enregistrent des impulsions négatives totales réduites inférieures aux impulsions positives totales réduites. L'écart entre les impulsions positives et négatives est inférieur à 5 % pour les capteurs IG5, EG12 et EG18. Pour les 5 autres capteurs, les impulsions positives totales sont supérieures aux impulsions négatives totales, notamment pour les capteurs IG8 et EG15 qui présentent des impulsions positives supérieures aux impulsions négatives de 42 % et 47 % respectivement. Les résultats montrent également que les impulsions positives et négatives totales réduites sont plus importantes à l'intérieur de la structure, ce qui est normal du fait des nombreuses réflexions ayant lieu entre les parois et des interactions provoquées par la présence des portes bouteilles. De plus, les impulsions positives totales réduites sont les plus faibles pour les capteurs situés sur le côté et derrière la structure, à savoir les capteurs EG12, EG13 et EG15.

7.3 – Analyse des signaux de pression obtenus pour charge excentrée à l'entrée de l'entrepôt : position E

La figure 7.26 présente la position exacte des capteurs de pression pour les essais avec la charge excentrée à l'entrée de l'entrepôt.

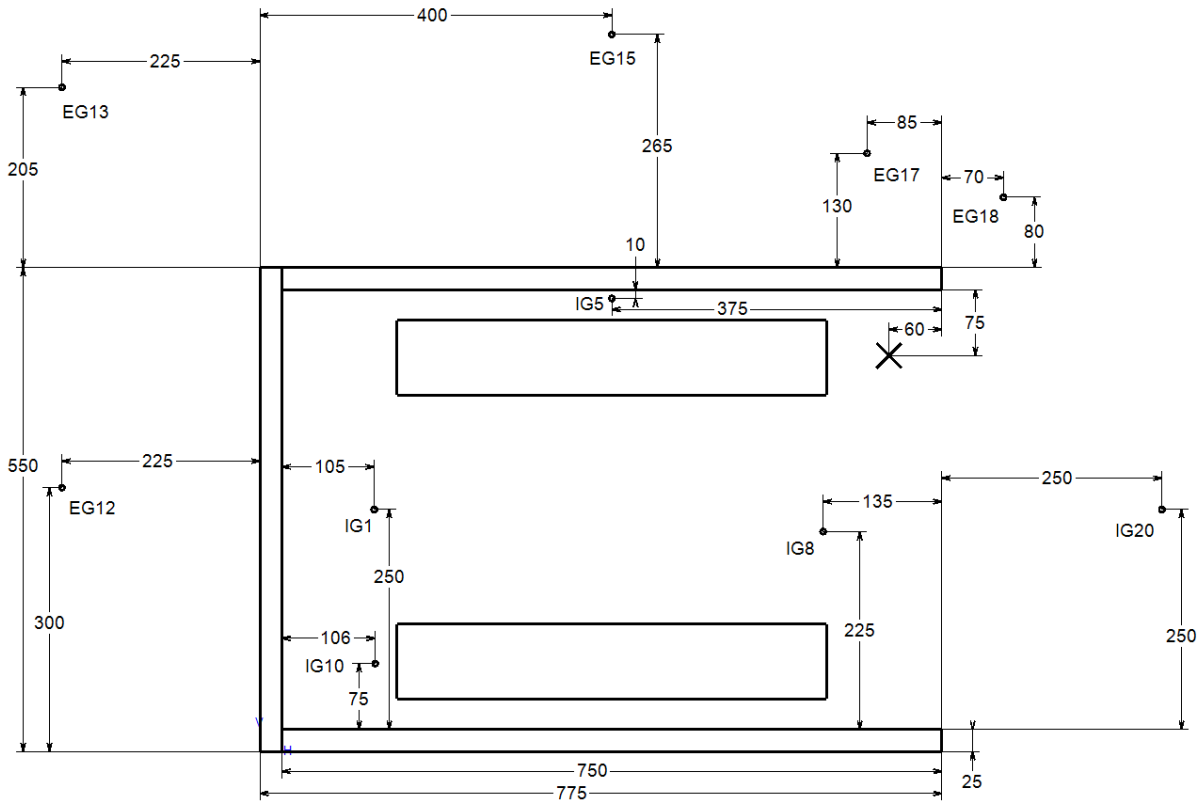


Figure 7.26 : Schéma de la configuration 2, charge excentrée à l'entrée de l'entrepôt. Distances en millimètres.

Les figures 7.27 à 7.36 présentent les résultats obtenus pour des expériences réalisées avec une charge excentrée à l'entrée (position E sur la figure 53).

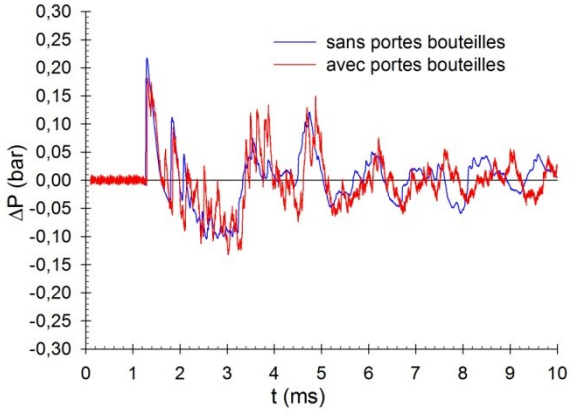


Figure 7.27 : Profils de pressions - capteur IG1 – charge excentrée à l'entrée.

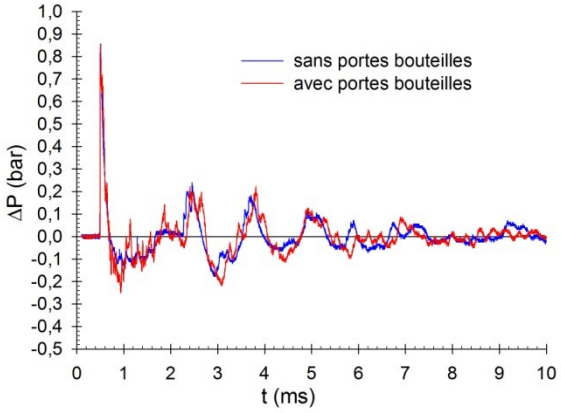


Figure 7.28 : Profils de pressions - capteur IG5 – charge excentrée à l'entrée.

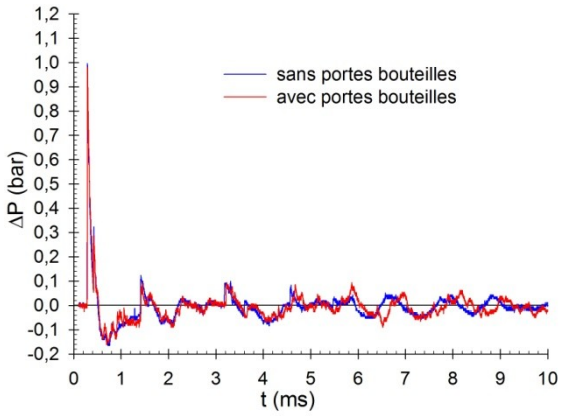


Figure 7.29 : Profils de pressions - capteur IG8 – charge excentrée à l'entrée.

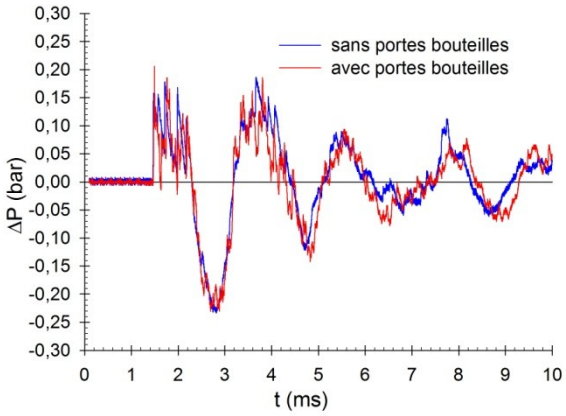


Figure 7.30 : Profils de pressions - capteur IG10 – charge excentrée à l'entrée.

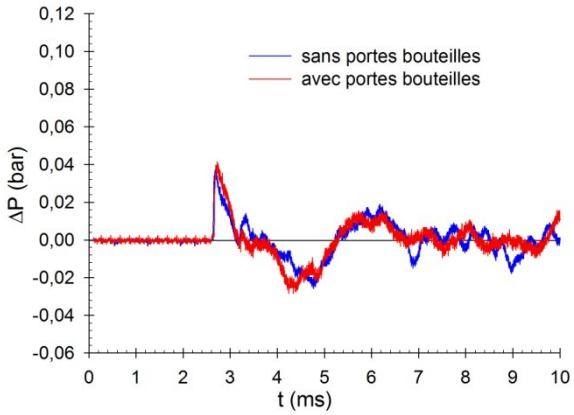


Figure 7.31 : Profils de pressions - capteur EG12 – charge excentrée à l'entrée.

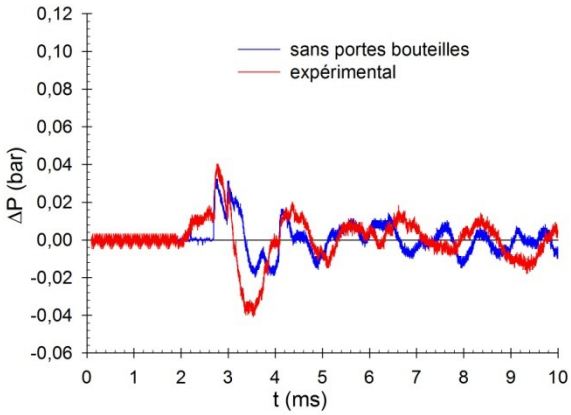


Figure 7.32 : Profils de pressions - capteur EG13 – charge excentrée à l'entrée.

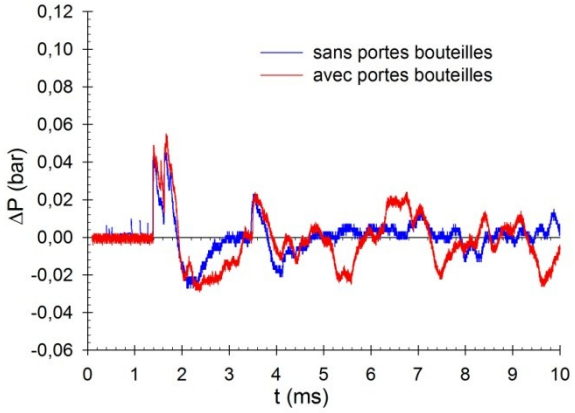


Figure 7.33 : Profils de pressions - capteur EG15 – charge excentrée à l'entrée.

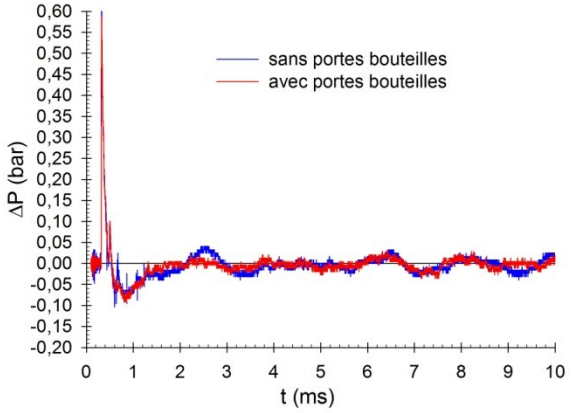


Figure 7.34 : Profils de pressions - capteur EG17 – charge excentrée à l'entrée.

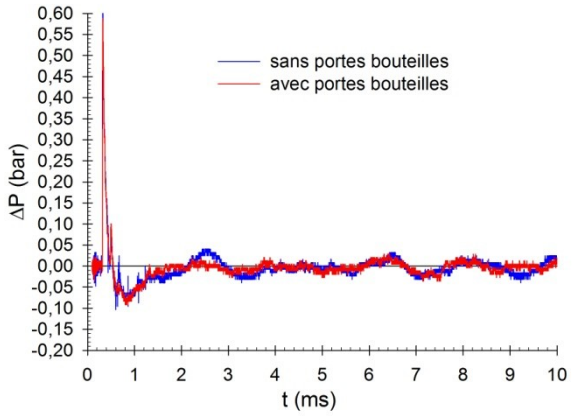


Figure 7.35 : Profils de pressions - capteur EG18 – charge excentrée à l'entrée.

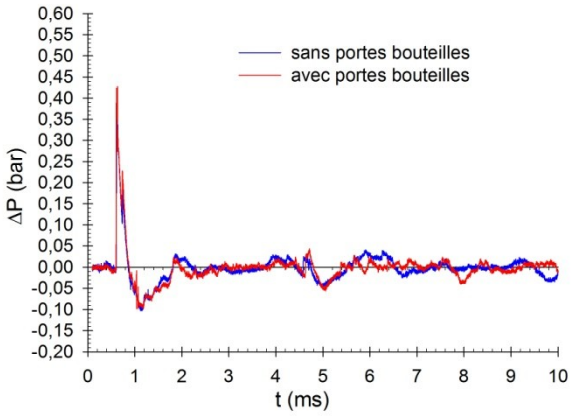


Figure 7.36 : Profils de pressions - capteur EG20 – charge excentrée à l'entrée.

De même que pour les configurations précédentes (charge centrée et centrée à l'entrée), observons dans un premier temps les capteurs situés à l'intérieur de la structure.

Premièrement, pour le capteur IG1 (figure 7.27), la surpression incidente obtenue pour les essais avec la structure et les portes bouteilles correspond à la surpression incidente obtenue en champ libre, à savoir 0,18 bar. Pour l'essai sans les obstacles, le pic de surpression réfléchie de 0,22 bar correspond à un pied de Mach. En effet, le capteur IG1 est situé à 0,25 m de la paroi 1 et la hauteur du pied de Mach se développant le long de cette

paroi au niveau du capteur IG1 est de 0,374 m. Cela met en avant que la présence des portes bouteilles perturbe donc l'onde de Mach se propageant le long de la paroi 1. De plus, la présence des obstacles engendre l'apparition de nombreux pics de surpressions réfléchies qui atteignent des amplitudes beaucoup plus élevées que les pics réfléchis obtenus pour l'essai sans portes bouteilles. Cependant, malgré l'augmentation du nombre de pics de surpressions réfléchies, l'impulsion positive totale réduite obtenue pour l'essai avec les portes bouteilles est plus faible de 9 % par rapport à l'essai sans ces obstacles. Cela s'explique par le fait que les phases positives des pics réfléchis obtenus pour l'essai sans portes bouteilles durent plus longtemps, notamment les pics de surpressions réfléchies situés après 4,5 ms. De plus, la présence des obstacles engendre une impulsion négative totale réduite plus importante de 10 %.

Le capteur IG5 (figure 7.28) met en évidence la création d'un pied de Mach le long de la paroi 1 lors des essais avec la structure. En effet, les surpressions incidentes obtenues lorsque les parois sont présentes sont de 0,85 bar, au lieu de 0,5 bar en champ libre. Le développement et la propagation du pied de Mach le long de la paroi 1 sera détaillé lors de la description des résultats pour une charge excentrée au fond de l'entrepôt (position A sur la figure 7.1). La présence des portes bouteilles engendre l'apparition de pics réfléchis notamment à 1,1 et 1,8 ms qui ont une amplitude de 0,08 et 0,14 bar respectivement. Les impulsions positives et négatives totales réduites sont plus importantes de 7 et 10 % respectivement lorsque les obstacles sont présents. Sur l'ensemble des capteurs, c'est pour le capteur IG5 que les impulsions positives et négatives totales sont maximales (305,1 et -312,7 $Pas.s.kg^{-1/3}$ respectivement).

Pour le capteur IG8 (figure 7.29), les surpressions incidentes obtenues pour les essais avec la structure (avec ou sans portes bouteilles) sont identiques à celle obtenue en champ libre (0,98 bar). De plus, il y a très peu de différences entre les signaux obtenus. En effet, les pics réfléchis sont identiques et les écarts sur les impulsions positives et négatives sont de 5 % et 2 % respectivement.

Pour le capteur IG10 (figure 30) seule la surpression incidente obtenue pour l'essai avec la structure seule correspond à celle obtenue en champ libre (0,15 bar). En effet, la présence des portes bouteilles augmente la surpression incidente jusqu'à 0,21 bar. De même que pour les deux configurations précédentes (charge centrée et centrée à l'entrée), la présence des obstacles engendre des nombreux pics de surpressions réfléchies. Cependant, la surpression positive totale réduite dans ce cas est plus faible de 14 % tandis que l'impulsion négative totale réduite augmente de 18 % comparées à celles obtenues avec la structure seule

Les résultats obtenus pour les capteurs EG12 (figure 7.31), EG13 (figure 7.32) et EG15 (figure 7.33) sont intéressants car bien que les distances radiales réduites soient différentes, les surpressions incidentes obtenues pour les essais avec la structure sont quasiment identiques (0,04 bar pour EG12 et EG13 et 0,05 bar pour EG15). L'effet écran provoqué par la structure est bien visible car les surpressions incidentes sont diminuées de 60 % pour EG12 et EG13 et de 80 % pour EG15 par rapport à celles obtenues en champ libre. De plus, les temps d'arrivée sont retardés de 430 µs, 360 µs et 460 µs pour EG12, EG13 et EG15 respectivement. Excepté pour le capteur EG13 où il est possible d'observer une montée en pression avant l'arrivée de l'onde de choc incidente ainsi qu'une forte dépression après le premier pic de surpression réfléchie, il existe très peu de différence entre les signaux de

pressions obtenus pour les essais avec et sans portes bouteilles. De même que pour les deux positions de charges décrites plus haut, les impulsions positives et négatives totales réduites obtenues pour ces trois capteurs sont faibles. Cependant, bien qu'il existe très peu de différences entre les impulsions positives et négatives totales réduites obtenues pour les capteurs EG12 et EG13, l'impulsion négative obtenue pour le capteur EG15 est plus importante de 32 % par rapport à l'impulsion positive.

Pour les capteurs EG17 (figure 7.34) et EG18 (figure 7.35), l'effet écran provoqué par la structure est également visible car les surpressions incidentes obtenues pour les essais avec ou sans les portes bouteilles sont diminuées de 83 % et 33 % respectivement. En revanche, bien que le temps d'arrivée pour le capteur EG17 soit retardé de 210µs, les temps d'arrivée des ondes de choc incidentes obtenues pour le capteur EG18 pour les essais avec et sans portes bouteilles sont identiques à celui obtenu en champ libre. Contrairement aux capteurs précédents, il existe très peu de réflexion pour les capteurs EG17 et EG18. En effet, pour le capteur EG17 et pour les deux configurations (avec et sans obstacle) il existe un seul pic de surpression réfléchie situé à 1,2 ms, mais il est plus faible pour les essais avec les portes bouteilles (0,02 bar contre 0,05 bar avec les portes bouteilles). Cela peut s'expliquer par le fait que pour l'essai avec les obstacles l'onde de choc réfléchie correspondant à ce pic arrive lorsque la pression est négative (-0,03 bar) ce qui, en termes d'amplitude totale, correspond au pic obtenu pour l'essai sans les portes bouteilles. Pour le capteur EG18, il existe un pic de surpression réfléchie de 0,1 bar situé à 0,5 ms qui est commun aux deux essais (avec et sans obstacles). Cependant, pour le cas sans les portes bouteilles il est possible d'observer un pic de surpression réfléchie situé à 0,7 ms qui n'est pas observable pour le cas avec les portes bouteilles. Les impulsions positives totales réduites obtenues pour les essais avec les obstacles sont diminuées de 30 et 18 % pour EG17 et EG18

respectivement par rapport aux essais avec la structure seule. De même, les impulsions négatives sont également diminuées de 23 et 16 % respectivement.

Enfin, le capteur EG20 (figure 7.36) présente des surpressions incidentes obtenues avec la structure (avec et sans portes bouteilles) identique à celle obtenue en champ libre, à savoir 0,44 bar. Pour les deux configurations, il existe deux pics de surpressions réfléchies : un premier important (0,25 bar) situé à 0,8 ms et un second plus faible (0,25 ms) situé à 4,7 ms. De même que pour les capteurs EG17 et EG18, il existe très peu de pics de surpressions réfléchies. Le principal et le plus observable est celui situé à 0,7 ms et dont l'amplitude est de 0,22 bar. Les impulsions positives et négatives totales réduites sont plus faibles de 12 % et 3 % respectivement pour les essais avec les portes bouteilles. Ces résultats, qui vont dans le même sens que ceux obtenus pour les deux capteurs précédents montrent que les portes bouteilles perturbent les ondes de choc réfléchies se propageant à la sortie de l'entrepôt.

Les tableaux 7.10 et 7.11 regroupent les résultats obtenus sur les impulsions positives et négatives pour l'ensemble des capteurs et pour les essais avec la charge excentrée à l'entrée.

capteurs	Z ($m.kg^{-1/3}$)	$I^{+}_{tot,SPB}$ ($Pa.s.kg^{-1/3}$)	$I^{+}_{tot,APB}$ ($Pa.s.kg^{-1/3}$)	Ecart (%)
IG1	6,79	185,23	167,76	-9
IG5	3,58	284,61	305,10	7
IG8	2,37	163,01	171,26	5
IG10	7,58	317,12	272,08	-14
EG12	10,58	32,49	31,46	-3
EG13	10,99	33,10	45,08	36
EG15	5,36	36,88	49,43	34
EG17	2,57	70,22	49,22	-30
EG18	2,50	83,99	69,27	-18
EG20	3,96	101,31	89,55	-12

Tableau 7-10 : Impulsions positives totales réduites obtenues avec et sans portes bouteilles (APB, SPB) pour l'ensemble des capteurs pour des essais avec la charge excentrée à l'entrée.

capteurs	Z (m.kg$^{-1/3}$)	$I^-_{tot,SPB}$ (Pa.s.kg$^{-1/3}$)	$I^-_{tot,APB}$ (Pa.s.kg$^{-1/3}$)	Ecart (%)
IG1	6,79	-168,67	-185,35	10
IG5	3,58	-284,95	-312,73	10
IG8	2,37	-227,38	-232,95	2
IG10	7,58	-251,23	-296,41	18
EG12	10,58	-32,68	-32,12	-2
EG13	10,99	-24,77	-41,46	67
EG15	5,36	-31,12	-65,21	110
EG17	2,57	-102,60	-78,93	-23
EG18	2,50	-125,25	-105,36	-16
EG20	3,96	-116,56	-112,87	-3

Tableau 7-11 : Impulsions négatives totales réduites obtenues avec et sans portes bouteilles (APB, SPB) pour l'ensemble des capteurs pour des essais avec la charge excentrée à l'entrée.

Le tableau 7.12 présente les écarts entre les impulsions positives et négatives totales obtenues sur l'ensemble des capteurs pour une position de charge excentrée à l'entrée et avec les portes bouteilles présents. Il est à noter que sur l'ensemble des capteurs, seul le capteur EG13 présente une impulsion positive totale réduite supérieure à l'impulsion négative totale.

capteurs	Z (m.kg$^{-1/3}$)	Ecart I^+ et I^-APB(%) (4ms)
IG1	6,79	10
IG5	3,58	2
IG8	2,37	36
IG10	7,58	9
EG12	10,58	2
EG13	10,99	-8
EG15	5,36	32
EG17	2,57	60
EG18	2,50	52
EG20	3,96	26

Tableau 7-12 : Ecarts entre les impulsions positives et négatives totales réduites obtenues sur l'ensemble des capteurs pour une charge excentrée à l'entrée.

7.4 – Analyse des signaux de pression obtenus pour une charge centrée au fond de l'entrepôt : position B

La figure 7.37 présente la position exacte des capteurs de pression pour les essais avec la charge centrée au fond de l'entrepôt.

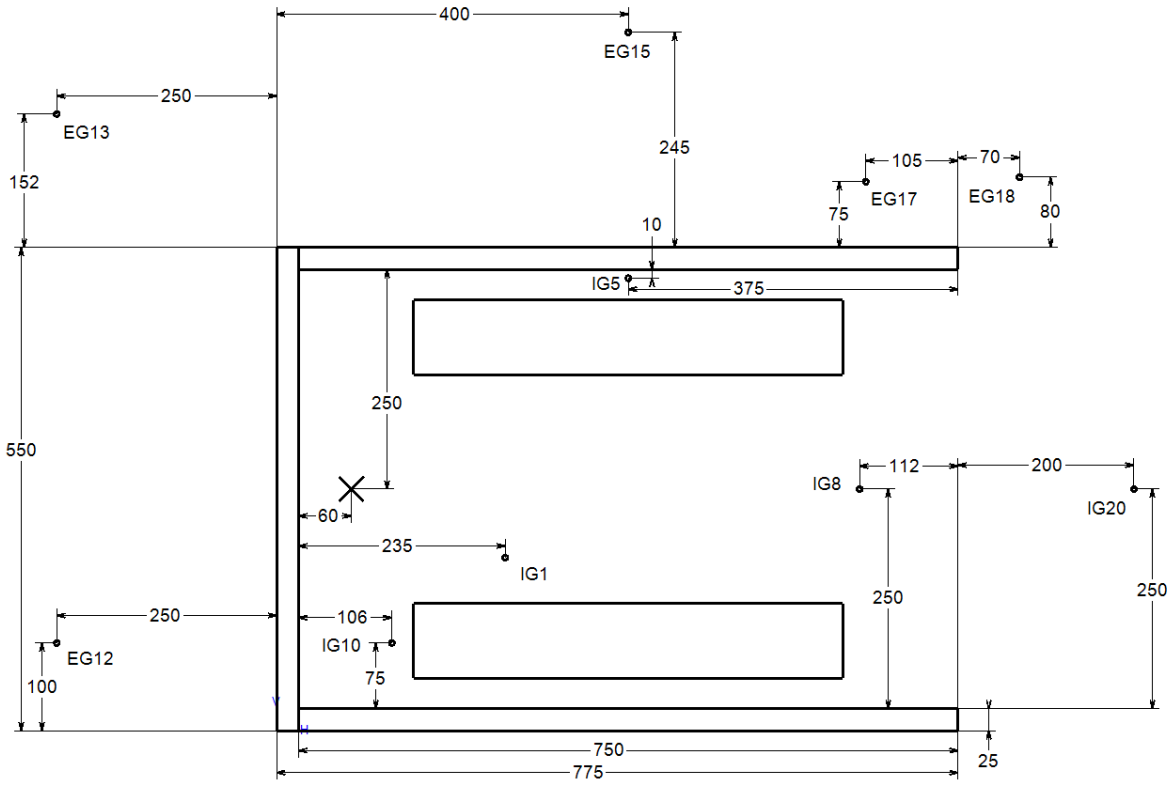


Figure 7.37 Schéma de la configuration 2, charge centrée au fond de l'entrepôt. Distances en millimètres.

Les figures 7.38 à 7.47 présentent les signaux de pression obtenus pour une charge centrée au fond de l'entrepôt (position B sur la figure 7.1).

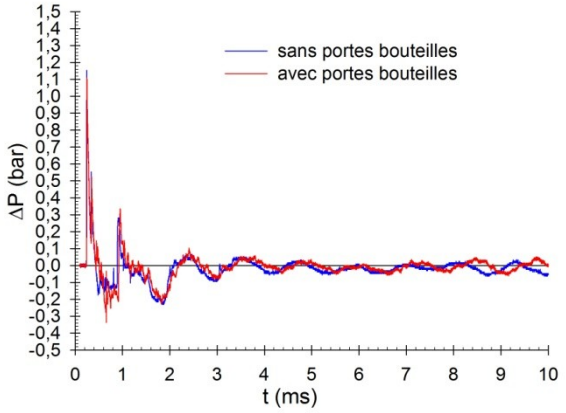


Figure 7.38 : Profils de pressions - capteur IG1 – charge centrée au fond.

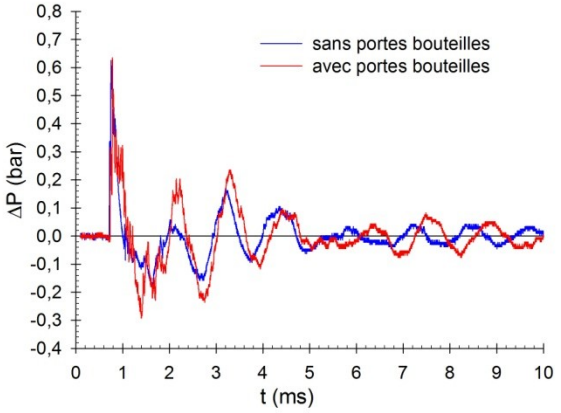


Figure 7.39 : Profils de pressions - capteur IG5 – charge centrée au fond.

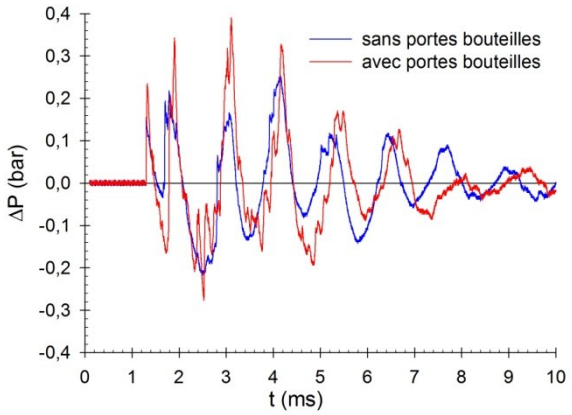


Figure 7.40 : Profils de pressions - capteur IG8 – charge centrée au fond.

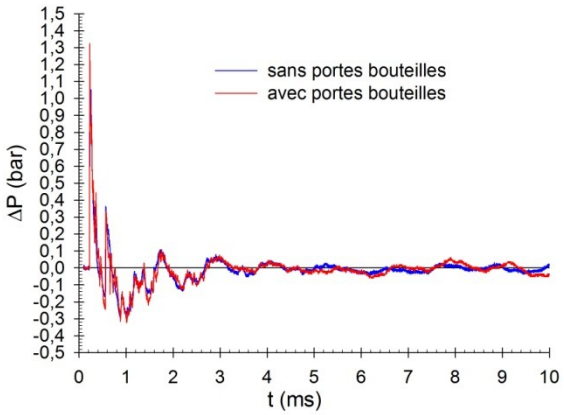


Figure 7.41 : Profils de pressions - capteur IG10 – charge centrée au fond.

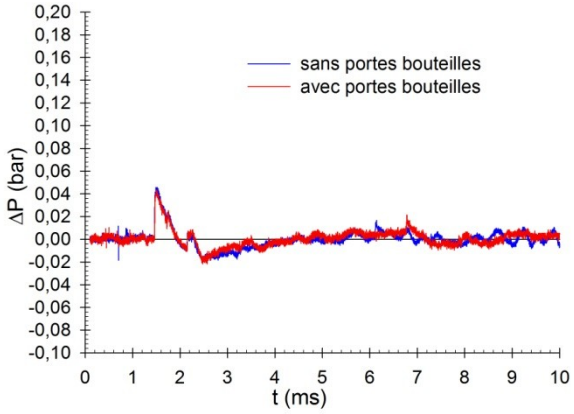


Figure 7.42 : Profils de pressions - capteur EG12 – charge centrée au fond.

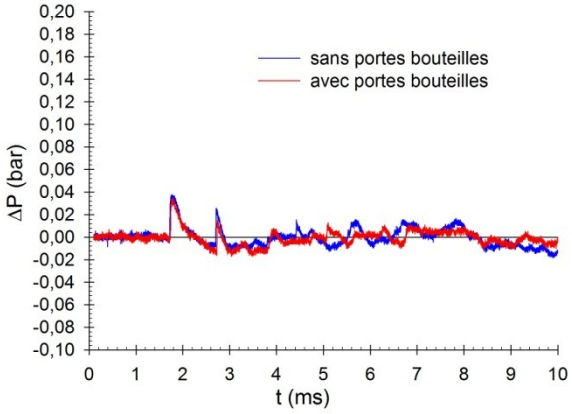


Figure 7.43 : Profils de pressions - capteur EG13 – charge centrée au fond.

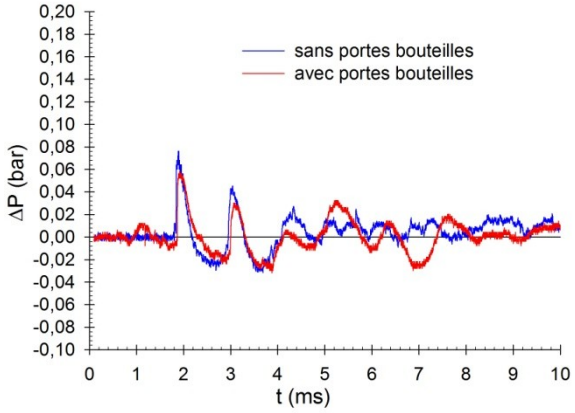


Figure 7.44 : Profils de pressions - capteur EG15 – charge centrée au fond.

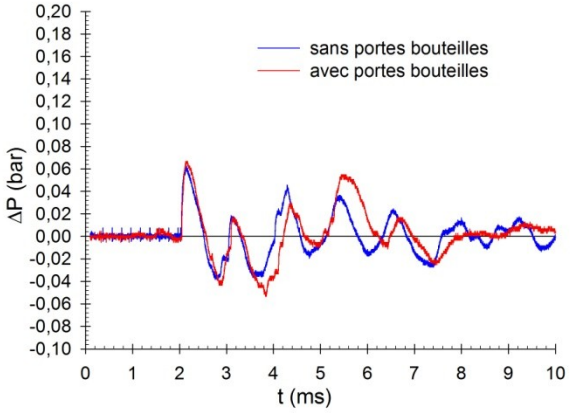


Figure 7.45 : Profils de pressions - capteur EG17 – charge centrée au fond.

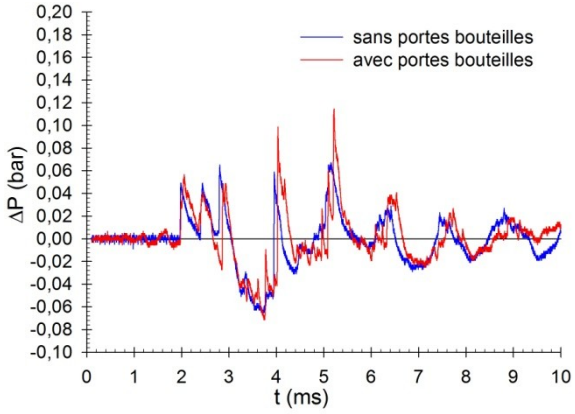


Figure 7.46 : Profils de pressions - capteur EG18 – charge centrée au fond.

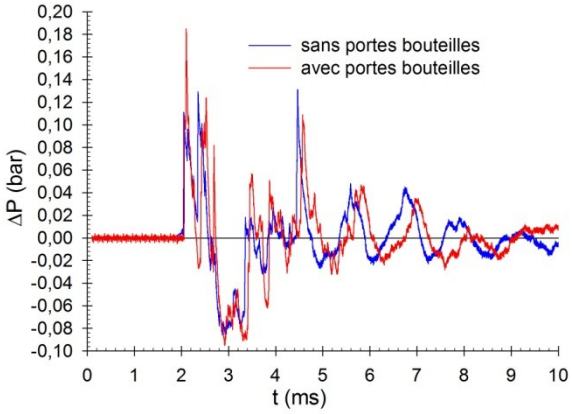


Figure 7.47 : Profils de pressions - capteur EG20 – charge centrée au fond.

Il est intéressant, dans un premier temps, d'étudier les signaux de pressions obtenus par les capteurs IG1 (figure 7.38) et IG10 (figure 7.41) qui sont situés au fond de l'entrepôt et qui sont donc les plus proches de la charge. Premièrement, les surpressions incidentes obtenus pour les essais avec la structure (avec et sans portes bouteilles) correspondent à celles obtenues en champ libre, à savoir 1,14 et 1,26 bar pour IG1 et IG10 respectivement. De plus, il est important de noter des similarités entre les signaux obtenus par ces deux capteurs. En effet, pour les deux capteurs et pour les essais avec la structure, un pic de surpression réfléchie apparaît à 0,35 ms. Cependant, ces pics réfléchis ne possèdent pas la

même amplitude car ceux obtenus pour le capteur IG1 sont de 0,54 bar alors que pour le capteur IG10 ils sont seulement de 0,44 bar. De même, un pic réfléchi de 0,34 bar apparaît également sur les signaux de pression des deux capteurs mais cette fois-ci se sont les temps d'arrivée qui diffèrent : 0,95 ms pour IG1 et 0,55 ms pour IG10. Cependant, pour le capteur IG1 ce pic réfléchi est plus faible (0,28 bar) et arrive légèrement plus tôt (t_a = 0,9 ms) pour l'essai sans les portes bouteilles. Ces pics sont ensuite suivis d'une phase négative pour les deux capteurs avec l'apparition de quelques pics réfléchis durant cette phase négative pour le capteur IG10. Malgré ces pics réfléchis, la phase négative est plus importante pour le capteur IG10. En effet, pour le cas avec la présence des portes bouteilles, l'impulsion négative totale réduite obtenue par le capteur IG10 est plus importante de 10 % par rapport à celle obtenue par le capteur IG1. De même l'impulsion positive totale réduite obtenue par IG10 est plus importante de 9 % comparée à celle obtenue par IG1. Les tableaux 7.13 et 7.14 regroupent les résultats (en termes d'impulsions) obtenus par les capteurs IG1 et IG10. Dernièrement, la présence des portes bouteilles ne perturbe pas de façon significative les signaux de pressions obtenus par ces deux capteurs.

Pour le capteur IG5 (figure 7.39), de même que pour les résultats obtenus pour une charge centrée à l'entrée (position D sur la figure 7.1), les surpressions incidentes enregistrées pour les essais avec la structure (avec et sans portes bouteilles) correspondent à celle obtenue en champ libre, à savoir 0,34 bar. Pour les essais avec la structure, le pic incident est immédiatement suivi d'un important pic de surpression réfléchie de 0,63 bar. Pour l'essai avec les portes bouteilles, de nombreux pics apparaissent sur la détente du pic de 0,63 bar. Il est impossible de pouvoir compter le nombre de pics réfléchis mais ils sont dus à des réflexions en chaîne à l'intérieur des portes bouteilles. Les pics de surpressions réfléchies obtenus à 2,2 ms et 3,4 ms sont également plus importants avec la présence des

obstacles (0,2 et 0,23 bar contre 0,06 et 0,17 bar pour les essais sans obstacles). L'apparition des nombreux pics réfléchis et l'augmentation des surpressions réfléchies a pour effet d'augmenter de 34 % l'impulsion positive totale réduite comparée au cas sans obstacles. De même, les surpressions négatives maximales ΔP^-_{max} sont plus importantes lorsque les portes bouteilles sont présents (-0,3 bar contre -0,2 bar sans les obstacles). La conséquence de ces importantes surpressions négatives est l'augmentation de l'impulsion négative totale de 47 % lorsque les obstacles sont présents. Cependant, les impulsions obtenues par le capteur IG5 pour cette configuration (charge centrée au fond) sont plus faibles que celles obtenues pour les trois positions de charges précédentes.

Pour finir avec les capteurs situés à l'intérieur de la structure, les signaux de pression obtenus pour le capteur IG8 (figure 7.40) sont très intéressants sur plusieurs points. Premièrement, les surpressions incidentes obtenues avec la structure (avec et sans portes bouteilles) ne correspondent pas à celle obtenue en champ libre. En effet, les surpressions incidentes obtenues avec et sans portes bouteilles sont de 0,24 et 0,15 bar respectivement alors que celle obtenue en champ libre est de 0,19 bar. De plus, les temps d'arrivée diffèrent également de celui obtenu en champ libre puisqu'avec la structure seule ou complétée avec les portes bouteilles les ondes de choc incidentes arrivent avec un retard de 100 µs. Ces résultats sont surprenants car les obstacles ne se trouvent pas directement entre la charge et le capteur IG8, ce qui montre qu'il existe des interactions entre l'onde de choc incidente et les ondes de choc se réfléchissant sur la structure et sur les portes bouteilles. La présence des portes bouteilles engendre une augmentation des impulsions positives et négatives totales réduites de 3 % et 11 % respectivement comparées au cas où ils ne sont pas présents.

Les tableaux 7.13 et 7.14 regroupent les résultats en termes d'impulsions positives et négatives totales réduites obtenues pour les capteurs situés à l'intérieur de la structure.

capteurs	Z ($m.kg^{-1/3}$)	$I^{+}_{tot,SPB}$ ($Pa.s.kg^{-1/3}$)	$I^{+}_{tot,APB}$ ($Pa.s.kg^{-1/3}$)	Ecart (%)
IG1	2,13	159,08	191,54	20
IG5	4,40	251,1	336,21	34
IG8	6,43	339,81	351,55	3
IG10	2,01	184,33	208,61	13

Tableau 7-13 : Impulsions positives totales réduites obtenues avec et sans portes bouteilles (APB, SPB) pour les capteurs IG1, IG5, IG8 et IG10 pour des essais avec la charge centrée au fond.

capteurs	Z ($m.kg^{-1/3}$)	$I^{-}_{tot,SPB}$ ($Pa.s.kg^{-1/3}$)	$I^{-}_{tot,APB}$ ($Pa.s.kg^{-1/3}$)	Ecart (%)
IG1	2,13	-344,37	-283,37	-18
IG5	4,40	-248,38	-364,23	47
IG8	6,43	-332,98	-370,22	11
IG10	2,01	-302,08	-311,77	3

Tableau 7-14 : Impulsions négatives totales réduites obtenues avec et sans portes bouteilles (APB, SPB) pour les capteurs IG1, IG5, IG8 et IG10 pour des essais avec la charge centrée au fond.

Pour les capteurs EG12 et EG13 (figures 7.42 et 7.43), les surpressions incidentes obtenues sont de 0,045 bar et 0,036 bar respectivement. La présence de la structure entre la charge et les capteurs EG12 et EG13 engendre donc des diminutions sur les surpressions incidentes de 88 % et 83 % respectivement par rapport à celles obtenues en champ libre. De même que pour les capteurs précédents, il existe très peu de pics de surpressions réfléchies et ceux qui sont obtenus sont très faibles. En effet, pour le capteur EG12 et pour les cas sans et avec portes bouteilles les surpressions réfléchies maximales sont de 0,015 bar (à ta = 6,1 ms) et 0,02 bar (ta = 6,8 m) respectivement. Celles obtenus pour le capteur EG13 pour les cas sans et avec portes bouteilles sont de 0,025 bar et 0,014 bar. Cependant, comparées au capteur EG12, les surpressions réfléchies obtenues pour le capteur EG13 possèdent le même temps d'arrivée, à savoir 2,7 ms. De plus, comparés aux résultats obtenus en champ libre, les temps d'arrivée sont retardés de 800 µs et 640 µs pour EG12 et EG13 respectivement. Les

diminutions de pressions incidentes et l'augmentation des temps d'arrivée montrent bien l'influence de la structure pour les capteurs situés derrière l'entrepôt. En termes d'impulsions positives et négatives totales réduites, les valeurs obtenues sont très faibles (les valeurs exactes sont données dans les tableaux 7.15 et 7.16).

De même que pour les capteurs EG12 et EG13, les surpressions incidentes obtenues pour le capteur EG15 (figure 7.44) avec la structure seule et complétée avec les portes bouteilles sont plus faibles que celle obtenue en champ libre (diminution de 58 % et 68 % respectivement). La surpression incidente obtenue avec les portes bouteilles est plus faible que celle obtenue avec la structure seule (0,058 bar contre 0,076 bar respectivement), ce qui montre l'influence de la présence des obstacles sur l'onde de choc incidente. Cependant, les temps d'arrivée pour les deux configurations (avec et sans portes bouteilles) sont identiques mais sont retardés de 550 µs par rapport à celui obtenu en champ libre. De même, le premier pic de surpression réfléchie obtenu pour le cas avec les obstacles est plus faible que celui obtenu avec la structure seule (0,03 bar contre 0,045 bar). Bien que les impulsions soient très faibles, la présence des obstacles engendre une diminution de 25 % de l'impulsion positive totale réduite et une augmentation de 60 % de l'impulsion négative totale réduite.

Pour le capteur EG17 (figure 7.45), les pics de surpressions incidents obtenus avec la structure (avec et sans portes bouteilles) ne sont pas des représentatifs d'ondes de choc incidentes car leur temps de montée sont de 150 µs, ce qui est bien supérieur au temps de montée en pression obtenu pour une onde de choc. De plus, les surpressions incidentes sont diminuées de 54 % et les temps d'arrivée plus importants de 670 µs par rapport à l'onde de choc incidente obtenue en champ libre. Les surpressions réfléchies ne sont pas atteintes

pour les mêmes pics de surpressions réfléchies entre le cas avec les portes bouteilles et celui sans. En effet, pour le premier cas, la surpression réfléchie maximale est atteinte à 4,3 ms et est d'une amplitude de 0,046 bar alors que pour le second cas elle est obtenue à 5,4 ms et est de 0,054 bar. Cette différence sur les surpressions réfléchies a une incidence sur l'impulsion positive totale réduite car celle obtenue avec la présence des portes bouteilles est supérieure de 19 % à celle obtenue sans obstacles. Il est important de noter que pour le cas avec les portes bouteilles l'impulsion positive est 29 % plus importante que l'impulsion négative.

Contrairement au capteur précédent, les pics de surpressions incidents obtenus pour le capteur EG18 (figure 7.46) avec la structure (avec et sans portes bouteilles) correspondent bien à des ondes de choc car les temps de montée sont inférieurs à 10 µs. Cependant, comparée à la surpression incidente obtenue en champ libre, celle atteinte pour le cas avec la structure seule est plus faible de 56 % et celle atteinte pour le cas avec les portes bouteilles est plus faible de 49 %. De même, les temps d'arrivée sont plus importants de 60 µs comparés à celui obtenu en champ libre. Il est à noter que la montée en pression du pic de surpression incident obtenu pour le cas avec les obstacles se passe en deux temps et la surpression incidente obtenue est plus importante de 16 % par rapport à celle obtenue avec la structure seule. Comparé aux signaux obtenus pour le capteur EG17, la présence des portes bouteilles engendre l'apparition de nombreux pics de surpressions réfléchis. De plus, les surpressions réfléchies sont plus importantes pour le cas avec les obstacles, notamment pour les pics situés à 4 ms et 5,2 ms qui sont plus importants de 66 % et 64 % respectivement par rapport aux essais sans les portes bouteilles. De ce fait, l'impulsion positive totale réduite obtenue avec les portes bouteilles est plus importante de 16 % comparée à celle obtenue sans les obstacles.

Dernièrement, pour le capteur EG20 (figure 7.47), les surpressions incidentes obtenues avec la structure (avec et sans les portes bouteilles) sont 10 % plus importantes que celle obtenue en champ libre mais les temps d'arrivée sont identiques, à savoir 2,03 ms. Il est à noter l'apparition d'un important pic de surpression réfléchie de 0,185 bar immédiatement après le pic incident pour le cas avec les portes bouteilles. De même, la présence des obstacles engendre l'apparition de pics de surpressions réfléchies, notamment ceux situés à 2,7 ms, 3,5 ms et 3,9 ms. Cependant, ces pics réfléchis n'ont qu'une faible incidence sur l'impulsion positive totale réduite car elle augmente de seulement 7 % lorsque les portes bouteilles sont présents.

Les tableaux 7.15 et 7.16 regroupent les résultats en termes d'impulsions positives et négatives totales réduites obtenues pour les capteurs situés à l'extérieur de la structure.

capteurs	Z ($m.kg^{-1/3}$)	$I^{+}_{tot,SPB}$ ($Pa.s.kg^{-1/3}$)	$I^{+}_{tot,APB}$ ($Pa.s.kg^{-1/3}$)	Ecart (%)
EG12	4,20	27,23	31,99	17
EG13	6,03	32,16	22,92	-29
EG15	6,76	81,76	61,69	-25
EG17	7,58	72,6	86,19	19
EG18	9,33	75,86	88,35	16
EG20	9,89	96,66	103,41	7

Tableau 7-15 : Impulsions positives totales réduites obtenues sur les 4 premières millisecondes avec et sans portes bouteilles (APB, SPB) pour les capteurs EG12, EG13, EG15, EG17, EG18 et EG20 pour des essais avec la charge centrée au fond.

capteurs	Z ($m.kg^{-1/3}$)	$I^{-}_{tot,SPB}$ ($Pa.s.kg^{-1/3}$)	$I^{-}_{tot,APB}$ ($Pa.s.kg^{-1/3}$)	Ecart (%)
EG12	4,20	-27,87	-23,97	-14
EG13	6,03	-34,69	-30,66	-12
EG15	6,76	-32,69	-52,34	60
EG17	7,58	-64,99	-61,25	-6
EG18	9,33	-93,31	-84,77	-9
EG20	9,89	-92,41	-100,79	9

Tableau 7-16 : Impulsions négatives totales réduites obtenues sur les 4 premières millisecondes avec et sans portes bouteilles (APB, SPB) pour les capteurs EG12, EG13, EG15, EG17, EG18 et EG20 pour des essais avec la charge centrée au fond.

7.5 – Analyse des signaux de pression obtenus pour une charge située au coin dans le fond de la structure : position A

La figure 7.48 présente la position exacte des capteurs de pression pour les essais avec la charge excentrée au fond de l'entrepôt.

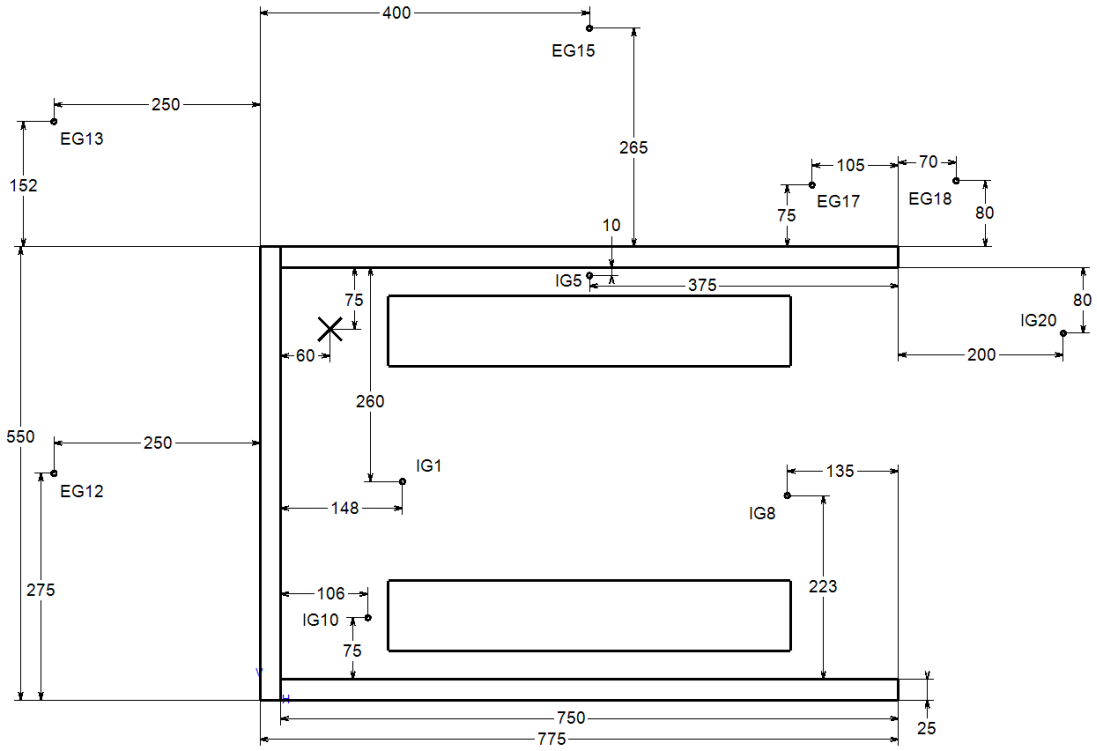


Figure 7.48 : Schéma de la configuration 2, charge excentrée au fond de l'entrepôt. Distances en millimètres.

Les figures 7.49 à 7.58 présentent les signaux de pressions obtenus pour une charge située dans le coin au fond de la structure (position A sur la figure 7.1). Pour cette dernière position de charge, une étude complémentaire est effectuée sur le développement d'un pied de Mach le long des parois 1 et 2. La trajectoire du point triple ainsi que la hauteur du pied de Mach sont présentés. Il est à noter que pour les essais avec la structure seule, seuls les signaux obtenus pour les capteurs EG18 et EG20 sont présentés jusqu'à 10 ms car des problèmes techniques ont été rencontré sur les chaînes de mesures des autres capteurs.

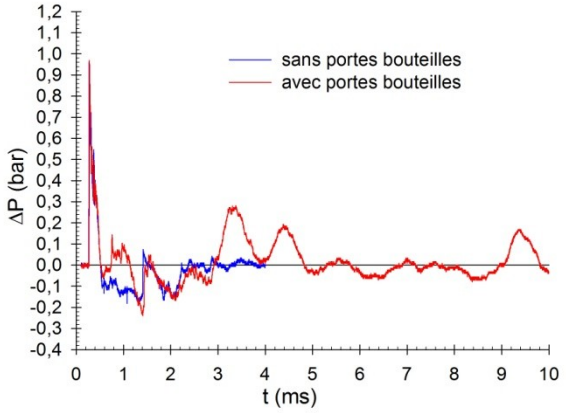


Figure 7.49 : Profils de pressions - capteur IG1 – charge excentrée au fond.

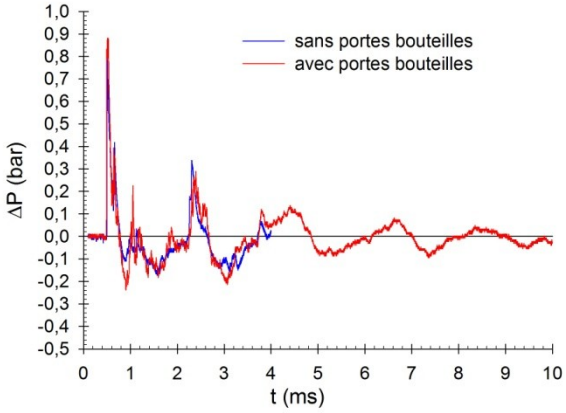


Figure 7.50 : Profils de pressions - capteur IG5 – charge excentrée au fond.

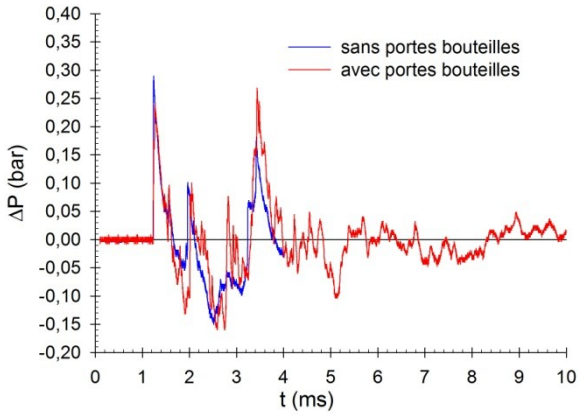


Figure 7.51 : Profils de pressions - capteur IG8 – charge excentrée au fond.

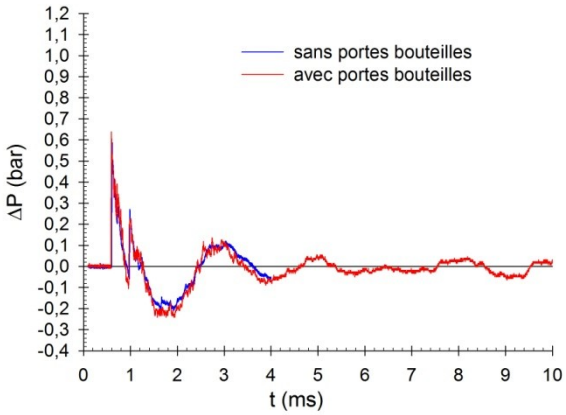


Figure 7.52 : Profils de pressions - capteur IG10 – charge excentrée au fond.

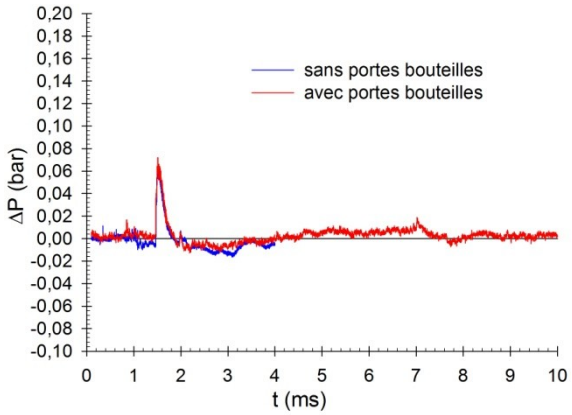


Figure 7.53 : Profils de pressions - capteur EG12 – charge excentrée au fond.

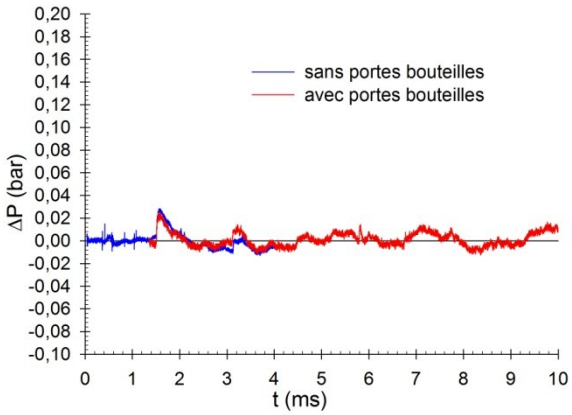


Figure 7.54 : Profils de pressions - capteur EG13 – charge excentrée au fond.

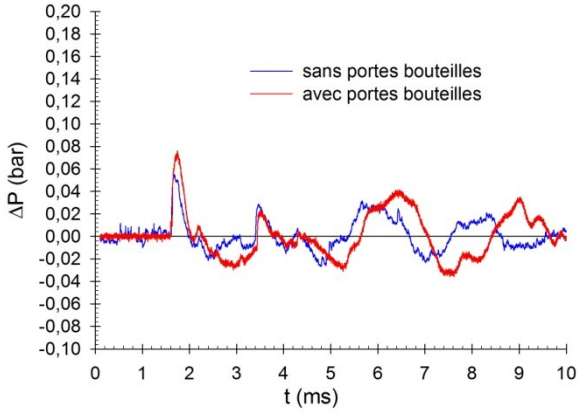


Figure 7.55 : Profils de pressions - capteur EG15 – charge excentrée au fond.

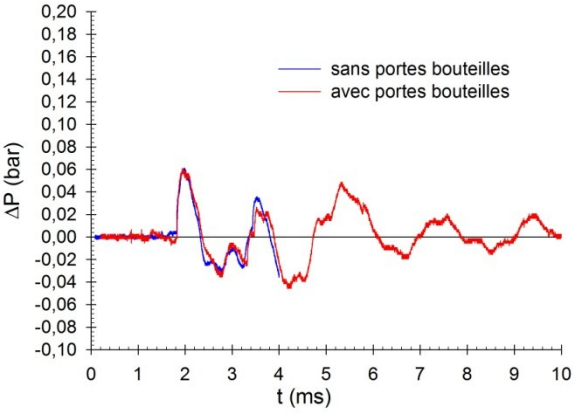


Figure 7.56 : Profils de pressions - capteur EG17 – charge excentrée au fond.

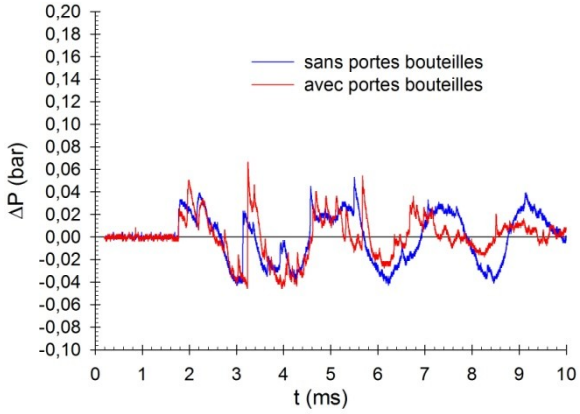


Figure 7.57 : Profils de pressions - capteur EG18 – charge excentrée au fond.

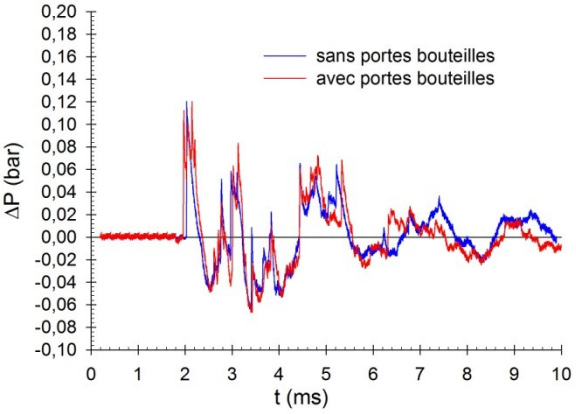


Figure 7.58 : Profils de pressions - capteur EG20 – charge excentrée au fond.

Intéressons nous dans un premier temps aux résultats obtenus pour les capteurs situés à l'intérieur de la structure, à savoir IG1, IG5, IG8 et IG10 afin de mettre en évidence l'apparition de phénomènes qui ont une forte influence sur les caractéristiques physiques étudiées, notamment sur les surpressions incidentes.

Pour le capteur IG1 (figure 7.49) les pics de surpressions incidentes obtenus pour les essais avec la structure (avec et sans portes bouteilles) sont identiques à celui obtenu en champ libre, à savoir 0,99 bar pour la surpression incidente et 0,27 ms pour le temps

d'arrivée. Les premiers pics de surpressions réfléchies apparaissent à 0,38 ms pour les essais avec la structure. Cependant, celui obtenu sans les portes bouteilles est de 0,54 bar contre 0,5 bar pour celui obtenu avec les obstacles. La présence des obstacles engendre également l'apparition de pics de surpressions réfléchies, notamment à 0,7 ms et 0,9 ms dont les amplitudes sont de 0,14 bar et 0,1 bar respectivement. Il y a également la présence de montées en pression à 3,3 ms et 4,4 ms qui atteignent des surpressions de 0,27 bar et 0,18 bar respectivement mais qui ne correspondent pas à des ondes de choc réfléchies. Du fait de ces surpressions réfléchies, sur les 4 premières millisecondes, l'impulsion positive totale réduite obtenue pour l'essai avec les portes bouteilles est 140 % plus importante que celle obtenue sans les obstacles. Au contraire, l'impulsion négative totale réduite pour l'essai avec les portes bouteilles est 14 % plus faible que celle obtenue sans les obstacles. Pour l'essai avec les portes bouteilles et sur 10 millisecondes, l'impulsion négative totale réduite est 42 % plus faible que l'impulsion positive.

Les résultats obtenus pour le capteur IG5 (figure 7.50) sont intéressants car les surpressions incidentes obtenues avec la structure ne correspondent pas à celle obtenue en champ libre qui est de 0,47 bar. En effet, pour une charge positionnée dans l'angle au fond de l'entrepôt et avec la présence de la structure, un pied de Mach se forme rapidement et se propage le long des parois 1 et 2. La figure 7.59 présente le pied de Mach se propageant sur la paroi 1 ainsi que la hauteur de ce pied de Mach au niveau du capteur IG5. Ce capteur se trouve à 0,01 m de la paroi 1 et la hauteur théorique du pied de Mach au niveau de ce capteur est de 0,078 m. Il est donc possible de constater grâce à la figure 7.59 que la première onde de choc arrivant au niveau du capteur IG5 correspond à un pied de Mach, ce qui explique la forte surpression incidente de 0,82 bar obtenue pour l'essai avec la structure seule. De plus, la surpression incidente de 0,93 bar obtenue avec les portes bouteilles ne

correspond pas avec celle obtenue sans les obstacles, ce qui montre que le pied de Mach se propageant le long de la paroi 1 interagit avec les portes bouteilles avant d'atteindre le capteur IG5. L'interaction entre les obstacles et le pied de Mach semble donc amplifier ce dernier. Enfin, les temps d'arrivée des pieds de Mach obtenus avec et sans les portes bouteilles sont plus courts de 60 µs. La présence de la structure engendre également l'apparition de pics réfléchis, notamment celui situé à 0,65 ms donc l'amplitude est de 0,4 bar. Cependant, pour le pic réfléchi situé à 2,3 ms, celui obtenu avec les portes bouteilles est 15 % plus faible que celui obtenu sans. De plus, la présence des obstacles engendre l'apparition de pics réfléchis supplémentaires dont le plus important est de 0,22 bar et est situé à 1 ms.

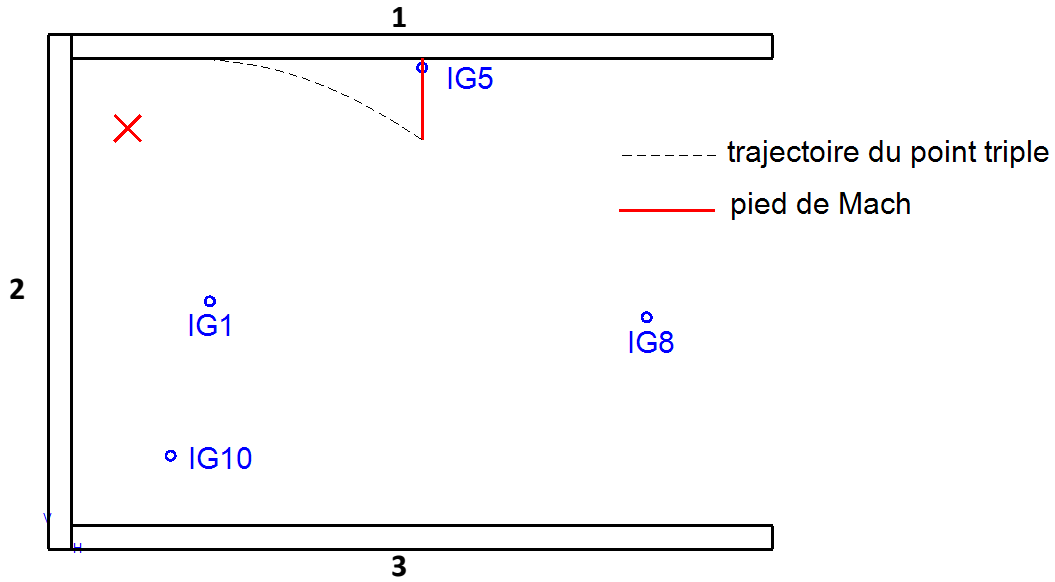


Figure 7.59 : Hauteur du pied de Mach se propageant le long de la paroi 1 au niveau du capteur IG5 et la trajectoire du point triple correspondant.

Concernant les impulsions positives et négatives totales réduites sur les 4 premières millisecondes, celles obtenues pour l'essai avec les portes bouteilles sont respectivement 31 % et 9 % plus élevées que celles obtenues sans les obstacles. Pour l'essai avec les portes bouteilles et sur 10 millisecondes, l'impulsion négative totale réduite est 21 % plus élevée

que l'impulsion positive. Les résultats intermédiaires ainsi que la hauteur du pied de Mach sont regroupés dans le tableau 7.19.

Pour le capteur IG8 (figure 7.51), contrairement au capteur IG5, seule la surpression incidente obtenue pour l'essai avec la structure seule (0,29 bar) est supérieure à la surpression incidente obtenue en champ libre (0,18 bar). En effet, le pic de 0,24 bar présent au niveau des surpressions incidentes correspond à un pic de surpression réfléchie qui suit immédiatement le pic incident qui est donc très peu visible. De même que pour le capteur IG5, la première surpression enregistrée par le capteur IG8 dans le cas où les portes bouteilles ne sont pas présents correspond à un pied de Mach qui se développe le long de la paroi 1. Ce pied de Mach ainsi que la trajectoire du point triple correspond sont observables sur la figure 7.60. Le capteur IG8 se trouve à une distance de 0,277 m de la paroi 1 et la hauteur du pied de Mach se propageant le long de cette paroi est de 0,298 m au niveau du capteur IG8. Cela explique donc l'importante première surpression enregistrée par le capteur IG8. De même que pour les capteurs précédents, la présence des portes bouteilles engendre l'apparition de nombreux pics de surpressions réfléchies et augmente l'intensité de certains pics réfléchis apparaissant pour les deux essais (avec et sans portes bouteilles), notamment celui situé à 3,4 ms dont l'amplitude est augmentée de 50 %.

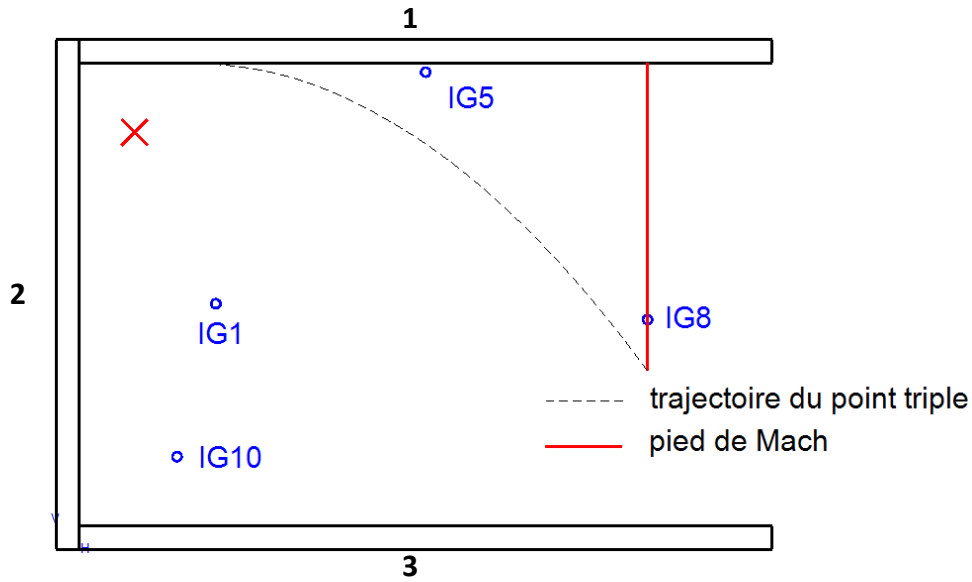


Figure 7.60 : Hauteur du pied de Mach se propageant le long de la paroi 1 au niveau du capteur IG8 et la trajectoire du point triple correspondant.

Concernant les impulsions positives totales réduites sur les 4 premières millisecondes, l'impulsion positive totale réduite obtenue pour l'essai avec les portes bouteilles est 36 % plus importante que celle obtenue sans les obstacles. Au contraire, l'impulsion négative totale réduite pour l'essai avec les portes bouteilles est 10 % plus faible que celle obtenue sans les obstacles. Pour l'essai avec les portes bouteilles et sur 10 millisecondes, l'impulsion négative totale réduite est 10 % plus élevée que l'impulsion positive.

De même que pour les capteurs précédents, les surpressions incidentes obtenues avec la présence de la structure pour le capteur IG10 (figure 7.52) sont supérieures à celle obtenue en champ libre (0,6 bar contre 0,4 bar). Là encore il s'agit d'un pied de Mach se développant le long de la paroi 2. En effet, le capteur IG10 se trouve à 0,106 m de la paroi 2 et la hauteur théorique du pied de Mach se propageant sur la paroi 2 au niveau de ce capteur est de 0,144 m. Cela explique donc les importantes surpressions incidentes obtenues lorsque la structure est présente (avec et sans portes bouteilles). La hauteur du

pied de Mach se propageant le long de la paroi 2 et la trajectoire du point triple correspondant sont représentés sur la figure 7.61. Contrairement aux autres capteurs, la présence des portes bouteilles n'engendre pas l'apparition de pics de surpressions réfléchies significatifs. Le signal est juste perturbé par les obstacles car il oscille légèrement plus que sans les portes bouteilles mais les formes générales des signaux sont identiques. La seule différence porte sur le pic de surpression réfléchie situé à 1 ms pour lequel l'amplitude est de 0,27 bar pour le cas sans les obstacles et de 0,23 bar pour le cas avec.

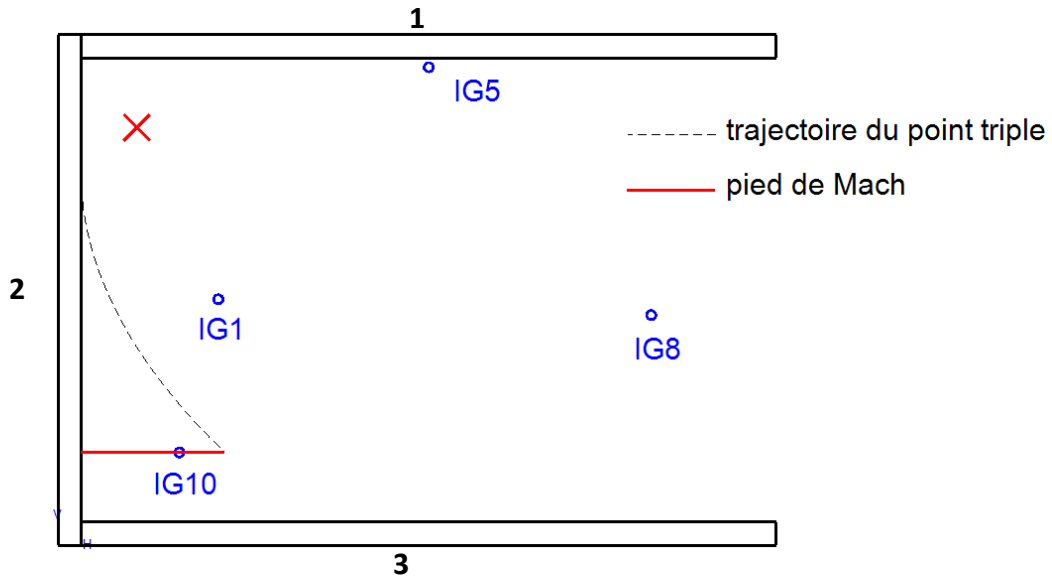


Figure 7.61 : Hauteur du pied de Mach se propageant le long de la paroi 1 au niveau du capteur IG10 et la trajectoire du point triple correspondant.

Concernant les impulsions positives et négatives totales réduites sur les 4 premières millisecondes, celles obtenues pour l'essai avec les portes bouteilles sont respectivement 4 % et 26 % plus élevées que celles obtenues sans les obstacles. Pour l'essai avec les portes bouteilles et sur 10 millisecondes, l'impulsion négative totale réduite est 44 % plus élevée que l'impulsion positive.

Les tableaux 7.17 et 7.18 regroupent les résultats en termes d'impulsions positives et négatives totales réduites obtenues pour les capteurs situés à l'extérieur de la structure.

capteurs	Z (m.kg$^{-1/3}$)	$I^{+}_{tot,SPB}$ (Pa.s.kg$^{-1/3}$)	$I^{+}_{tot,APB}$ (Pa.s.kg$^{-1/3}$)	Ecart (%)
IG1	2,28	118,83	285,78	140
IG5	3,58	142,55	186,05	31
IG8	6,57	98,15	133,65	36
IG10	3,92	180,29	186,89	4

Tableau 7-17 : Impulsions positives totales réduites obtenues sur les 4 premières millisecondes avec et sans portes bouteilles (APB, SPB) pour les capteurs IG1, IG5, IG8 et IG10 pour des essais avec la charge excentrée au fond.

capteurs	Z (m.kg$^{-1/3}$)	$I^{-}_{tot,SPB}$ (Pa.s.kg$^{-1/3}$)	$I^{-}_{tot,APB}$ (Pa.s.kg$^{-1/3}$)	Ecart (%)
IG1	2,28	-191,47	-165,33	-14
IG5	3,58	-219,62	-239,12	9
IG8	6,57	-121,36	-109,05	-10
IG10	3,92	-189,66	-239,44	26

Tableau 7-18 : Impulsions négatives totales réduites obtenues sur les 4 premières millisecondes avec et sans portes bouteilles (APB, SPB) pour les capteurs IG1, IG5, IG8 et IG10 pour des essais avec la charge excentrée au fond.

La figure 7.62 présente les données utilisées pour calculer la hauteur du pied de Mach.

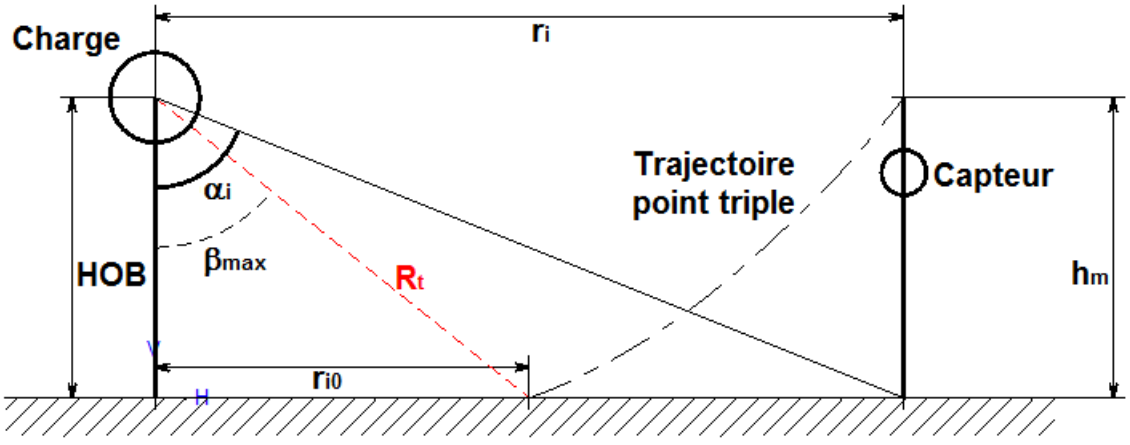


Figure 7.62 : Schéma pour le calcul de la hauteur du pied de Mach, vue de dessus.

La démarche suivie pour le calcul de la hauteur du pied de Mach h_m est la même que celle présentée dans le chapitre 2 du présent mémoire : « dispositif expérimental ». Les

résultats intermédiaires ainsi que la hauteur du pied de Mach sont regroupés dans le tableau 7.19.

Capteurs	Paroi sur laquelle se développe le PDM	M_0	β_{max} (°)	r_{i0} (m)	r_i (m)	h_m (m)
IG5	1	1,99	40,77	0,065	0,315	0,078
IG8					0,555	0,298
IG10	2	2,2	40,45	0,051	0,35	0,144

Tableau 7-19 : Résultats des calculs pour les hauteurs des pied de Mach (PDM).

Il est important de noter que pour le cas avec la structure seule, le pied de Mach se propageant sur la paroi 1 s'étend sur presque toute la largeur de l'entrepôt lorsqu'il arrive au niveau de la sortie. En effet, la largeur de l'entrepôt est de 0,5 m et à cette distance la hauteur du pied de Mach est de 0,485 m. La figure 7.63 illustre ce cas.

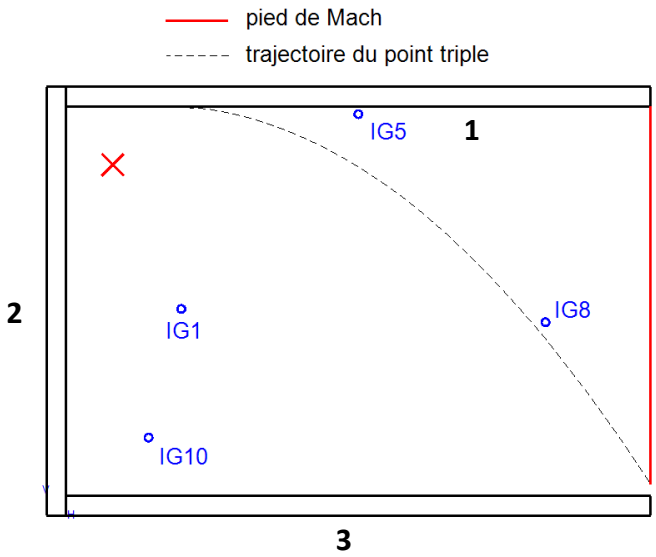


Figure 7.63 : Représentation du pied de Mach se propageant le long de la paroi 1 lorsqu'il atteint la sortie de l'entrepôt.

Pour les capteurs EG12 (figure 7.53) et EG13 (figure 7.54), la structure (avec et sans les portes bouteilles) joue le rôle d'écran car les surpressions incidentes obtenues sont de 0,065 bar et 0,027 bar au lieu de 0,36 bar et 0,3 bar respectivement. De même, les temps

d'arrivée sont affectés par la présence de la structure car ils sont retardés de 800 µs et 730 µs pour EG12 et EG13 respectivement. De plus, comme il est possible de l'observer sur les figures 7.53 et 7.54, les portes bouteilles n'ont aucune influence sur les surpressions incidentes. Il n'y a pas de pics de réflexions pour le capteur EG12 et ceux apparaissant pour le capteur EG13 sont très faibles car ils sont inférieurs à 0,01 bar. Concernant les impulsions positives et négatives totales réduites obtenues sur les 4 premières millisecondes, elles sont très faibles et sont inférieures à 20 $Pa.s.kg^{-1/3}$. Les tableaux 7.20 et 7.21 présentent les résultats obtenus.

Premièrement, pour le capteur EG15 (figure 7.55), le signal de pression obtenu pour l'essai avec la structure seule est sûrement biaisé car il est beaucoup bruité et la surpression incidente obtenue est 27 % plus faible que celle obtenue avec les portes bouteilles. Ce résultat n'est pas cohérent avec celui obtenu pour la charge excentrée à l'entrée et pour lequel il n'y avait pas de différence sur les surpressions incidentes. Les résultats obtenus pour le cas sans portes bouteilles n'étant pas fiables, il ne sera donc pas commenté et utilisé comme moyen de comparaison avec le cas avec les obstacles.

De même que pour les deux capteurs précédents, la surpression incidente obtenue pour le capteur EG15 (figure 7.55) avec les portes bouteilles est 65 % plus faible que celle obtenue en champ libre (0,22 bar). Le temps d'arrivée est également retardé de 660 µs par rapport à celui obtenu en champ libre (0,95 ms). Contrairement aux capteurs EG12 et EG13, il existe des pics de surpressions réfléchies, notamment à 3,4 ms dont l'amplitude est de 0,022 bar. Il est également possible d'observer des montées en pression de l'ordre de 0,05 bar après 5 ms qui participent à l'augmentation de l'impulsion positive totale réduite. Les

impulsions positives et négatives totales réduites sont de 89,17 et -76,37 $Pa.s.kg^{-1/3}$ respectivement.

Pour le capteur EG17 (figure 7.56), les premières ondes de pressions incidentes obtenues avec la structure (avec et sans les portes bouteilles) ne correspondent pas à des ondes de choc incidentes car les temps de montée sont de 150 µs, ce qui est nettement supérieur aux temps de montée enregistrés pour des ondes de choc. Les portes bouteilles n'ont aucune influence sur les surpressions incidentes car elles sont identiques pour les deux essais (avec et sans obstacle). De même que pour les capteurs précédents situés à l'extérieur de la structure, les surpressions incidentes obtenues avec et sans les portes bouteilles sont 67 % plus faibles que celle obtenue en champ libre (0,18 bar) et les temps d'arrivée sont retardés de 530 µs. De plus, pour ce capteur, il n'existe pas d'onde de choc réfléchie mais plutôt des ondes de pressions. Concernant les impulsions positives totales réduites, les impulsions positives totales réduites obtenues sur les quatre premières millisecondes pour les essais avec et sans les portes bouteilles sont similaires puisque l'écart entre les deux est de 1 %. L'impulsion négative totale réduite pour l'essai avec les portes bouteilles est 14 % plus faible que celle obtenue sans les obstacles. Pour l'essai avec les portes bouteilles et sur 10 millisecondes, l'impulsion négative totale réduite est 26 % plus faible que l'impulsion positive.

Les surpressions incidentes obtenues pour le capteur EG18 (figure 7.57) pour les essais avec et sans portes bouteilles sont 73 % et 79 % plus faibles que celle obtenue en champ libre (0,12 bar). Cependant, les temps d'arrivée sont identiques, c'est-à-dire 1,8 ms. De plus, la présence des portes bouteilles a une influence sur les surpressions incidentes car celle obtenue lorsqu'ils sont présents est 24 % plus faible que celle obtenue avec les

obstacles. Contrairement au capteur EG17, des pics de surpressions apparaissent avec la présence des portes bouteilles, notamment ceux présents à 2 ms et 3,2 ms dont les amplitudes sont respectivement de 0,05 bar et 0,07 bar. Concernant les impulsions positives et négatives totales réduites, celles obtenues pour l'essai avec les portes bouteilles sont respectivement toutes les deux 25 % plus faibles que celles obtenues sans les obstacles.

Enfin, pour le capteur EG20 (figure 7.58), les résultats sont intéressants car il a été vu plus haut que l'onde de choc sortant de la structure dans le cas sans portes bouteilles correspond en fait à un pied de Mach, ce qui peut expliquer la surpression incidente plus importante obtenue pour le cas sans les obstacles (0,12 bar au lieu de 0,1 bar en champ libre). Cependant, les temps d'arrivée entre le cas sans portes bouteilles et celui obtenu en champ libre sont identiques. Pour le cas avec les portes bouteilles, la surpression incidente est également plus importante que celle obtenue en champ libre mais 8 % plus faible que celle obtenue sans les obstacles. De plus, l'onde de choc incidente obtenue pour le cas avec les portes bouteilles arrive 80µs plus tôt que l'onde de choc incidente. La présence des obstacles engendre l'apparition de pics de surpressions réfléchies, notamment ceux situés à 2,1 ms et 3,1 ms dont les amplitudes sont respectivement de 0,12 bar et 0,08 bar. Cependant, excepté les surpressions incidentes et les pics de surpressions réfléchies mentionnés précédemment, les signaux de pression obtenus avec et sans les portes bouteilles ont de façon générale la même évolution. Les impulsions positives totales réduites obtenues avec et sans les obstacles sont similaires car ils diffèrent de seulement 1 %. Cependant, l'impulsion négative totale réduite pour le cas avec portes bouteilles est 16 % plus élevée que celle obtenue avec la structure seule.

Les tableaux 7.20 et 7.21 regroupent les résultats en termes d'impulsions positives et négatives totales réduites obtenues pour les capteurs situés à l'extérieur de la structure.

capteurs	Z (m.kg$^{-1/3}$)	$I^{+}_{tot,SPB}$ (Pa.s.kg$^{-1/3}$)	$I^{+}_{tot,APB}$ (Pa.s.kg$^{-1/3}$)	Ecart (%)
EG12	4,20	11,42	18,02	58
EG13	4,66	10,86	11,96	10
EG15	5,36		26,44	
EG17	6,79	32,43	32,91	1
EG18	8,68	94,8428	71,12	-25
EG20	9,89	98,4942	99,6051	1

Tableau 7-20 : Impulsions positives totales réduites obtenues sur les 4 premières millisecondes avec et sans portes bouteilles (APB, SPB) pour les capteurs EG12, EG13, EG15, EG17, EG18 et EG20 pour des essais avec la charge excentrée au fond.

capteurs	Z (m.kg$^{-1/3}$)	$I^{-}_{tot,SPB}$ (Pa.s.kg$^{-1/3}$)	$I^{-}_{tot,APB}$ (Pa.s.kg$^{-1/3}$)	Ecart (%)
EG12	4,20	-19,68	-11,94	-39
EG13	4,66	-12,17	-8,19	-33
EG15	5,36		-24,47	
EG17	6,79	-26,61	-22,79	-14
EG18	8,68	-96,5194	-72,51	-25
EG20	9,89	-82,2205	-95,451	16

Tableau 7-21 : Impulsions négatives totales réduites obtenues sur les 4 premières millisecondes avec et sans portes bouteilles (APB, SPB) pour les capteurs EG12, EG13, EG15, EG17, EG18 et EG20 pour des essais avec la charge excentrée au fond.

7.6 – Comparaison entre les résultats expérimentaux et numériques

La méthode suivie pour comparer les résultats numériques et expérimentaux diffère de celle employée pour la configuration précédente mettant en jeu la détonation d'une charge explosive dans un atelier pyrotechnique. En effet, les résultats seront appuyés par des images issues des calculs numériques et tous les signaux ne seront pas présentés. L'accent sera mis sur la comparaison des surpressions incidentes, des impulsions positives et des temps d'arrivée puis sur le contournement des parois de l'entrepôt par l'onde de choc incidente.

Pour les simulations numériques de cette configuration, un équivalent TNT massique moyen $<Eq_{m,TNT}>$ de 0,79 $m.kg^{-1/3}$ a été retenu (contrairement à 0,68 pour la configuration précédente). En accord avec les résultats présentés dans le chapitre précédent sur l'équivalent TNT, cet équivalent TNT massique moyen de 0,79 correspond à des écarts de maximum 5 % sur les surpressions incidentes entre l'expérimental et le numérique pour une plage de distances radiales réduites comprises entre 3,11 et 7,52 $m.kg^{-1/3}$. Cet équivalent TNT massique moyen a été choisi car il correspond à la plage de distances radiales réduites dans laquelle se trouve le plus de capteurs. La masse de TNT correspondante à simuler est de 575 mg, soit une sphère de TNT de 4,38 mm de rayon. Dans le but de réduire le temps de calcul, un maillage évolutif a été créé. En effet, jusqu'à une distance de 30 cm après les parois de la structure, une taille de maille de 5 mm a été adoptée, puis la taille des mailles augmente progressivement jusqu'aux limites du domaine. Les figures 7.64 et 7.65 illustrent cette évolution de la taille des mailles. Le nombre total de mailles s'élève à 11 550 000.

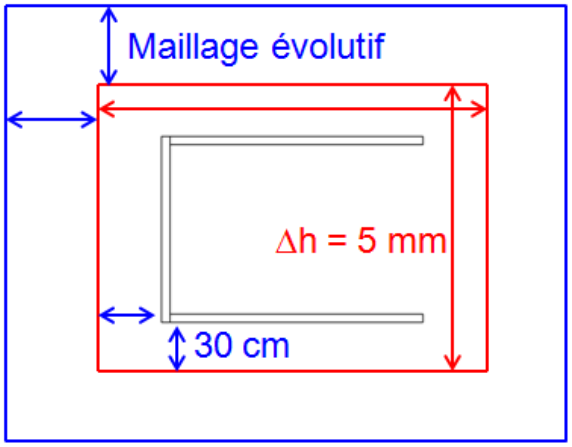


Figure 7.64 : Schéma des tailles de mailles utilisées pour les calculs numériques, vue de dessus.

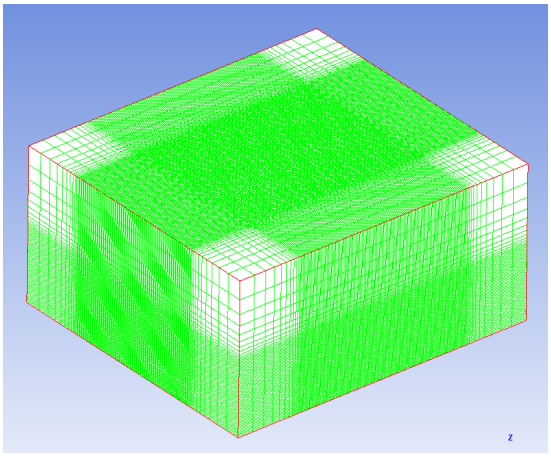


Figure 7.65 : Représentation 3D du maillage évolutif utilisé pour les calculs numériques.

Remarque : il est important de noter que les simulations numériques ont été effectuées uniquement dans les cas où les portes bouteilles sont présents.

7.6.1 – Capteurs situés à l'intérieur de la structure

La figure 7.66 rappelle la position des capteurs situés à l'intérieur de l'entrepôt ainsi que les différentes positions des charges explosives et des portes bouteilles.

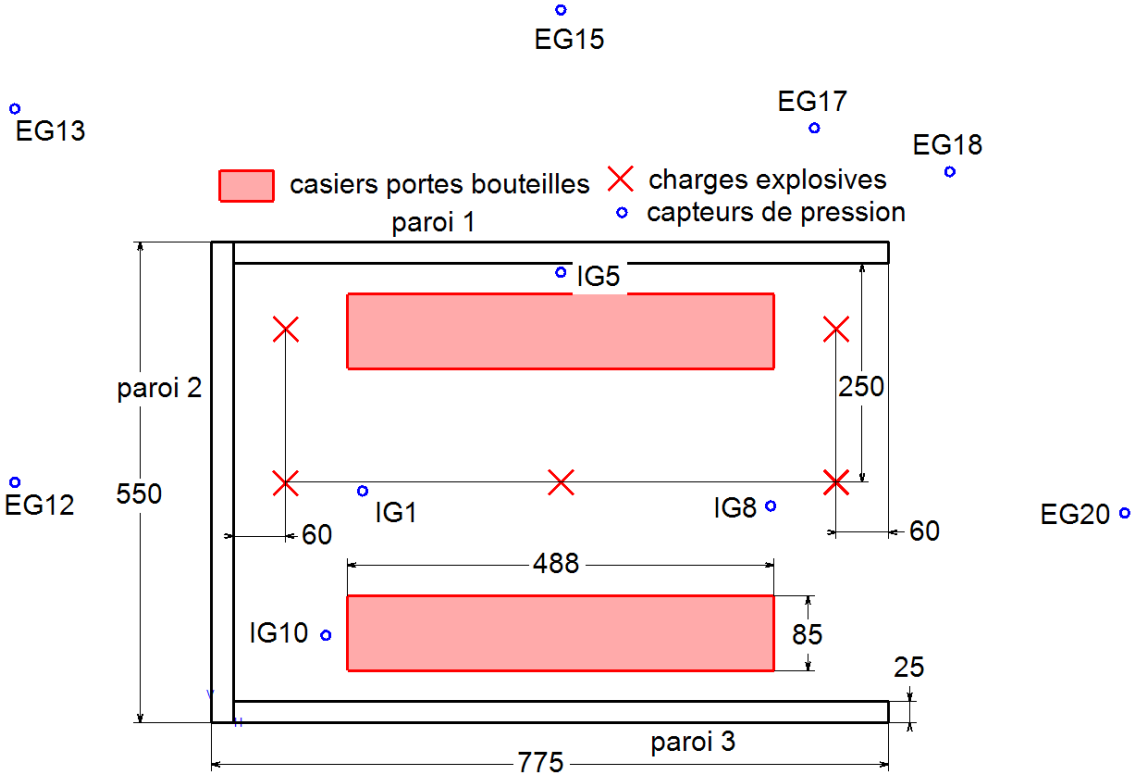


Figure 7.66 : Positions des capteurs situés à l'intérieur de l'entrepôt et des portes bouteilles ainsi que les différentes positions des charges explosives, vue de dessus.

Les tableaux 7.22 et 7.23 regroupent les résultats obtenus en termes de surpressions incidentes et d'impulsions positives totales pour le capteur IG1.

Position de charge	ΔP^+_{exp} (bar)	ΔP^+_{num} (bar)	Ecart (%)
A	0,97	0,99	2,1
B	1,12	1,18	5,4
C	0,81	0,77	-4,9
D	0,19	0,19	0
E	0,18	0,15	-16,7

Tableau 7-22 : Ecarts obtenus sur les surpressions incidentes entre expérimental et numérique pour le capteur IG1.

Position de charge	I^+_{exp} (Pa.s.kg$^{-1/3}$)	I^+_{num} (Pa.s.kg$^{-1/3}$)	Ecart (%)
A	476	128	-73
B	192	168	-12
C	309	169	-45
D	310	147	-52
E	168	82	-51

Tableau 7-23 : Ecarts obtenus sur les impulsions positives totales réduites entre expérimental et numérique pour le capteur IG1.

Premièrement, pour le capteur IG1 qui est situé au fond de l'entrepôt, les surpressions incidentes concordent bien entre les résultats expérimentaux et numériques puisque les écarts sont très faibles, en particulier lorsque la charge est centrée à l'entrée (position D sur la figure 7.66). En effet, pour cette position de charge, la surpression incidente obtenue numériquement correspond parfaitement à celle obtenue expérimentalement, à savoir 0,19 bar. La figure 7.67 montre les profils de pressions obtenus pour cette position de charge. Ce résultat est tout à fait cohérent avec l'équivalent TNT massique moyen $<Eq_{m,TNT}>$ de 0,79 utilisé pour les simulations numériques puisque le capteur IG1 est situé à une distance radiale réduite de 6,43 $m.kg^{-1/3}$ de la charge positionnée en D, valeur se trouvant dans la plage de distances radiales réduites correspondant à cet équivalent TNT massique moyen. Il en est de même pour la position où la charge est excentrée à l'entrée (position E). Cependant, pour cette position de charge, l'écart sur les surpressions incidentes entre expérimental et numérique est de 16,7 %. Il sera vu par la suite que lorsqu'un obstacle se trouve sur le passage de l'onde de choc incidente, les écarts sur les surpressions incidentes deviennent significatifs, même si les capteurs sont situés dans la bonne plage de distances radiales réduites correspondant à l'équivalent TNT massique moyen $<Eq_{m,TNT}>$ utilisé. Les écarts entre les résultats expérimentaux et numériques peuvent s'expliquer par la taille des mailles utilisée pour les calculs numériques. En effet, une seule maille est présente entre deux bouteilles, ce qui peut n'est pas nécessaire pour obtenir une bonne représentation des phénomènes physiques se passant réellement entre deux bouteilles de gaz.

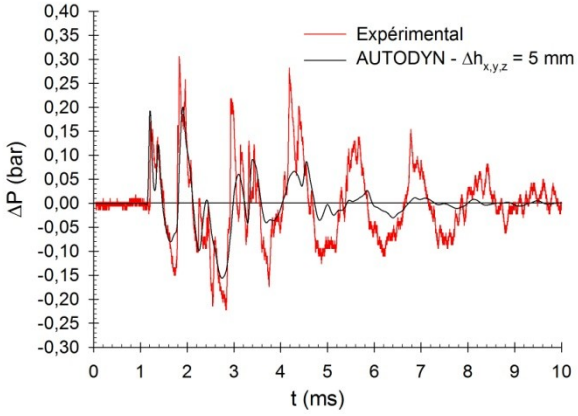


Figure 7.67 : Profils de pressions, capteur IG1, expérimental et numérique, charge centrée à l'entrée de l'entrepôt (position D).

En termes d'impulsions positives totales réduites, les résultats montrent la même tendance que pour la configuration précédente (détonation d'une charge explosive dans un atelier pyrotechnique), à savoir que les écarts sur les impulsions positives totales réduites sont plus importants que pour les surpressions incidentes. En effet, il est à rappeler que l'équivalent TNT massique moyen utilisé pour les simulations numériques a été établi en termes de surpressions incidentes. La tendance générale des résultats montre que les impulsions positives totales réduites obtenues numériquement sont inférieures à celles obtenues expérimentalement. Néanmoins, expérimentalement la position de charge la plus critique en termes d'efforts mécaniques subis au niveau du capteur IG1 est celle située excentrée au fond de l'entrepôt tandis que numériquement la position de charge la plus critique est celle située centrée au fond et centrée au milieu de l'entrepôt.

Les tableaux 7.24 et 7.25 regroupent les résultats obtenus en termes de surpressions incidentes et d'impulsions positives totales pour le capteur IG1.

Position de charge	ΔP^+_{exp} (bar)	ΔP^+_{num} (bar)	Ecart (%)
A	0,87	0,86	-1,15
B	0,32	0,17	-46,9
C	0,71	0,28	-60,6
D	0,32	0,2	-37,5
E	0,85	0,86	1,2

Tableau 7-24 : Ecarts obtenus sur les surpressions incidentes entre expérimental et numérique pour le capteur IG5.

Position de charge	I^+_{exp} (Pa.s.kg$^{-1/3}$)	I^+_{num} (Pa.s.kg$^{-1/3}$)	Ecart (%)
A	315	268	-15
B	336	200	-40
C	384	150	-61
D	360	157	-56
E	305	229	-25

Tableau 7-25 : Ecarts obtenus sur les impulsions positives totales réduites entre expérimental et numérique pour le capteur IG5.

Premièrement, il est important de remarquer les faibles écarts obtenus sur les surpressions incidentes pour les positions de charges excentrées à l'entrée et au fond de l'entrepôt (respectivement les positions A et E). En effet, il a été vu que pour ces positions de charges, un pied de Mach apparaissait et se propageait le long de la paroi longeant le capteur IG5 (paroi 1). Pour ces positions de charge, les premières surpressions enregistrées sont plus grandes de 80 % par rapport aux surpressions incidentes attendues en champ libre au niveau du capteur IG5. Ces résultats montrent donc une très bonne restitution du phénomène de pied de Mach le long des parois par le logiciel AUTODYN. De plus, les positions de charges A et E étant symétriques par rapport au capteur IG5 (figure 7.66), il est également important de noter la bonne symétrie dans les calculs numériques puisque pour les deux positions de charge les premières surpressions enregistrées sont identiques et sont égales à 0,86 bar. Il est possible de retrouver ce résultat pour les impulsions positives totales réduites car l'écart sur cette caractéristique entre les deux positions de charges excentrées (positions A et E) est seulement de 3,2 % pour les essais expérimentaux. Pour les calculs numériques l'écart est un peu plus important puisqu'il est de 14,6 %.

La figure 7.68 montre la propagation du pied Mach se propageant le long de la paroi 1 pour une détonation excentrée au fond de l'entrepôt (position A), 0,5 ms après la détonation de la charge gazeuse, ce qui correspond au temps d'arrivée de l'onde de Mach au

niveau du capteur IG5. Les champs de pressions représentés sur cette figure sont pris au niveau du sol.

Remarque : L'échelle de pression située sur la figure est en pression absolue, il faut donc enlever 101 332 kPa (pression atmosphérique prise en compte par AUTODYN) pour obtenir la surpression relative.

Pour le capteur IG5, expérimentalement, la configuration la plus désavantageuse est celle où la charge explosive est centrée au milieu de l'entrepôt (position C) alors que numériquement, la position la plus critique est celle où la charge est excentrée au fond de l'entrepôt (position A, figure 7.68).

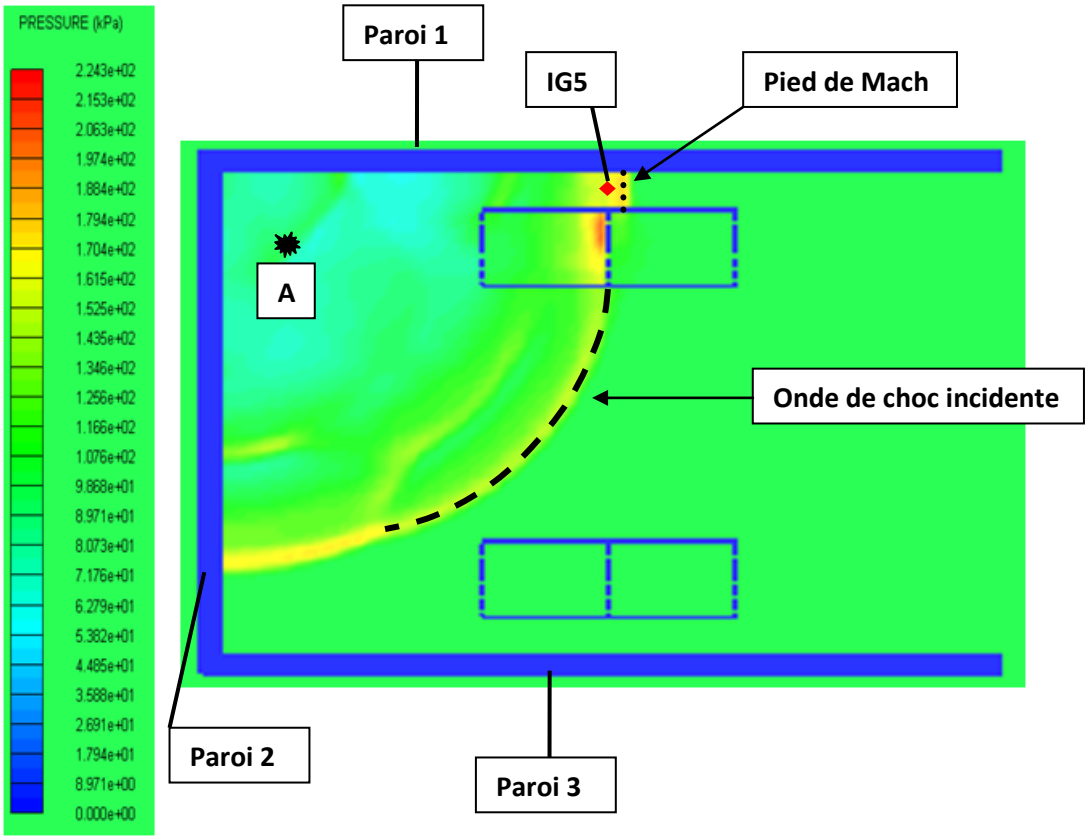


Figure 7.68 : Champs de pressions obtenus par calculs numériques 0,5 ms après la détonation pour une détonation excentrée au fond de l'entrepôt (position A),vue de dessus.

Sur la figure 7.68, il est possible d'observer de fortes surpressions au niveau du sol à l'intérieur du porte bouteilles situé à proximité du capteur IG5. Cela montre clairement que les portes bouteilles génèrent des ondes de choc réfléchies de fortes intensités. En effet, la surpression enregistrée par le capteur IG5 au passage de l'onde de Mach est de 0,87 bar, ce qui est inférieur à la surpression qu'il est possible d'observer à l'intérieur du porte bouteilles (de l'ordre d'1 bar).

Pour les positions de charges centrées au fond et à l'entrée de l'entrepôt ainsi que pour celle centrée au milieu de l'entrepôt, les surpressions incidentes obtenues expérimentalement et numériquement présentent de grands écarts. Pour ces positions de charges, l'onde de choc incidente est perturbée par le porte bouteilles situé devant le capteur IG5. De même que pour le capteur IG1, les résultats montrent ici aussi que dès que l'onde incidente rencontre un obstacle avant d'atteindre le capteur les écarts entre numérique et expérimental augmentent significativement. En effet, les premières surpressions enregistrées numériquement par le capteur IG5 sont plus faibles de 46,9 %, 60,6 % et 35,5 % pour les positions B, C et D respectivement par rapport aux surpressions enregistrées expérimentalement. La figure 7.69 montre les profils de pression obtenus par le capteur IG5 pour la détonation d'une charge explosive centrée au fond de l'entrepôt (position B) et la figure 7.70 représente les champs de pressions enregistrés numériquement pour une charge également positionnée en B et obtenus 0,6 ms après la détonation.

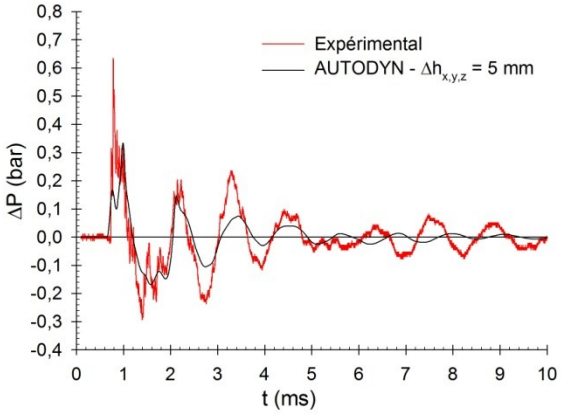


Figure 7.69 : Profils de pressions, capteur IG5, expérimental et numérique, charge centrée au fond de l'entrepôt (position B).

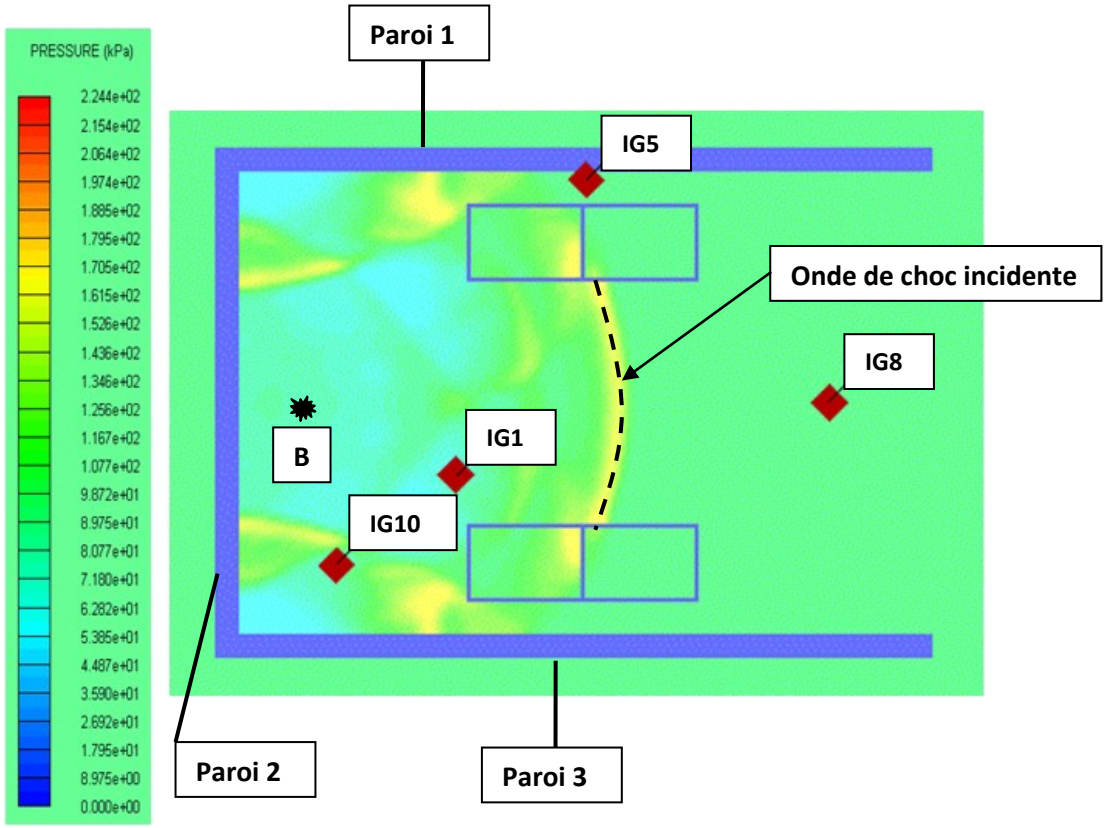


Figure 7.70 : Champs de pressions obtenus par calculs numériques 0,6 ms après la détonation pour une détonation centrée au fond de l'entrepôt (position B), vue de dessus.

Pour finir avec surpressions incidentes et les impulsions positives totales réduites pour les capteurs situés à l'intérieur de la structure, les tableaux 7.26 et 7.27 regroupent les résultats obtenus en termes de surpressions incidentes et d'impulsions positives totales

pour le capteur IG8 et les tableaux 7.28 et 7.29 regroupent les résultats obtenus pour le capteur IG10.

Position de charge	ΔP^+_{exp} (bar)	ΔP^+_{num} (bar)	Ecart (%)
A	0,18	0,16	-11,1
B	0,23	0,18	-21,7
C	0,74	0,7	-5,41
D	1,15	1,31	13,9
E	0,98	0,93	-5,1

Tableau 7-26 : Ecarts obtenus sur les surpressions incidentes entre expérimental et numérique pour le capteur IG8.

Position de charge	I^+_{exp} (Pa.s.kg$^{-1/3}$)	I^+_{num} (Pa.s.kg$^{-1/3}$)	Ecart (%)
A	183	96	-48
B	352	168	-52
C	305	158	-48
D	164	115	-30
E	171	112	-35

Tableau 7-27 : Ecarts obtenus sur les impulsions positives totales réduites entre expérimental et numérique pour le capteur IG8.

Position de charge	ΔP^+_{exp} (bar)	ΔP^+_{num} (bar)	Ecart (%)
A	0,64	0,66	3,1
B	1,32	1,28	-3,03
C	0,47	0,29	-38,3
D	0,1	0,09	-10
E	0,11	0,08	-27,3

Tableau 7-28 : Ecarts obtenus sur les surpressions incidentes entre expérimental et numérique pour le capteur IG10.

Position de charge	I^+_{exp} (Pa.s.kg$^{-1/3}$)	I^+_{num} (Pa.s.kg$^{-1/3}$)	Ecart (%)
A	241	221	-8,8
B	209	161	-23
C	229	128	-44
D	265	92	-65
E	272	180	-34

Tableau 7-29 : Ecarts obtenus sur les impulsions positives totales réduites entre expérimental et numérique pour le capteur IG10.

Concernant le capteur IG8, les surpressions incidentes obtenues numériquement pour la charge centrée au milieu de l'entrepôt (position C) et la charge excentrée à l'entrée (position E) qui sont respectivement 5,41 % et 5,1 % plus faibles que celles obtenues expérimentalement. Cependant, les écarts obtenus sur les surpressions incidentes sont plus importants pour les autres positions de charges. L'écart obtenu pour la charge centrée à l'entrée de l'entrepôt (position D) vient du fait que le capteur IG8 est très proche de la charge et donc très loin de la plage de distances radiales réduites correspondant à l'équivalent TNT massique moyen utilisé. L'écart important obtenu pour une charge centrée

au fond de l'entrepôt (position B) provient du fait que la charge est très proche de la paroi 2 et donc l'onde de choc réfléchie provenant de cette paroi suit immédiatement l'onde de choc incidente et il est donc très difficile de lire le pic de surpression sur les signaux de pressions. Pour la position charge excentrée au fond de l'entrepôt (position A), la présence du porte bouteilles agit sur l'onde de choc incidente et engendre un écart sur la surpression incidente.

Pour les deux méthodes, expérimentale et numérique, la position de la charge explosive la plus critique en termes d'impulsions positives totales réduites est celle centrée au fond de l'entrepôt, bien que se soit également pour cette position (position B) que l'écart entre les résultats numériques et expérimentaux soit le plus important (52 %).

Pour le capteur 10, les trois positions les plus éloignés de la charge montrent des écarts (positions C, D et D) importants sur les surpressions incidentes. En effet, pour ces trois positions de charges, l'onde de choc incidente est perturbée par la présence d'un porte bouteilles, comme il l'a été le cas pour les capteurs IG1, IG5 et IG8 pour d'autres positions de charges. Les résultats obtenus pour les charges positionnées au fond de l'entrepôt (positions A et B) sont intéressants puisqu'il a été vu précédemment grâce aux résultats expérimentaux qu'un pied de Mach se développait et se propageait le long de la paroi 2, notamment pour la charge excentrée au fond (position A). Il est possible d'observer très distinctement sur la figure 7.71 que les résultats numériques restituent parfaitement ce pied de Mach. Il est à noter que sur la figure 7.71 les bouteilles sont visibles car il s'agit d'une coupe horizontale située 0,05 m au dessus du sol, soit 1 m à échelle réelle.

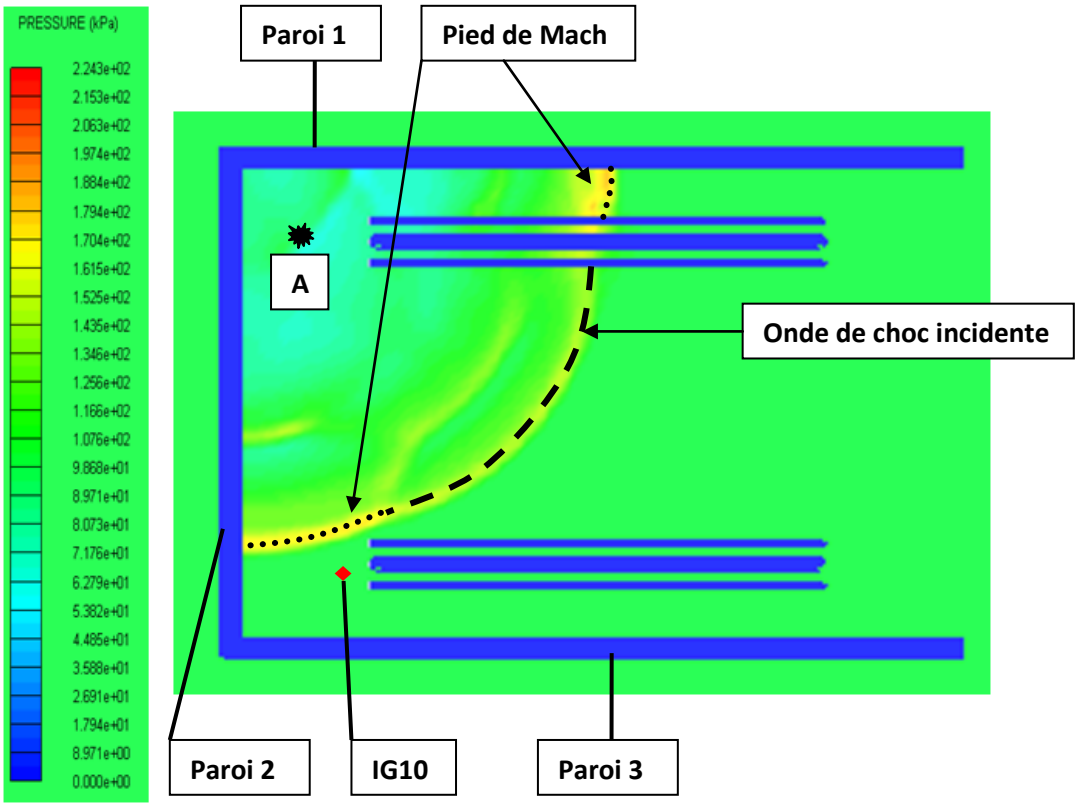


Figure 7.71 : Champs de pressions obtenus par calculs numériques 0,5 ms après la détonation pour une détonation excentrée au fond de l'entrepôt (position A), vue de dessus.

En effet, pour cette position de charge (position A), la surpression incidente obtenue numériquement est 3,1 % plus grande que celle obtenue expérimentalement tandis que pour une charge centrée au fond (position B) la valeur numérique est 3 % plus faible que la valeur expérimentale. La figure 7.72 montre les signaux de pression obtenus expérimentalement et numériquement pour le capteur IG10 pour une charge excentrée au fond de l'entrepôt.

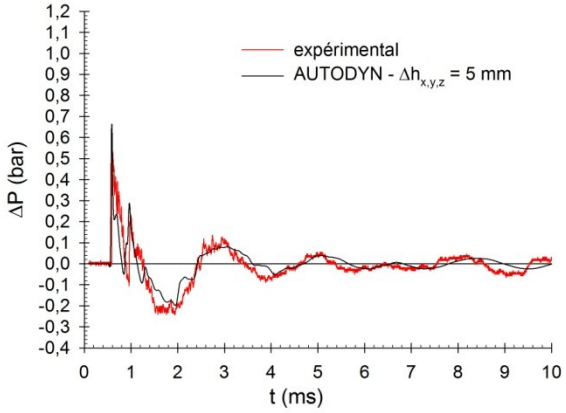


Figure 7.72 : Profils de pressions, capteur IG10, expérimental et numérique, charge excentrée au fond de l'entrepôt (position A).

En termes d'impulsions positives totales réduites, l'écart le plus faible entre les valeurs expérimentales et numériques est obtenu pour la charge excentrée au fond de l'entrepôt (position A) (valeur numérique 8,8 % plus faible que celle expérimentale). Pour les autres positions de charge, les écarts entre les impulsions positives totales réduites expérimentales et numériques sont importants, ce qui va dans le même sens que les 3 autres capteurs situés à l'intérieur de l'entrepôt (IG1, IG5 et IG8).

Expérimentalement, la configuration la plus désavantageuse en termes d'efforts mécanique subis au niveau du capteur IG10 est celle où la charge explosive est excentrée à l'entrée de l'entrepôt (position E) alors que numériquement, la position la plus critique est celle où la charge est excentrée au fond de l'entrepôt (position A), soit la position opposée à la position E.

Concernant les temps de phase d'arrivée, pour les positions de charges excentrée à l'entrée (position E) et centrée au milieu de l'entrepôt (position C), les écarts entre les résultats numériques et expérimentaux sont inférieurs à 5 %. Les capteurs IG8 et IG10 des positions de charge centrée au fond (position B) et centrée à l'entrée (position D) présentent

des écarts sur les temps d'arrivée entre les résultats numériques et expérimentaux supérieurs à 10 %, l'onde de choc incidente issue des calculs numériques arrivant plus tôt que celle des expériences. Il en est de même pour le capteur IG1 pour les positions de charge excentrée (position A) et centrée (position B) au fond de l'entrepôt. En effet, pour ces positions de charge, le capteur IG1 présente également des écarts sur les temps d'arrivée supérieurs à 10 %.

Pour finir avec les capteurs situés à l'intérieur de la structure, il peut être intéressant de corréler le signal de pression obtenu expérimentalement par un capteur avec les images obtenues suite aux calculs numériques afin de montrer qu'il est possible d'identifier les au moins les premiers pics de surpressions incidents et réfléchis grâce aux temps d'arrivée. Le capteur IG1 est choisi pour cette étude et la position de la charge choisie est centrée à l'entrée de l'entrepôt (position D). La figure 7.73 présente les signaux de pression expérimentaux et numériques obtenus pour le capteur IG1 pour cette configuration. Le but sera ici d'identifier les premiers pics de surpressions réfléchies, c'est-à-dire jusqu'à 4ms.

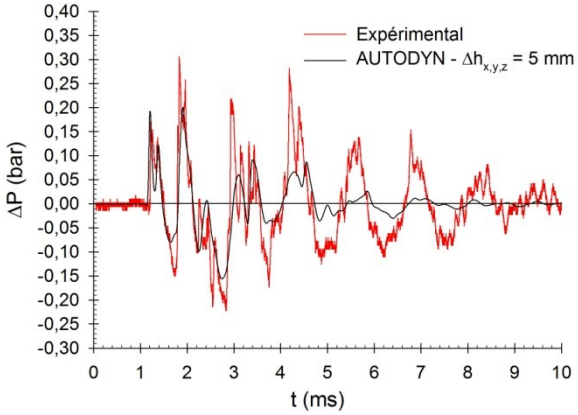


Figure 7.73 : Profils de pressions, capteur IG1, expérimental et numérique, charge centrée à l'entrée de l'entrepôt (position D).

Les figures 7.74 à 7.76 présentent une séquence d'images enregistrées sous AUTODYN montrant les champs de pression au niveau du sol et allant de 0,6 ms à 4 ms. Seul l'étiquette désignant le capteur IG1 est présent car il est le capteur d'intérêt pour l'étude ci-dessous sur les figures 7.74 à 7.76.

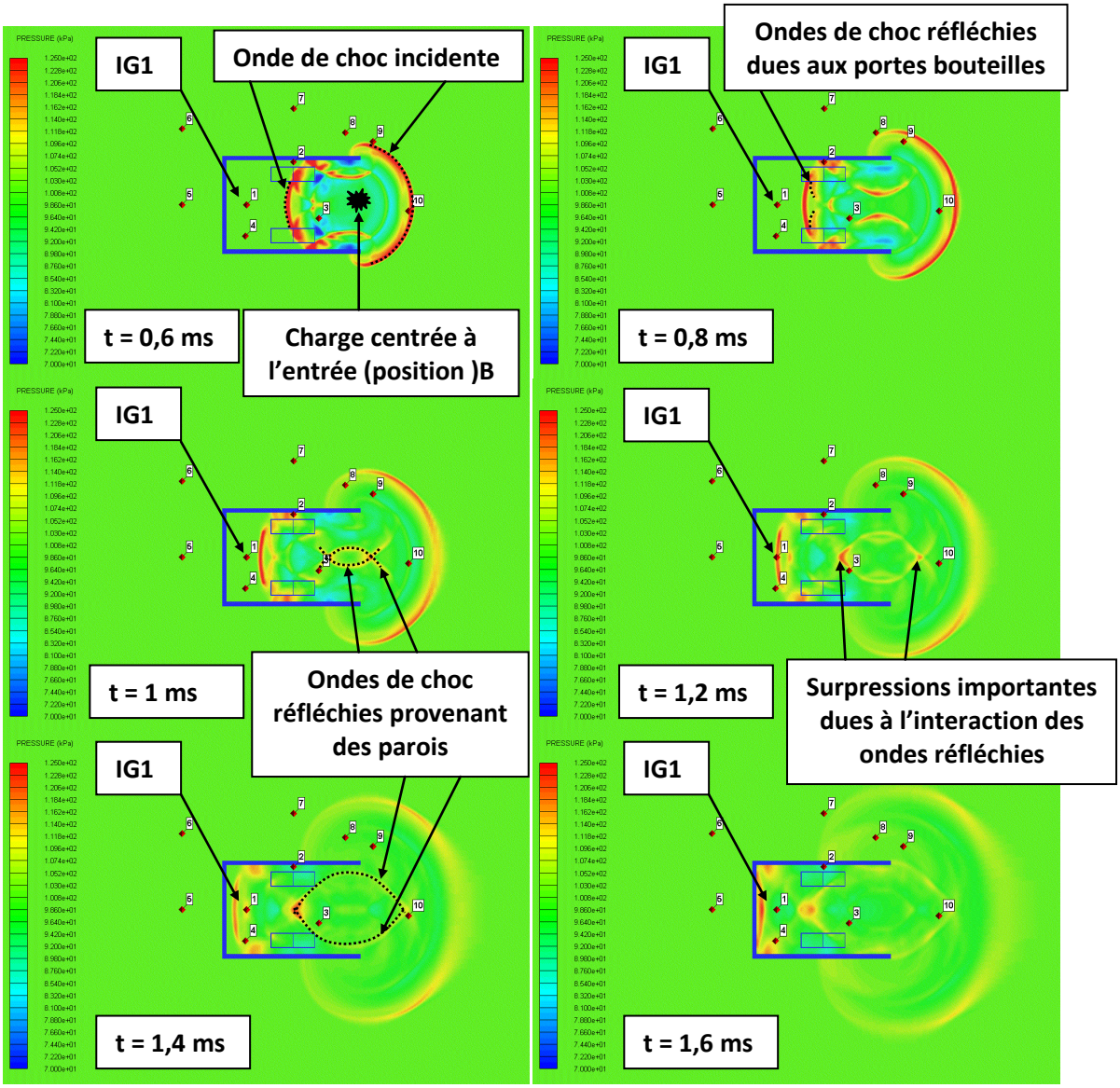


Figure 7.74 : Séquence d'images issues d'un calcul numérique, charge centrée à l'entrée, images de 0,6 à 1,6 ms, vues de dessus

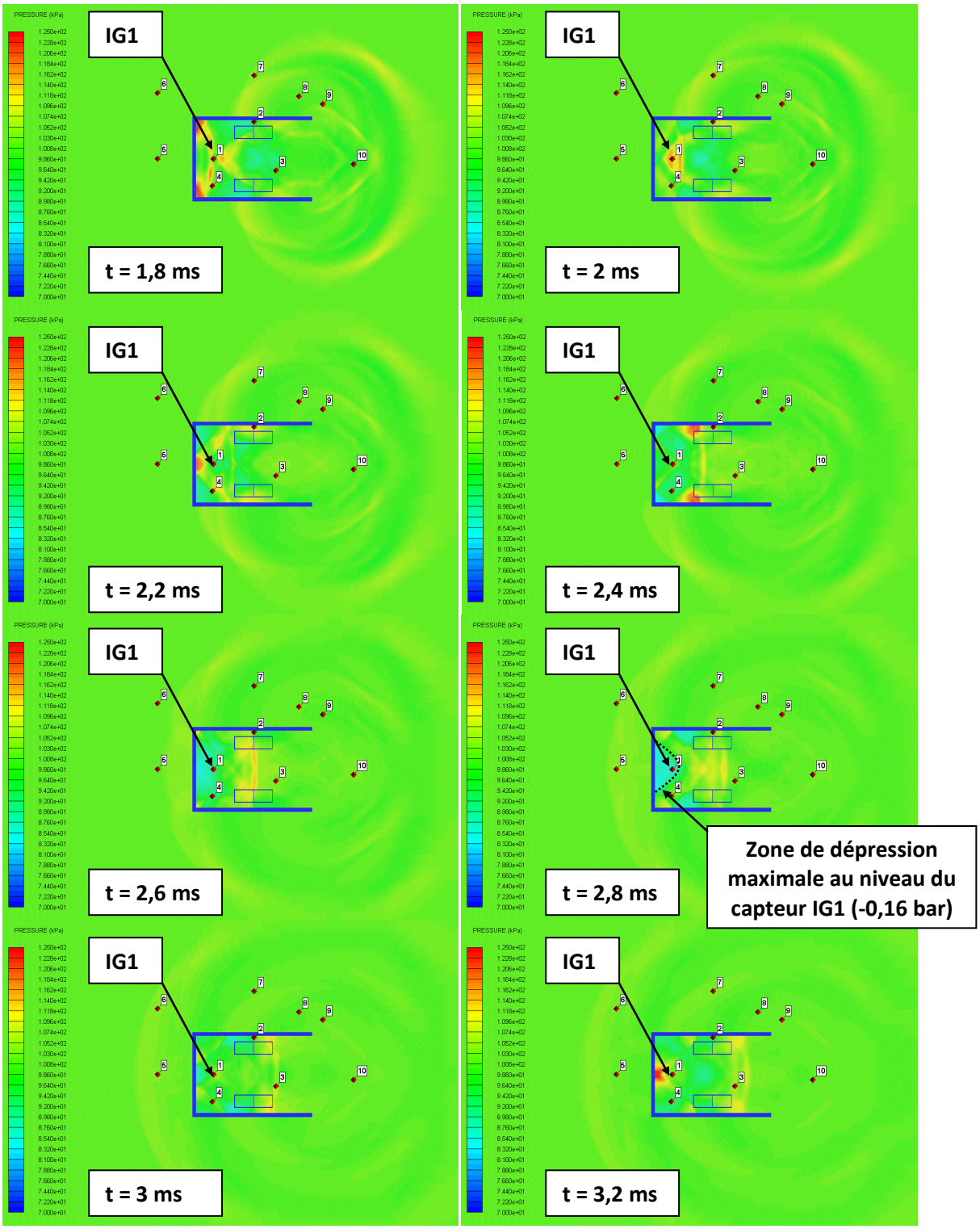


Figure 7.75 : Séquence d'images issues d'un calcul numérique, charge centrée à l'entrée, images de 1,8 à 3,2 ms, vues de dessus

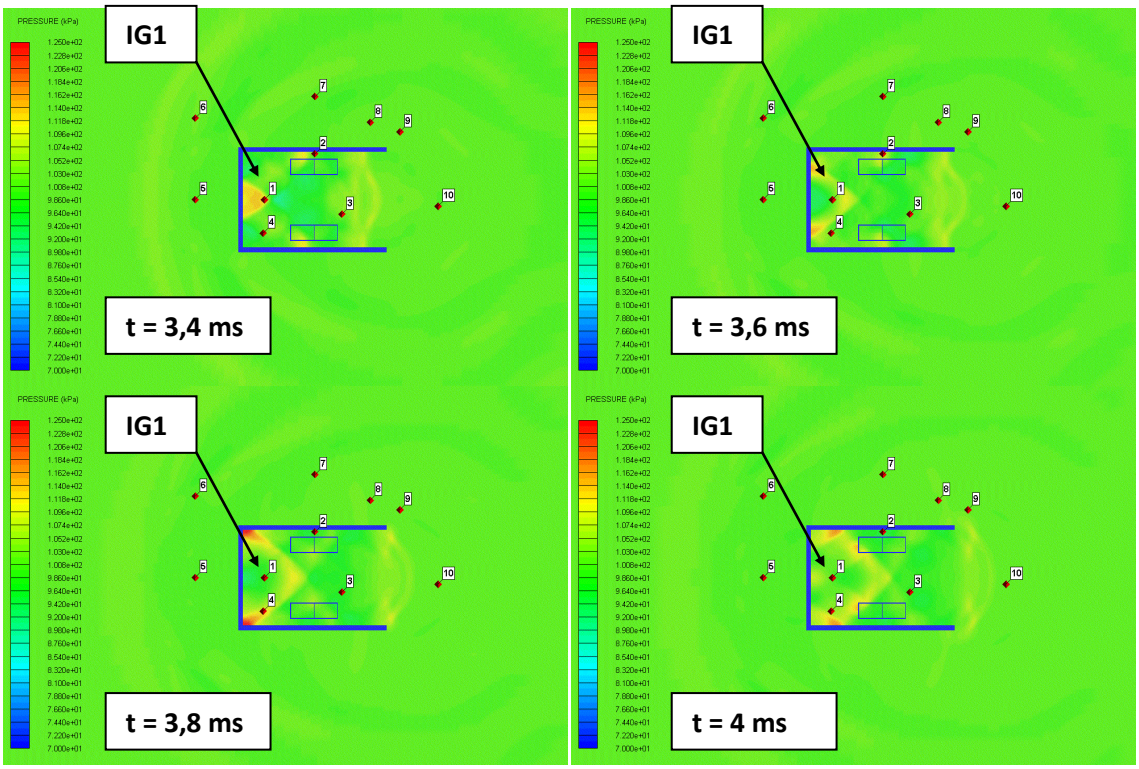


Figure 7.76 : Séquence d'images issues d'un calcul numérique, charge centrée à l'entrée, images de 3,4 à 4 ms, vues de dessus

Premièrement, sur les trois premières images de la figure 7.74 (t = 0,6 à 1 ms) il est possible d'observer l'onde de choc incidente se propageant à l'intérieur de la structure en direction du capteur IG1. Au contact des portes bouteilles, l'onde de choc incidente interagit avec eux pour former deux ondes de choc réfléchies qui suivent l'onde de choc incidente. Il est possible d'observer à t = 0,8 ms les deux fronts de ces ondes de choc réfléchies suivis d'un point de surpression qui est l'interaction de ces deux ondes réfléchies. Ce point d'interaction vient ensuite rattraper les fronts de ces ondes réfléchies à t = 1 ms puis fusionne avec eux. A t = 1,2 ms (figure 7.74), l'onde choc incidente arrive au niveau du capteur IG1, ce qui est en accord avec le temps d'arrivée expérimental présent sur la figure 7.73. La surpression incidente obtenue numériquement est en accord avec celle obtenue expérimentalement, à savoir 0,19 bar. Immédiatement après le passage de l'onde de choc

incidente, la surpression réfléchie correspondant à l'interaction des ondes de choc réfléchies sur les portes bouteilles atteint le capteur IG1, provoquant une montée en pression et donc expliquant le pic de surpression visible à t = 1,4 ms sur la figure 7.73. De t = 1 ms à t = 1,6 ms, il est possible d'observer l'interaction des ondes de choc réfléchies provenant des grandes parois longeant les portes bouteilles. Cette interaction engendre deux points de surpressions importantes, l'un se propageant à l'extérieur de l'entrepôt et l'autre remontant à l'intérieur de la structure (identifiés sur la figure 7.74 à t = 1,2 ms). Il est à noter que celui se propageant à l'intérieur de la structure présente des surpressions supérieures à celui se propageant à l'extérieur du fait de l'interaction des ondes de choc réfléchies provenant des parois avec les portes bouteilles. Le point d'interaction se propageant à l'intérieur de l'entrepôt atteint le capteur IG1 à t = 2 ms, le pic réfléchi pouvant être clairement identifié sur la figure 7.73. Ce pic de surpression réfléchie présent à 2 ms est amplifié par l'onde de choc réfléchie provenant de la paroi du fond de l'entrepôt et qui est le résultat de la réflexion de l'onde de choc incidente sur cette paroi. L'interaction de ces deux zones de surpressions engendre donc un important pic de surpression réfléchie qui est la surpression réfléchie maximale atteinte au niveau du capteur IG1 sur les 10 premières millisecondes, aussi bien expérimentalement que numériquement. Cependant, contrairement aux surpressions incidentes, cette surpression réfléchie maximale obtenue numériquement est 35 % plus faible que celle obtenue expérimentalement, bien que les temps d'arrivée concordent. De t = 2,4 ms à t = 2,8 ms (figure 7.75), la phase de dépression ayant lieu au niveau du capteur IG1 est clairement visible (notamment à t = 2,8 ms), repérable par la zone bleue (en se référant à l'échelle de couleur correspondant aux pressions) et correspondant à une dépression maximale de -0,16 bar. De même que pour la surpression réfléchie maximale obtenue à 2 ms, cette dépression maximale obtenue numériquement est moins importante

que celle obtenue expérimentalement puisque par l'expérience cette dépression maximale est de -0,22 bar. Pour finir, la multitude de pics de surpressions réfléchies visibles de 3,2 à 3,6 ms sur la figure 7.73 résultent de plusieurs phénomènes difficilement observables sur les figures 7.75 et 7.76. Cependant, dans cet espace de temps, il est possible d'identifier que le pic le plus important obtenu numériquement correspond à un couplage des réflexions des ondes de choc réfléchies provenant des parois latérales sur la paroi du fond et sur les parois opposées. S'ensuit une deuxième phase de dépression située entre 3,6 et 4 ms.

Cette étude a permis de montrer qu'il est tout fais possible de corréler des résultats expérimentaux avec des visualisations obtenues à la suite de simulations numériques effectuées avec le logiciel AUTODYN.

Pour les quatre capteurs situés à l'intérieur de la structure, la comparaison des résultats numériques et expérimentaux ont montré dans un premier temps que le logiciel AUTODYN restitue bien la propagation des pieds de Mach le long des parois intérieures de l'entrepôt. Dans un deuxième temps, les résultats numériques ont montré l'apparition d'écarts par rapport aux résultats expérimentaux concernant les surpressions incidentes dès lors qu'un obstacle se trouve entre la charge explosive et le point d'intérêt. En effet, le passage de l'onde de choc incidente à travers les portes bouteilles et les multiples réflexions créées ne sont pas correctement gérées par le calcul numérique. Afin de palier à ce problème, une taille de maille beaucoup plus petite serait nécessaire puisque l'espace entre les bouteilles d'un niveau et les bouteilles d'un autre niveau du porte bouteille est de seulement 9 mm. La taille de maille utilisée pour les calculs numériques est de 5 mm, ce qui signifie que moins de 2 mailles sont présentes entre les bouteilles. Un affinage du maillage

permettrait donc de mieux prendre en compte les réflexions ayant lieu aux seins des portes bouteilles.

7.6.2 – Capteurs situés à l'extérieur de la structure.

La figure 7.77 rappelle la position des capteurs situés à l'extérieur de l'entrepôt ainsi que les différentes positions des charges explosives et des portes bouteilles.

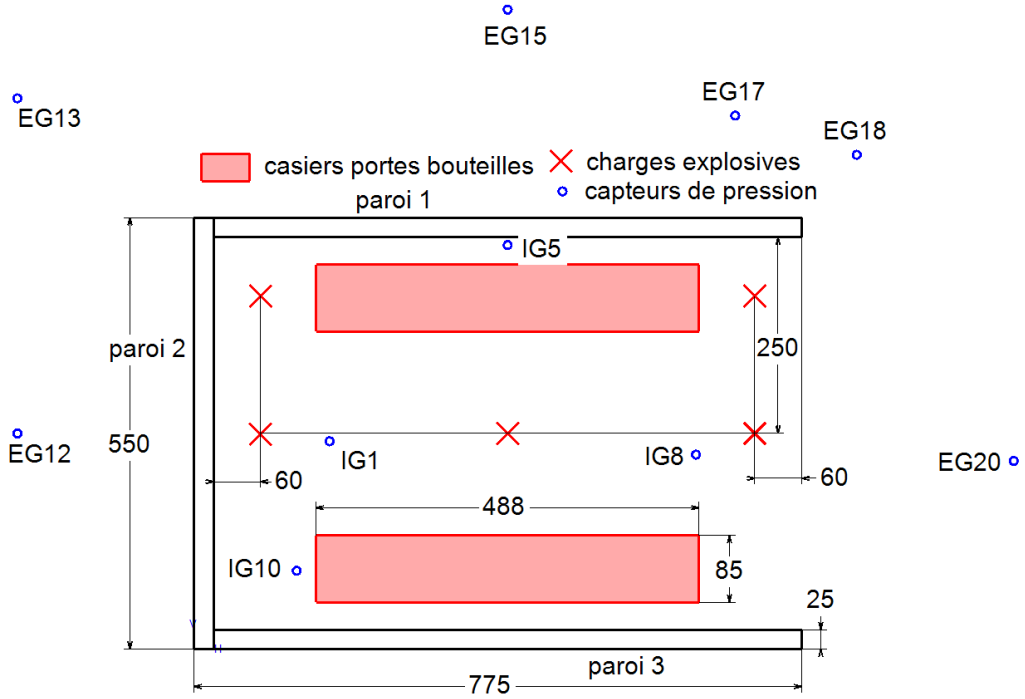


Figure 7.77 : Positions des capteurs situés à l'intérieur de l'entrepôt et des portes bouteilles ainsi que les différentes positions des charges explosives, vue de dessus.

Les tableaux 7.30 et 7.31 présentent les résultats obtenus pour les surpressions incidentes pour les capteurs EG12 et EG13. Pour les capteurs EG12 et EG13, l'accent sera mis sur les surpressions incidentes car les impulsions positives totales réduites mises en jeu sont très faibles (de l'ordre de 10 Pa.s.kg$^{-1/3}$) quelque soit la position de la charge.

Position de charge	ΔP^+_{exp} (bar)	ΔP^+_{num} (bar)	Ecart (%)
A	0,065	0,054	-16,9
B	0,044	0,036	-18,2
C	0,04	0,035	-12,5
D	0,041	0,023	-43,9
E	0,042	0,031	-26,2

Tableau 7-30 : Ecarts obtenus sur les surpressions incidentes entre expérimental et numérique pour le capteur EG12.

Position de charge	ΔP^+_{exp} (bar)	ΔP^+_{num} (bar)	Ecart (%)
A	0,026	0,022	-15,4
B	0,035	0,03	-14,3
C	0,046	0,033	-28,3
D	0,035	0,024	-31,4
E	0,04	0,023	-42,5

Tableau 7-31 : Ecarts obtenus sur les surpressions incidentes entre expérimental et numérique pour le capteur EG13.

Pour les capteurs EG12 et EG13, les résultats montrent clairement des écarts sur les surpressions incidentes entre les résultats numériques et expérimentaux. Cependant il est possible d'observer que quelque soit la position de la charge, les résultats sont très proches et sont généralement du même ordre de grandeur. En effet, pour le capteur EG12 et pour des charges positionnées en B, C et E les surpressions incidentes obtenues expérimentalement vont de 0,04 bar à 0,044 bar et celles obtenues numériquement s'étalent de 0,031 bar à 0,036 bar soient des écarts maxima de respectivement 9 % et 14 %. Compte tenu des grands écarts sur les distances radiales réduites entre ces trois positions de charges et le capteur EG12, les écarts sur les surpressions incidentes obtenus entre les différentes positions de charges sont faibles. Il en est de même pour le capteur EG13. Ce résultat montre que la position de la charge à l'intérieur de la structure a peu d'influence sur les surpressions incidentes obtenues derrière la structure, c'est-à-dire au niveau des capteurs EG12 et EG13. Ce résultat est bien entendu obtenu pour la détonation d'une charge explosive d'une masse équivalente de 5,75 x 10^{-4} kg de TNT à échelle réduite (1/20ème), ce qui représente une charge de 4,6 kg de TNT à échelle 1. Des études complémentaires seraient à prendre en compte quant à l'effet de la masse de la charge sur les surpressions

incidentes obtenues derrière l'entrepôt. Il est à noter que pour les écarts obtenus sur les surpressions incidentes pour les capteurs EG12, EG13, EG15 et G17, l'équivalent TNT massique moyen ne sera pas mis en cause car il a été établi pour des surpressions incidentes en champ libre. Un résultat intéressant obtenu grâce aux visualisations permet de comprendre le chemin que prend l'onde de choc incidente avant d'arriver au niveau des capteurs EG12 et EG13. La figure 7.78 présente une séquence d'images obtenues pour la détonation de la charge explosive centrée à l'entrée de l'entrepôt. Les champs de pression sont pris au niveau du sol.

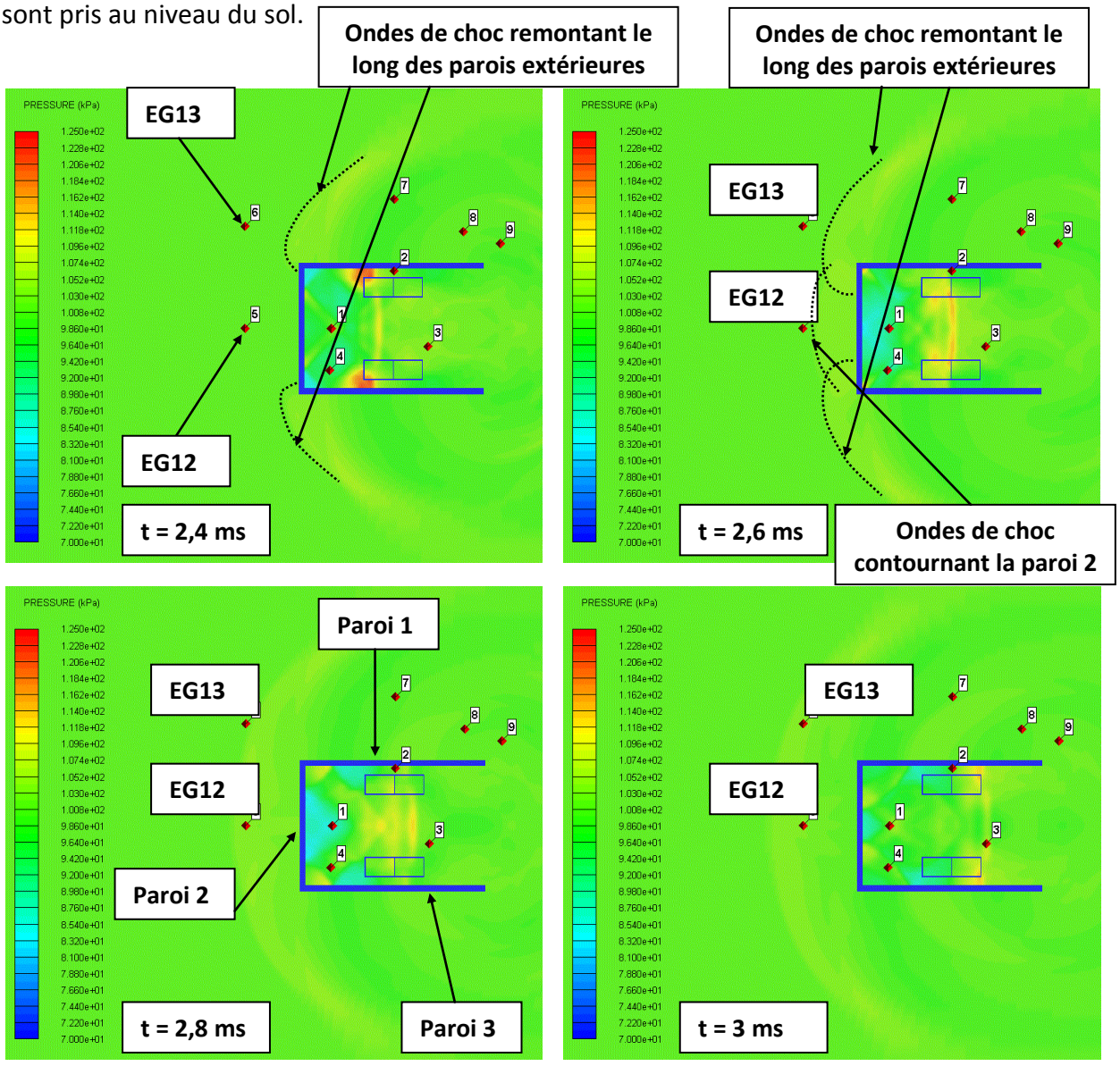


Figure 7.78 : Séquence d'images issues d'un calcul numérique, charge centrée à l'entrée, images de 2,4 à 3 ms, vues de dessus.

Grâce aux images présentent sur la figure 7.78, il est possible d'observer à t = 2,4 ms que l'onde de choc incidente issue de la détonation de la charge explosive centrée à l'entrée remonte le long des parois extérieures (parois 1 et 3) en direction de l'arrière de la structure. A t = 2,6 ms, les ondes de choc se déplaçant de part et d'autre de la structure la contournent puis se propagent le long de la paroi extérieure du mur du fond (paroi 2). De plus, toujours à t = 2,6 ms, il est possible d'observer une onde de choc apparaissant au niveau du sol entre les deux ondes de choc incidentes venant de part et d'autre de la structure. Cette onde de choc correspond au contournement de la paroi 2 par le dessus de l'onde de choc incidente issue de la détonation de la charge explosive et s'étant propagée à l'intérieur de l'entrepôt en direction de la paroi 2. De plus, sur les deux images suivantes de la figure 7.78 (t = 2,8 ms et t = 3 ms), il est donc possible de déterminer que l'onde de choc incidente arrivant la première au niveau du capteur EG12 est celle ayant contourné la paroi 2 par le dessus puis le deuxième choc enregistré par le capteur EG12 provient de la rencontre des ondes de choc provenant de part et d'autre de la structure. Ces deux ondes de pression peuvent distinctement être visibles sur le profil de pression obtenu par le capteur EG12 (figure 7.79). Au contraire, pour le capteur EG13, la première onde de choc arrivant au niveau du capteur est celle se propageant le long de la paroi 1 et la deuxième est celle étant passée au-dessus de la paroi 2. La succession de ces deux ondes de choc est également visible sur le profil de pression obtenu par le capteur EG13 (figure 7.80). Il est à noter que les temps d'arrivée obtenus numériquement concordent avec ceux obtenus expérimentalement, à savoir 2,65 ms pour le capteur EG12 et 2,85ms pour le capteur EG13.

En termes de surpressions incidentes, les positions de charges les plus désavantageuses pour les capteurs EG12 et EG13 sont respectivement les positions

excentrée au fond (position A) et centrée au centre de l'entrepôt (position C). Il est à noter que cela vaut aussi bien pour les calculs numériques que pour les expériences.

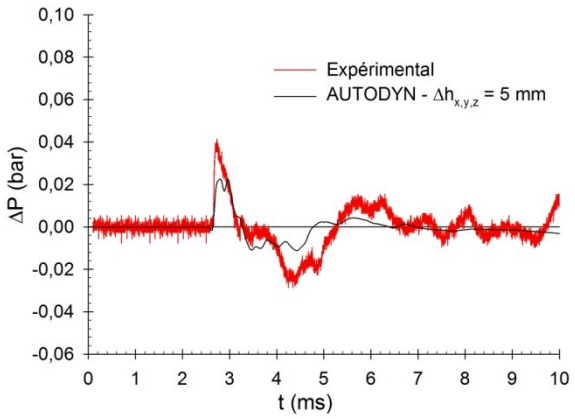


Figure 7.79 : Profils de pressions, capteur EG12, expérimental et numérique, charge centrée à l'entrée de l'entrepôt (position D).

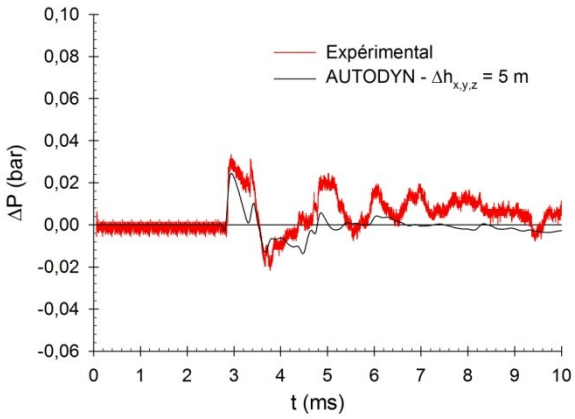


Figure 7.80 : Profils de pressions, capteur EG13, expérimental et numérique, charge centrée à l'entrée de l'entrepôt (position D).

Afin d'illustrer le contournement d'une paroi par une onde de choc, la figure 7.82 présente une coupe réalisée suivant la direction AA (figure 7.81) pour une charge centrée au fond de l'entrepôt (position B).

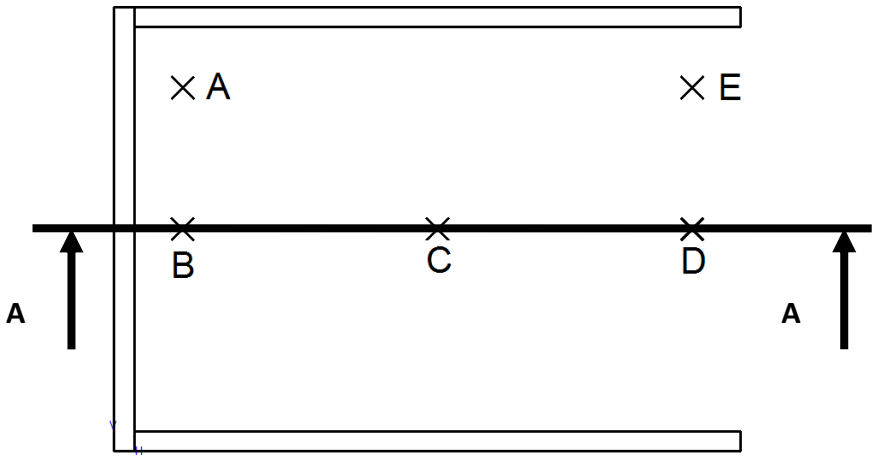


Figure 7.81 : Plan de coupe AA pour la visualisation du contournement d'une paroi par une onde de choc incidente, charge centrée au fond (position B), vue de dessus.

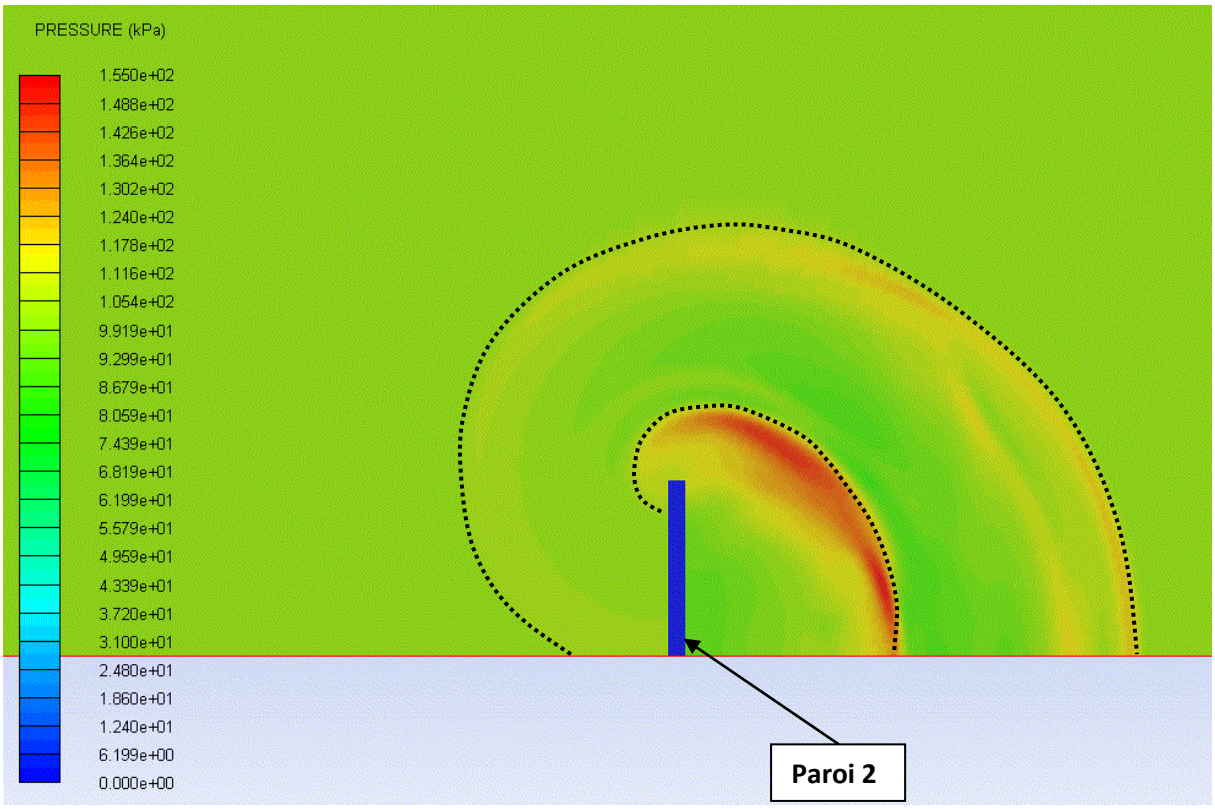


Figure 7.82 : Coupe réalisée (plan de coupe AA de la vue de dessue de la figure 7.81) permettant de visualiser le contournement d'une paroi par une onde de choc incidente, charge centrée au fond (position B), t = 1,2ms.

Les tableaux 7.32 et 7.33 présentent respectivement les résultats obtenus pour le capteur EG15 en termes de surpressions incidentes et d'impulsions positives totales réduites.

Position de charge	ΔP^+_{exp} (bar)	ΔP^+_{num} (bar)	Ecart (%)
A	0,076	0,05	-34,2
B	0,058	0,05	-13,8
C	0,038	0,035	-7,9
D	0,036	0,024	-33,3
E	0,049	0,037	-24,5

Tableau 7-32 : Ecarts obtenus sur les surpressions incidentes entre expérimental et numérique pour le capteur EG15.

Position de charge	I^+_{exp} ($Pa.s.kg^{-1/3}$)	I^+_{num} ($Pa.s.kg^{-1/3}$)	Ecart (%)
A	89	32	-64
B	62	30	-51
C	58	14	-75
D	41	22	-45
E	49	21	-58

Tableau 7-33 : Ecarts obtenus sur les impulsions positives totales réduites entre expérimental et numérique pour le capteur EG15.

Pour le capteur EG15, en termes de surpressions incidentes, seule la position centrée au milieu de l'entrepôt présente un écart supérieur à 10 % entre les résultats numériques et expérimentaux. Expérimentalement, la plus forte surpression incidente (0,076 bar) est obtenue au niveau du capteur EG15 pour une position de charge excentrée au fond de l'entrepôt (position A). Numériquement, le capteur EG15 enregistre une pression incidente maximale de 0,05 bar pour deux positions de charges : centrée et excentrée au fond de l'entrepôt (position A et B).

En termes d'impulsion, malgré un écart de 64 %, les résultats expérimentaux et numériques sont en accord quant à la position de la charge la plus désavantageuse pour le capteur EG15. En effet, l'impulsion positive totale réduite obtenue expérimentalement est de 89 $Pa.s.kg^{-1/3}$ et celle obtenue numériquement est de 32 $Pa.s.kg^{-1/3}$.

La figure 7.83 présente les profils de pression obtenus pour le capteur EG15 pour une charge excentrée au fond de la structure (position A).

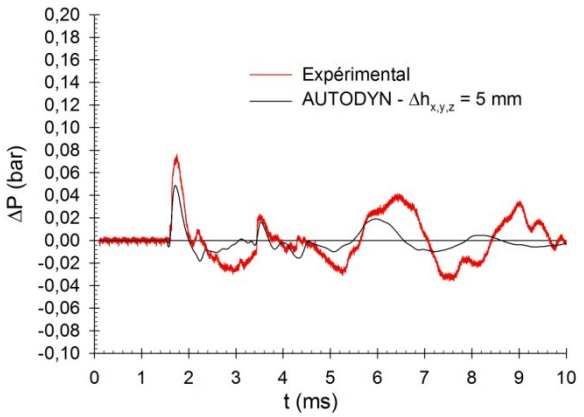


Figure 7.83 : Profils de pressions, capteur EG15, expérimental et numérique, charge excentrée au fond de l'entrepôt (position A).

La figure 7.84 présente une image issue des simulations numériques et représente une vue de dessus de l'entrepôt pour une charge excentrée au fond (position A) et prise 2,1 ms après la détonation de la charge.

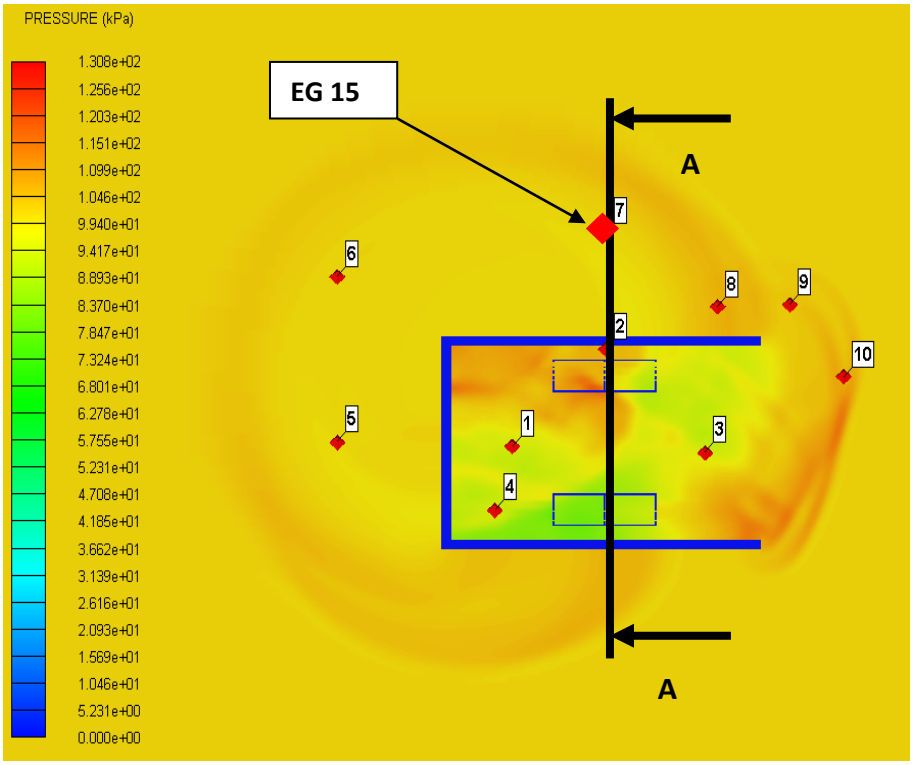


Figure 7.84 : Champs de pressions obtenus par calculs numériques 2,1 ms après la détonation pour une charge excentrée au fond de l'entrepôt (position A), vue de dessus.

La figure 7.85 présente une vue isométrique de la vue prise selon la coupe AA visible sur la figure 7.84. La configuration est la même que précédemment, charge excentrée au fond et image prise 2,1 ms après la détonation de la charge. Cette vue isométrique est intéressante puisqu'elle vient complémenter l'explication du contournement de paroi présent sur la figure 7.82. En effet, après avoir contourné la paroi en passant au-dessus d'elle, l'onde de choc incidente redescend le long de cette paroi pour atteindre le sol et donc se réfléchir. Il est clairement possible d'observer sur la figure 7.85 l'onde de choc incidente

et l'onde de choc réfléchie provenant du sol et pour lesquelles leur interaction se situe au niveau du capteur EG15.

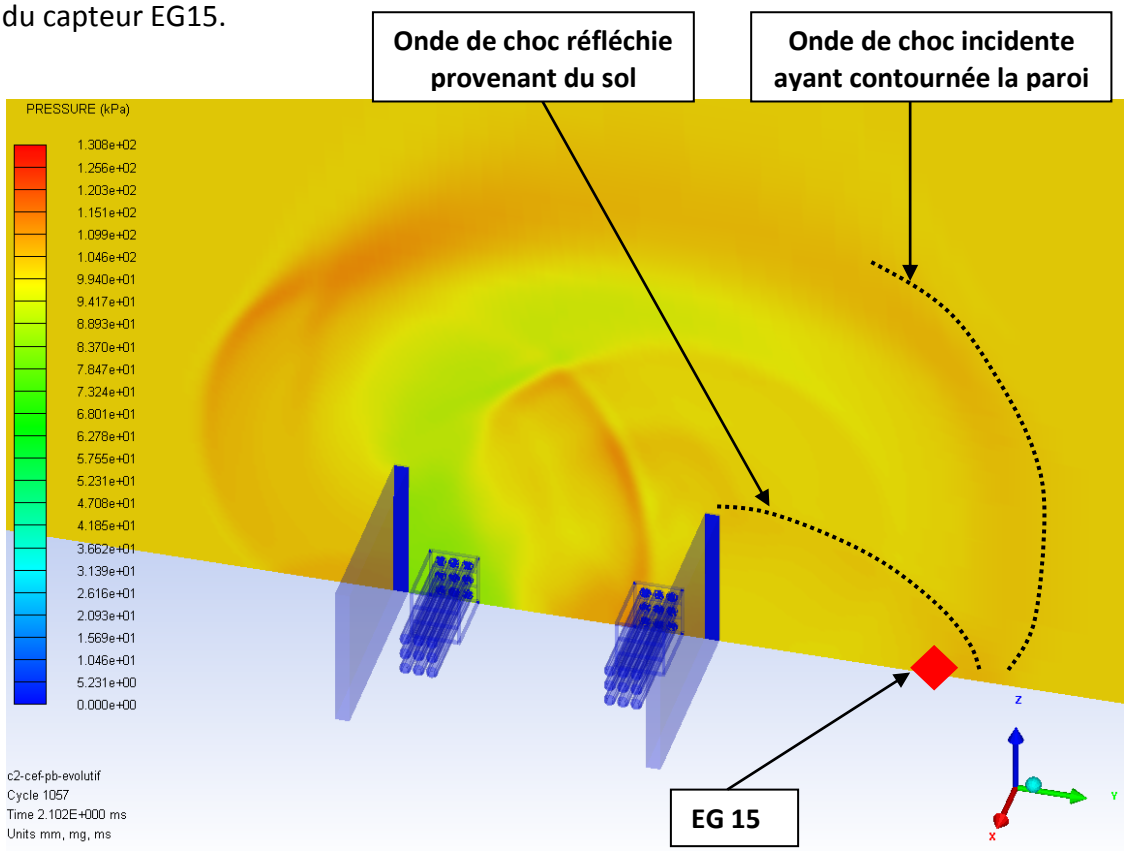


Figure 7.85 : Vue isométrique de l'entrepôt (plan de coupe AA de la vue de dessus de la figure 7.84. Champs de pressions obtenus par calculs numériques 2,1 ms après la détonation pour un charge excentrée au fond de l'entrepôt (position A).

Les tableaux 7.34 et 7.35 présentent les résultats obtenus en termes de surpressions incidentes pour les capteurs EG17 et EG18 respectivement.

Position de charge	ΔP^+_{exp} (bar)	ΔP^+_{num} (bar)	Ecart (%)
A	0,061	0,047	-23
B	0,066	0,052	-21,2
C	0,022	0,021	-4,6
D	0,094	0,07	-25,5
E	0,135	0,13	-3,7

Tableau 7-34 : Ecarts obtenus sur les surpressions incidentes entre expérimental et numérique pour le capteur IG17.

Position de charge	ΔP^+_{exp} (bar)	ΔP^+_{num} (bar)	Ecart (%)
A	0,026	0,02	-23,1
B	0,033	0,034	3
C	0,084	0,064	-23,8
D	0,36	0,33	-8,3
E	0,59	0,54	-8,5

Tableau 7-35 : Ecarts obtenus sur les surpressions incidentes entre expérimental et numérique pour le capteur EG18.

Pour le capteur EG17, les écarts les moins importants (< 5 %) entre les valeurs numériques et expérimentales sont obtenus pour des charges positionnées au milieu de l'entrepôt (position C) et excentrées à l'entrée (position D). Pour les autres positions de charges, les écarts sont compris entre 21,2 % et 25,5 %. Pour les cinq positions de charges, les valeurs numériques sont inférieures aux valeurs expérimentales.

Pour le capteur EG18, seule les valeurs expérimentales et numériques obtenues pour une charge centrée au fond de l'entrepôt (position B) présentent un écart inférieur à 5 %. Pour la position de charge excentrée à l'entrée (position E) l'écart peut être induit à l'équivalent TNT puisque la distance radiale réduite du capteur EG18 pour cette position de charge se situe en dessous de la plage de distances radiales réduites pour laquelle les erreurs sur les surpressions incidentes sont inférieures à 5%. Pour la charge centrée à l'entrée (position D) de l'entrepôt, aucun obstacle n'est présent entre la charge et le capteur EG18 ; cependant la distance radiale réduite de ce capteur se trouve dans la bonne plage de distances radiales réduites correspondant à l'équivalent TNT massique moyen utilisé pour les calculs numériques. La valeur numérique obtenue qui est 8,3 % plus faible que celle obtenue expérimentalement peut donc être due à la taille du maillage.

Pour les deux capteurs EG17 et EG18, les surpressions maximales sont atteintes pour la charge excentrée à l'entrée de l'entrepôt (position E), que ce soit expérimentalement ou numériquement. Cependant, pour cette position de charge, il est très intéressant de comparer les résultats obtenus par ces capteurs puisqu'ils sont situés à respectivement 2,57 et 2,5 $m.kg^{-1/3}$ de la charge explosive. Néanmoins, le capteur EG18 est situé directement en vue de la charge explosive tandis que le capteur EG17 est situé légèrement derrière la paroi 1, ce qui a pour effet une diminution significative de la surpression incidente ressentie par le

capteur EG17 comparée à celle ressentie par le capteur EG18. Les figures 7.86 et 7.87 présentent les signaux de pression obtenus expérimentalement et numériquement par les capteurs EG17 et EG18 pour une charge excentrée à l'entrée.

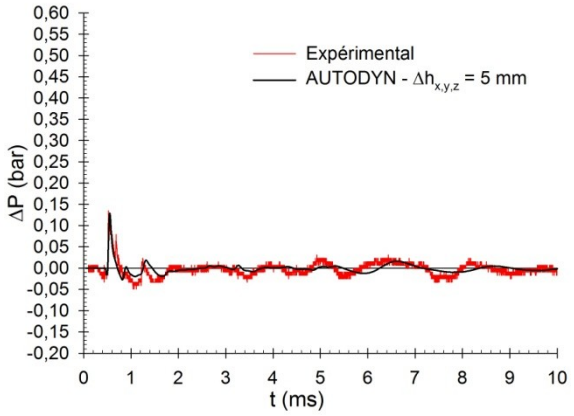


Figure 7.86 : Profils de pressions, capteur EG17, expérimental et numérique, charge excentrée à l'entrée de l'entrepôt (position E).

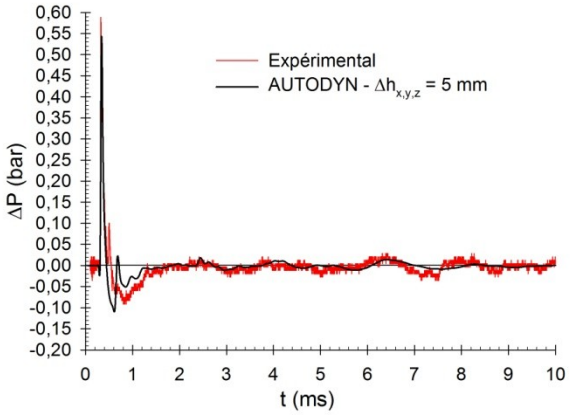


Figure 7.87 : Profils de pressions, capteur EG18, expérimental et numérique, charge excentrée à l'entrée de l'entrepôt (position E).

Le même phénomène peut être observé sur les figures 7.88 et 7.89 qui présentent les signaux de pression obtenus pour une charge centrée à l'entrée de l'entrepôt.

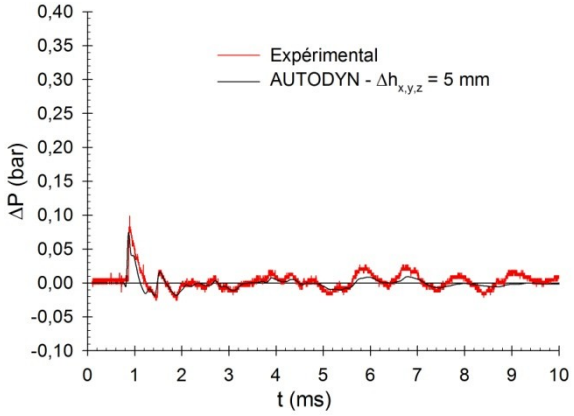


Figure 7.88 : Profils de pressions, capteur EG17, expérimental et numérique, charge centrée à l'entrée de l'entrepôt (position D).

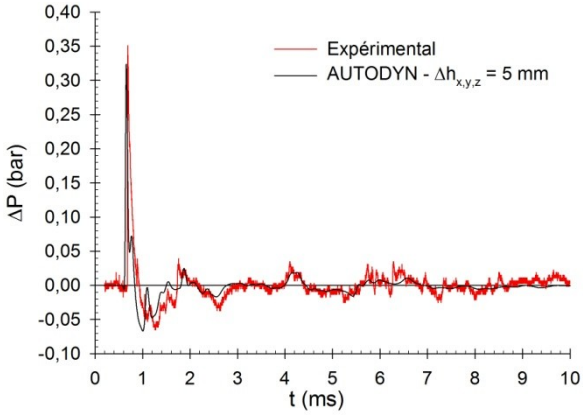


Figure 7.89 : Profils de pressions, capteur EG18, expérimental et numérique, charge centrée à l'entrée de l'entrepôt (position D).

Il peut être clairement observé sur les figures 7.86 et 7.87 que malgré des distances radiales réduites très proches, l'écart obtenu entre les surpressions incidentes au niveau des capteurs EG17 et EG18 est très important. Ces résultats montrent l'effet écran provoqué par la présence de la paroi 1 sur la propagation de l'onde incidente puisque, que ce soit expérimentalement ou numériquement, la surpression incidente obtenue au niveau du capteur EG17 est en moyenne 77 % plus faible que celle obtenue par le capteur EG18 pour une charge centrée et excentrée à l'entrée. La figure 7.90 montre une séquence de quatre images enregistrées entre 0,4 ms et 1 ms après la détonation d'une charge centrée à l'entrée de l'entrepôt.

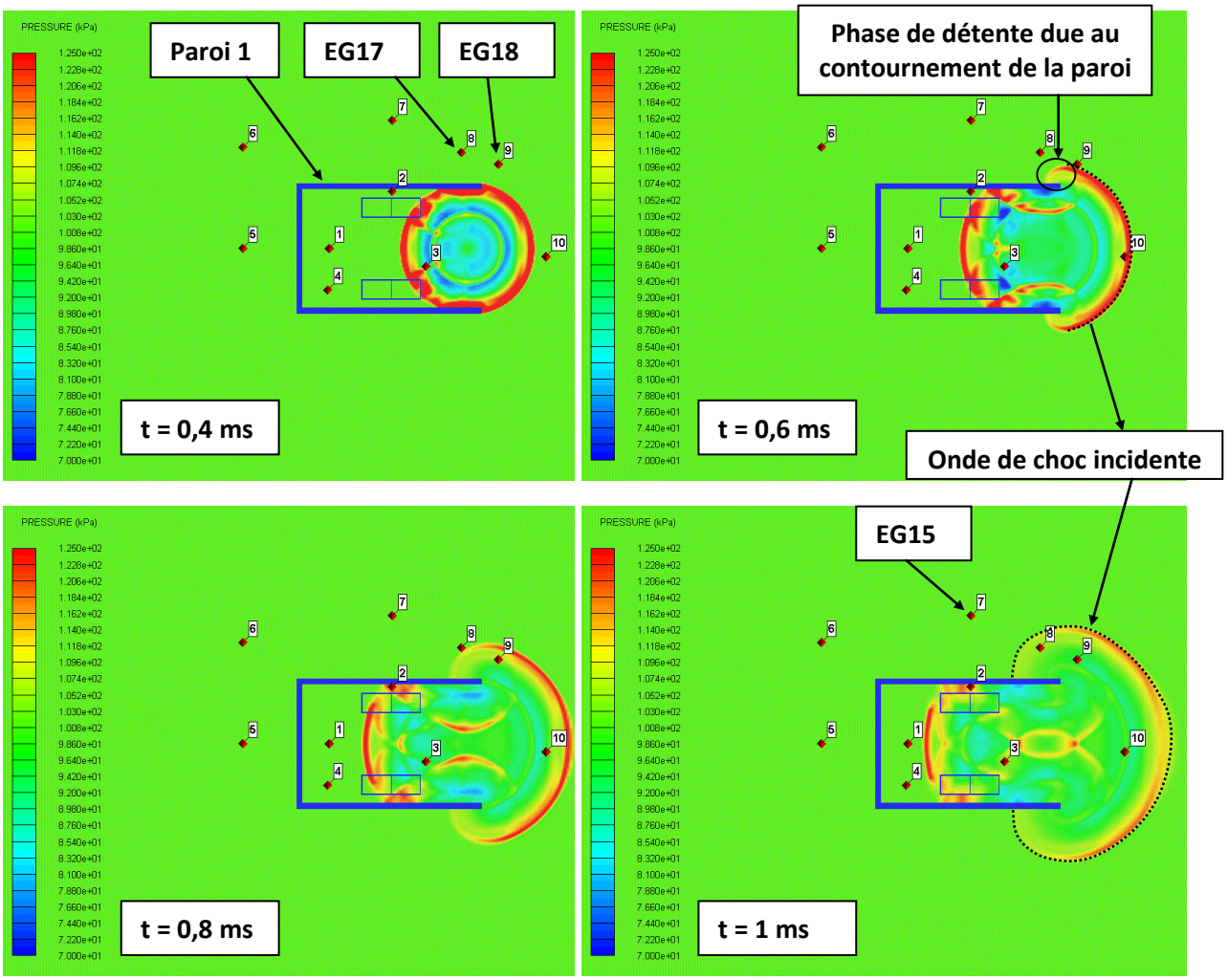


Figure 7.90 : Séquence d'images issues d'un calcul numérique, charge centrée à l'entrée, images de 0,4 à 1 ms, vues de dessus.

Puisque ce phénomène de protection par effet écran est corrélé entre les essais expérimentaux et numériques, il peut donc être intéressant de l'observer grâce aux images obtenues à la suite des simulations numériques et présentée sur la figure 7.90.

Premièrement, sur la figure 7.90, à t = 0,6 ms l'onde de choc incidente atteint le capteur EG18 tout en contournant la paroi 1, ce qui est en accord avec le temps d'arrivée observable sur la figure 7.89. Toujours à t = 0,6 ms, il est possible d'observer qu'en contournant la paroi 1 l'onde de choc incidente subie une phase de détente qui est nettement visible grâce au code couleur. A t = 0,8 ms, il est clairement visible qu'au niveau du capteur EG17 l'intensité de l'onde de choc incidente est plus faible que celle obtenue en champ libre ou que celle obtenue au niveau du capteur EG18. Contrairement au capteur EG18, le capteur EG17 se trouve donc dans une zone de détente, ce qui explique l'écart important entre les surpressions incidentes obtenues par ces deux capteurs. Le temps d'arrivée au de l'onde de choc incidente niveau du capteur EG17 correspond à celui obtenu sur la figure 7.88 (t =. 0,8 ms). A t = 1 ms, il est possible d'observer que l'onde de choc incidente passant au niveau du capteur EG17 se propage ensuite en direction du capteur EG15 qui va donc aussi subir une baisse significative de la surpression incidente ressentie comparée à celle obtenue en champ libre.

Les figures 7.91 et 7.92 présentent les profils de pression obtenus numériquement et expérimentalement pour une charge centrée au milieu de l'entrepôt (position C) pour les capteurs EG17 et EG18. La figure 7.93 représente les champs de pressions obtenus à 1,66 ms à la suite des calculs numériques pour une même position de charge.

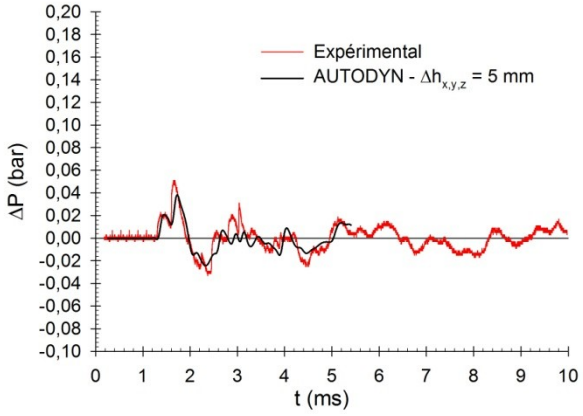


Figure 7.91 : Profils de pressions, capteur EG17, expérimental et numérique, charge centrée au milieu de l'entrepôt (position C).

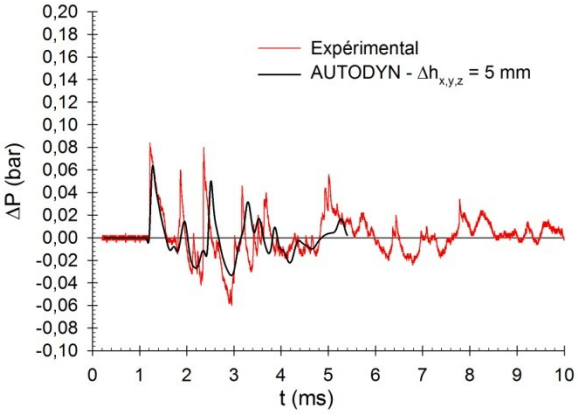


Figure 7.92 : Profils de pressions, capteur EG18, expérimental et numérique, charge centrée au milieu de l'entrepôt (position C).

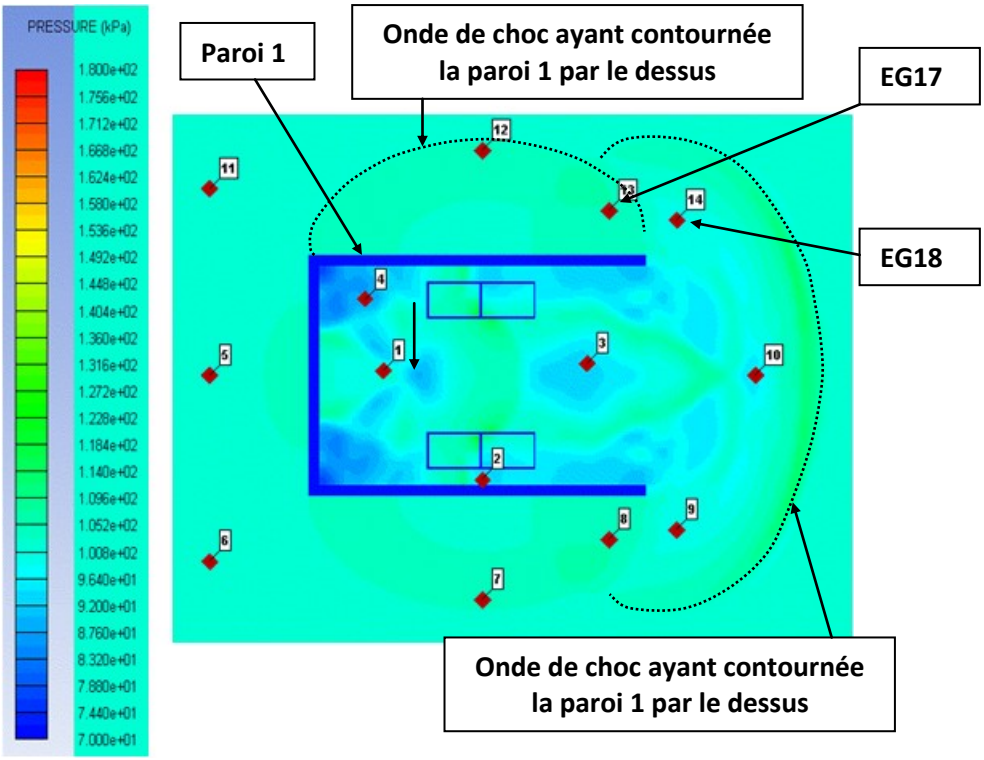


Figure 7.93 : Image issue d'un calcul numérique, charge centrée au milieu de l'entrepôt, t = 1,66 ms, vues de dessus.

Les pics de surpressions réfléchies situés à 1,6 ms et 1,8 ms sur les figures 7.91 et 7.92 respectivement sont identifiables sur la figure 7.93. En effet, ce pic réfléchi correspond en fait à l'onde de choc incidente initiale ayant contourné la paroi 1 par le dessus et se

propageant ensuite à l'extérieur de l'entrepôt, atteignant successivement les capteurs EG17 et EG18.

Les tableaux 7.36 et 7.37 présentent les impulsions positives totales réduites obtenues pour les capteurs EG17 e EG18.

Position de charge	I^+_{exp} (Pa.s.kg$^{-1/3}$)	I^+_{num} (Pa.s.kg$^{-1/3}$)	Ecart (%)
A	90	50	-45
B	86	39	-54
C	48	21	-56
D	64	24	-62
E	49	31	-37

Tableau 7-36 : Ecarts obtenus sur les impulsions positives totales réduites entre expérimental et numérique pour le capteur EG17

Position de charge	I^+_{exp} (Pa.s.kg$^{-1/3}$)	I^+_{num} (Pa.s.kg$^{-1/3}$)	Ecart (%)
A	71	41	-43
B	88	37	-58
C	75	31	-58
D	72	43	-40
E	69	52	-24

Tableau 7-37 : Ecarts obtenus sur les impulsions positives totales réduites entre expérimental et numérique pour le capteur EG18.

De même que pour les capteurs précédents, les résultats présents dans les tableaux 7.36 et 7.37 montrent que les écarts obtenus sur les impulsions positives totales réduites entre expérimental et numérique sont importants. Concernant les positions de charges les plus désavantageuses, les résultats expérimentaux et numériques sont en accord pour le capteur EG17. En effet, les efforts mécaniques les plus importants ressentis au niveau de ce capteur sont obtenus pour une charge excentrée au fond de l'entrepôt (position A). Pour le capteur EG18, l'impulsion positive totale réduite maximale est obtenue pour une charge centrée au fond (B) de l'entrepôt pour les essais expérimentaux tandis que les calculs numériques donnent une position critique pour la position de charge la plus proche du capteur, à savoir excentrée à l'entrée (position D).

Les tableaux 7.38 et 7.39 présentent les résultats obtenus expérimentalement et numériquement pour le capteur EG20 en termes de surpressions incidentes et d'impulsions positives totales réduites respectivement.

Position de charge	ΔP^+_{exp} (bar)	ΔP^+_{num} (bar)	Ecart (%)
A	0,16	0,06	-45
B	0,11	0,11	0
C	0,16	0,16	0
D	0,44	0,46	4,6
E	0,41	0,39	-4,9

Tableau 7-38: Ecarts obtenus sur les surpressions incidentes entre expérimental et numérique pour le capteur IG17.

Position de charge	I^+_{exp} (Pa.s.kg$^{-1/3}$)	I^+_{num} (Pa.s.kg$^{-1/3}$)	Ecart (%)
A	100	50	-50
B	103	62	-40
C	130	61	-53
D	109	76	-30
E	90	62	-30

Tableau 7-39 : Ecarts obtenus sur les impulsions positives totales réduites entre expérimental et numérique pour le capteur EG17

La surpression incidente maximale atteinte expérimentalement et numériquement pour le capteur EG20 est obtenue lorsque la charge est centrée à l'entrée de l'entrepôt (position D), ce qui est tout à fait cohérent puisqu'il s'agit de la position de charge la plus proche du capteur (Z = 3,69 m.kg$^{-1/3}$). Pour une charge centrée au fond (position B) et centrée au milieu de l'entrepôt (position C) les résultats expérimentaux et numériques concordent parfaitement puisque les écarts sont de 0 %. Pour la charge centrée et excentrée à l'entrée de l'entrepôt (positions D et E respectivement) la valeur numérique est 4,6 % plus élevée pour la position D et 4,9 % plus faible pour la position E que les valeurs obtenues expérimentalement. Pour la charge centrée au milieu, centrée et excentrée à l'entrée de la structure ces résultats sont tout à fait cohérents car le capteur EG20 est situé respectivement à des distances radiales réduites Z de 6,95, 3,69 et 3,96 m.kg$^{-1/3}$. Ces distances sont comprises dans la plage de distances radiales réduites correspondant à l'équivalent TNT massique moyen utilisé pour les simulations numériques et pour lequel les écarts sur les surpressions incidentes sont inférieurs à 5 %. Cependant, pour la position

centrée au fond de l'entrepôt (position B) ce résultat est plus surprenant car la distance radiale réduite entre cette position de charge et le capteur EG20 est en deçà de la plage de distances radiales réduites évoquées plus haut. Il est donc possible que les ondes de chocs réfléchies résultant de l'interaction de l'onde de choc incidente avec les portes bouteilles aient une influence sur cette même onde incidente qui se propage à l'extérieur de la structure.

De même que pour tous les autres capteurs présentés plus haut, les écarts obtenus entre les résultats expérimentaux et numériques sont importants en termes d'impulsions positives totales réduites. Cependant, le cas le plus désavantageux est obtenu lorsque la charge est centrée au milieu de la structure (position C) pour les essais expérimentaux et lorsque la charge est centrée à l'entrée de l'entrepôt (position D) pour les calculs numériques.

7.7 – Analyse des champs de pression autour de la structure.

Cette étude a pour but d'étudier la distribution des champs de pression autour de l'entrepôt, notamment sur la répartition des surpressions incidentes. En effet, la structure agit comme un obstacle et a donc une influence sur la propagation de l'onde de choc incidente.

Les résultats présentés ici montrent la diminution des surpressions incidentes obtenues autour de la structure comparées à celles obtenues en champ libre pour chaque position de charge. Pour cela, il est nécessaire d'introduire une variable afin de pouvoir apprécier la distribution des champs de pression autour de la structure. Cette variable est l'angle ϕ et est défini sur les figures 7.94 à 7.98.

Les figures 7.94 à 7.98 présentent le rapport des surpressions incidentes obtenues avec structure sur les surpressions incidentes obtenues en champ libre en fonction de l'angle ϕ.

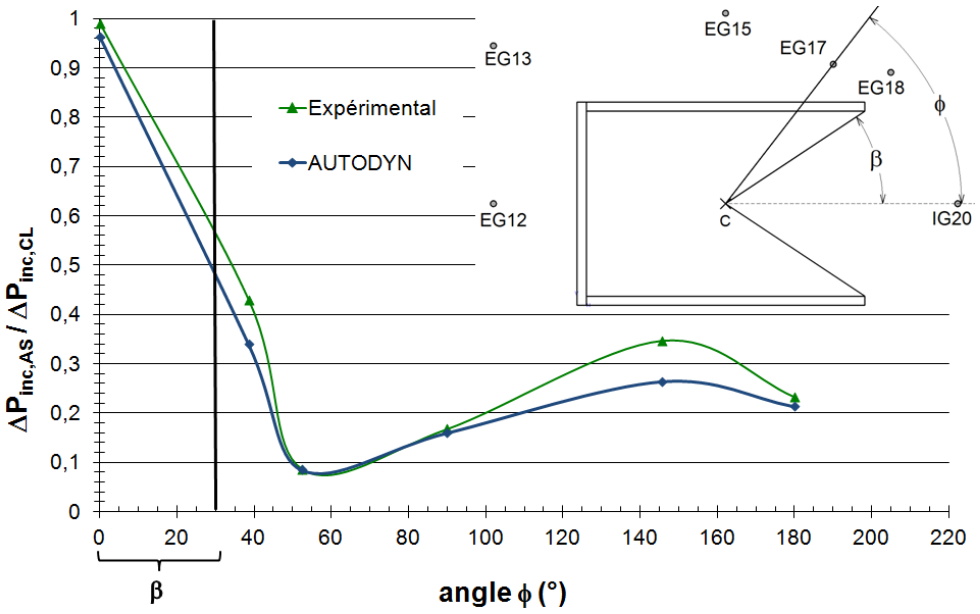


Figure 7.94 : Atténuation de la surpression incidente engendrée par la présence de l'obstacle par rapport à la surpression incidente obtenue en champ libre en fonction de l'angle ϕ. Charge centrée au milieu de l'entrepôt (position C).

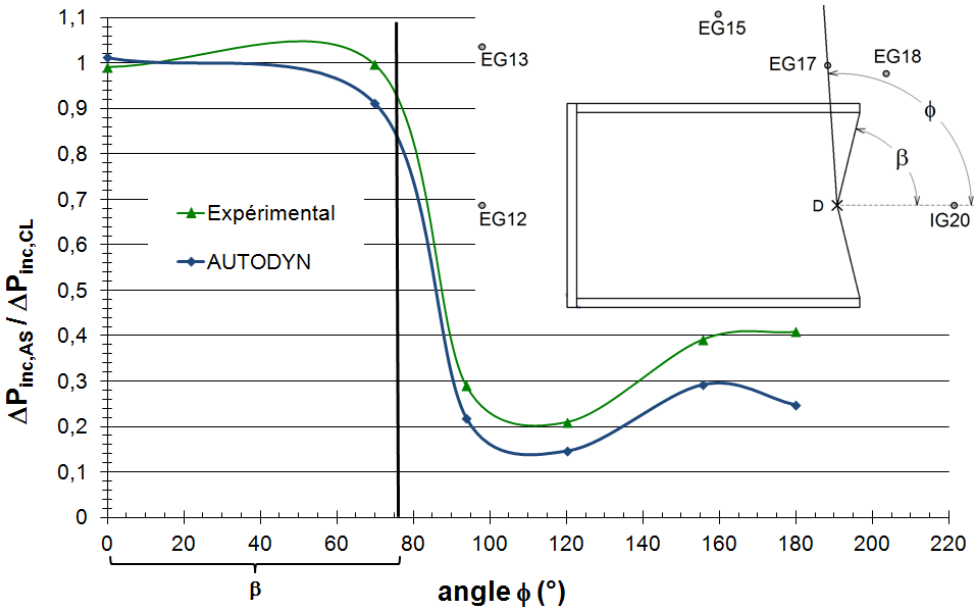


Figure 7.95 : Atténuation de la surpression incidente engendrée par la présence de l'obstacle par rapport à la surpression incidente obtenue en champ libre en fonction de l'angle ϕ. Charge centrée à l'entrée de l'entrepôt (position D).

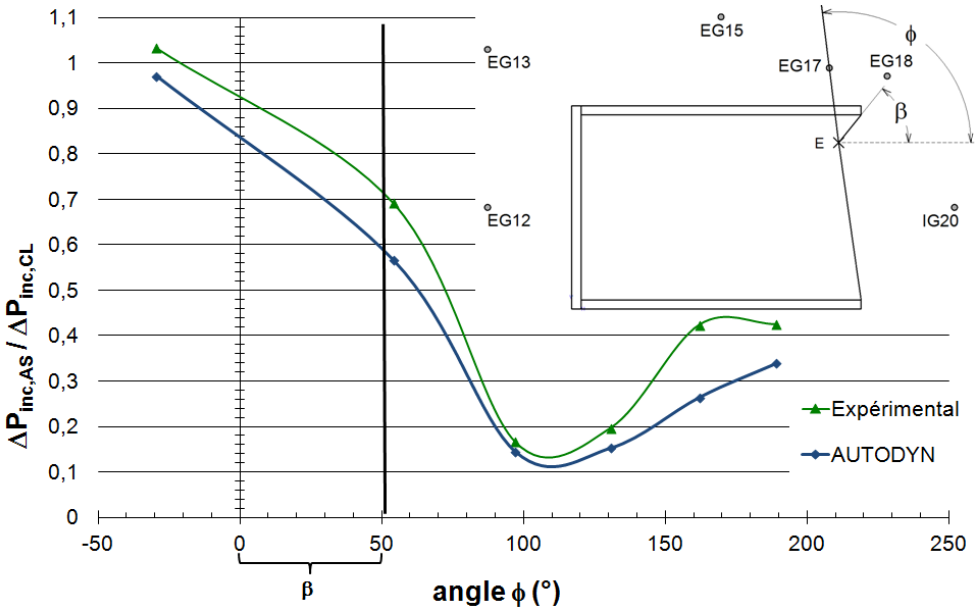


Figure 7.96 : Atténuation de la surpression incidente engendrée par la présence de l'obstacle par rapport à la surpression incidente obtenue en champ libre en fonction de l'angle ϕ. Charge excentrée au milieu de l'entrepôt (position E).

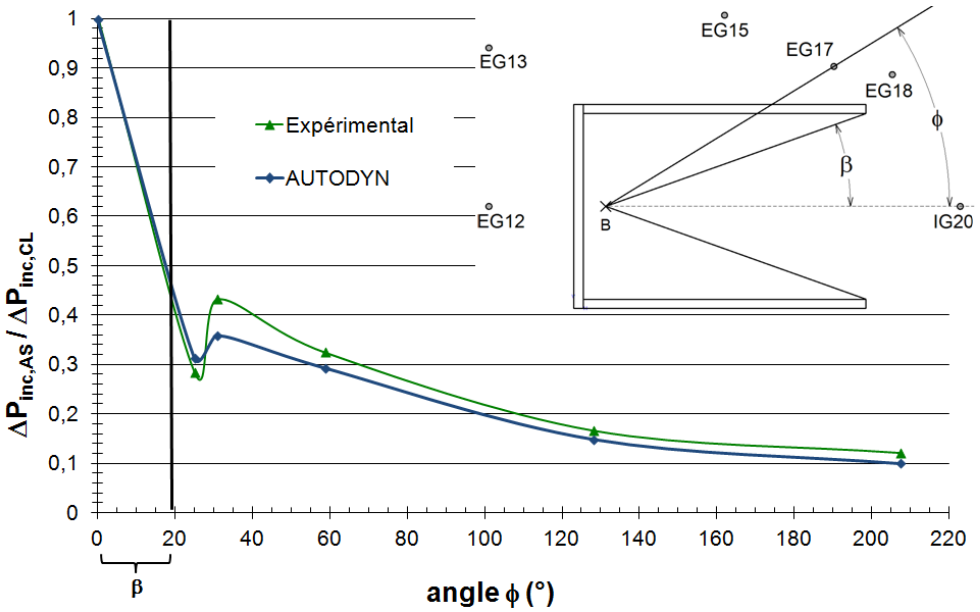


Figure 7.97 : Atténuation de la surpression incidente engendrée par la présence de l'obstacle par rapport à la surpression incidente obtenue en champ libre en fonction de l'angle ϕ. Charge centrée au fond de l'entrepôt (position B).

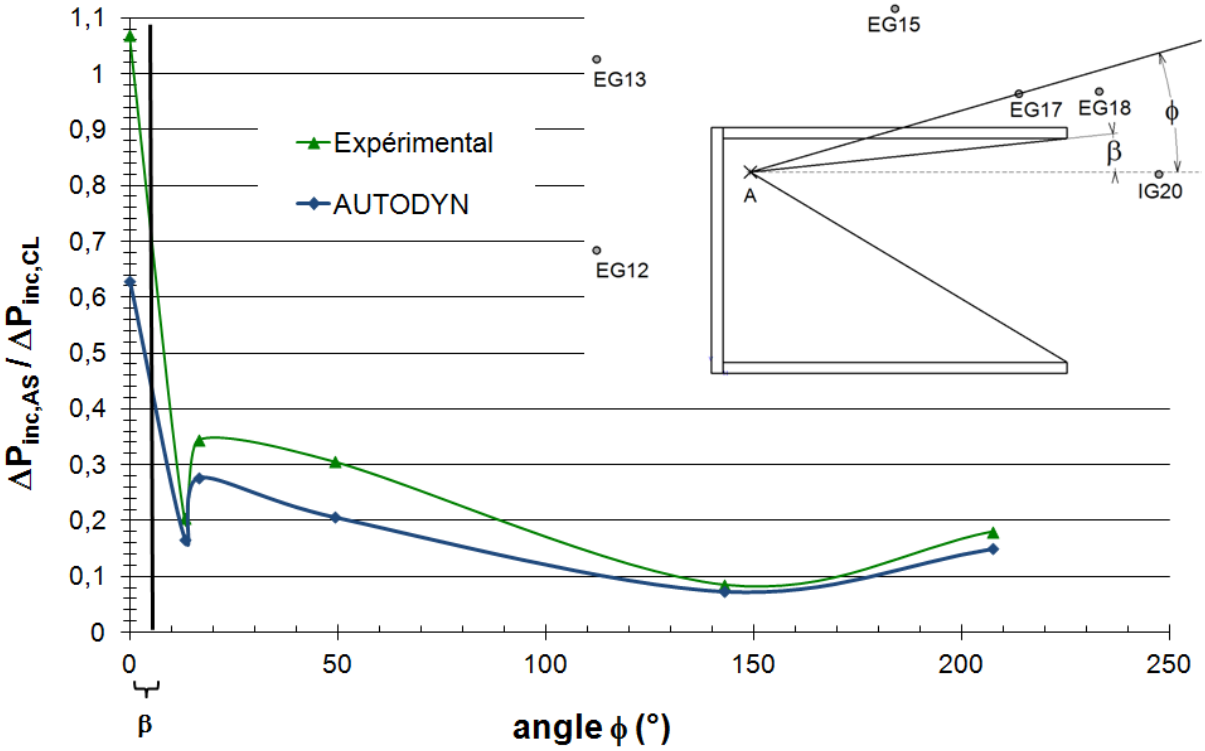


Figure 7.98 : Atténuation de la surpression incidente engendrée par la présence de l'obstacle par rapport à la surpression incidente obtenue en champ libre en fonction de l'angle ϕ. Charge excentrée au fond de l'entrepôt (position A).

Sur les figures 7.94 à 7.98, qui sont de vues de dessus, l'angle β est l'angle formé entre la ligne horizontale passant le capteur étudié et le coin situé du côté de la sortie de la paroi 1.

Grâce aux deux angles β et ϕ il est possible d'apprécier la diminution de surpression incidente autour de la structure. En effet, pour toutes les positions de charges, les capteurs pour lesquels une paroi est située entre eux et la charge explosive, il est possible de constater une nette diminution de la surpression incidente comparée à celle obtenue en champ libre. Ces capteurs sont situés dans une zone où l'angle ϕ est supérieur à l'angle β. Plus les capteurs sont proches de la sortie de l'entrepôt, donc pour des angles ϕ se rapprochant de l'angle β, plus le rapport des surpressions augmente. Cela signifie que l'effet protecteur apporté par les parois de l'entrepôt sera moins important pour des capteurs

proches de la sortie. Pour des valeurs de ϕ très proches de β, l'obstacle a également un effet de protection. Ce résultat peut être observé sur la figure 7.96, charge excentrée à l'entrée. En effet, pour cette position de charge, le capteur EG18 est situé à un angle ϕ de 54,1° et la valeur de l'angle β est de 51,3°. Cependant, les surpressions incidentes obtenues expérimentalement et numériquement par le capteur EG18 lorsque la structure est présente sont respectivement 30,9 % et 43,5 % plus faibles que celles obtenues en champ libre.

Pour les positions de charge centrée au milieu, centrée à l'entrée et excentrée à l'entrée de l'entrepôt (respectivement les positions C, D et E), les atténuations obtenues pour le capteur EG20 ne sont pas tout à fait égales à 1 mais sont tout de même valables car elles sont comprises dans les 5 % de tolérance pour les erreurs de mesures expérimentales et dans les 5 % de tolérance associée à l'utilisation de l'équivalent TNT massique moyen pour les calculs numériques.

De plus, des résultats intéressants sont ceux obtenus pour les deux charges positionnées au fond de l'entrepôt (positions A et B). En effet, pour ces deux positions de charge, il est possible d'observer sur les figures 7.96 et 7.98 une augmentation du rapport des surpressions entre les capteurs EG13 et EG17 puis une brusque diminution de ce rapport au niveau du capteur EG18. Bien que le capteur EG18 soit placé en sortie de l'entrepôt, présentant donc un angle ϕ proche de l'angle β, il présente une forte diminution de la surpression incidente obtenue avec la structure comparée à celle obtenue en champ libre. Il est à rappeler que pour ces deux positions de charge (A et B), un pied de Mach se développe long de la paroi 1. Il semblerait donc que la détente obtenue suite au contournement de cette même paroi ait plus d'influence sur la surpression incidente ressentie au niveau du capteur EG18 que sur celle obtenue au niveau du capteur EG17, comparée à celle obtenue

en champ libre (le capteur étant plus proche des charges positionnées en A et B que le capteur EG18). De plus, en se référant aux figures 7.99 et 7.100, la surpression incidente obtenue au niveau du capteur EG17 est supérieure à celle obtenue au niveau du capteur EG18 pour une charge excentrée au fond. Il est donc très probable que les ondes de choc incidentes arrivant à ces capteurs ne soit pas la même. L'onde de choc incidente atteignant le capteur EG18 en premier correspond à celle contournant la paroi 1 par la sortie de l'entrepôt, tandis que celle atteignant le capteur EG17 en premier est l'onde de choc incidente contournant la paroi 1 par le dessus. Ainsi l'onde de choc incidente obtenue par le capteur EG17 à 1,83 ms sur la figure 7.99 correspond au pic de surpression obtenu par le capteur EG18 à 2 ms sur la figure 7.100. De plus, le pic obtenu par le capteur EG17 à 2 ms sur la figure 7.99 correspond au pic obtenu par le capteur EG18 à 2,2 ms sur la figure 7.100

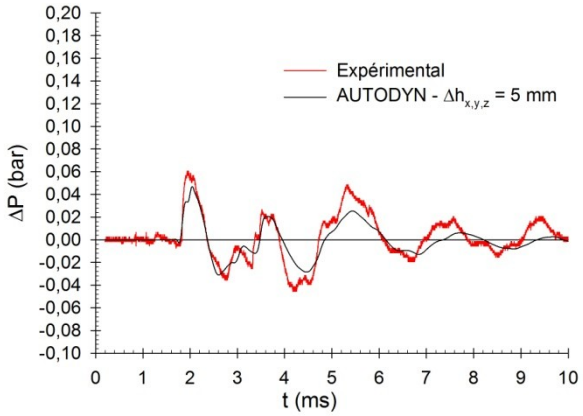


Figure 7.99 : Profils de pressions, capteur EG17, expérimental et numérique, charge excentrée au fond de l'entrepôt (position A).

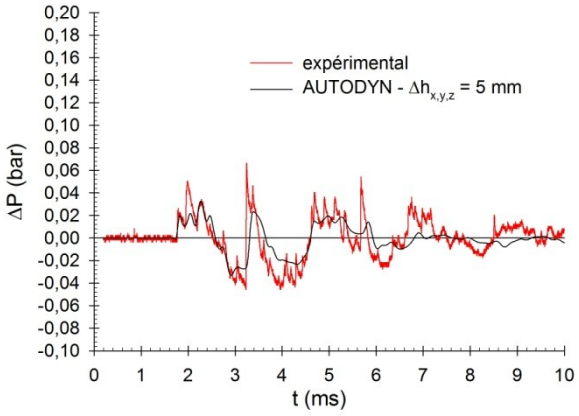


Figure 7.100 : Profils de pressions, capteur EG18, expérimental et numérique, charge excentrée au fond de l'entrepôt (position A).

7.8 – Conclusion sur ce chapitre

Premièrement, l'analyse des signaux de pression obtenus par les capteurs situés à l'intérieur de l'entrepôt ont montré que de forts champs de pressions

ont lieu au sein de la structure. En effet, la création de pied de Mach ainsi que l'interaction de l'onde de choc incidente puis des ondes de choc réfléchies avec les parois et les portes bouteilles engendrent de fortes surpressions réfléchies, augmentant ainsi les impulsions positives totales réduites, c'est-à-dire les efforts mécaniques subis par la structure elle-même ou par du matériel et des personnes se trouvant dans l'entrepôt.

Deuxièmement, les résultats obtenus par les capteurs situés autour de l'entrepôt, mais pas directement en sortie, ont montré clairement une nette diminution des surpressions incidentes ressenties comparées aux surpressions incidentes obtenues en champ libre. Les parois de la structure jouent alors un rôle d'écran. Cependant pour la zone située directement en sortie de la structure, aucune diminution sur les surpressions incidentes n'est constatée. Au contraire, la création et la propagation de pieds de Mach le long des parois engendre des surpressions incidentes supérieures à celles obtenues en champ libre, la géométrie de la structure provoquant alors un effet canon.

L'analyse des surpressions et des efforts mécaniques pour plusieurs positions de charge a permis d'identifier une zone critique quant à la position de la charge explosive. En effet, pour des charges explosives situées au fond de l'entrepôt, de très fortes surpressions réfléchies et impulsions positives totales réduites ont lieu au sein de la structure et à l'extérieur. Dans un but sécuritaire, il est donc nécessaire de veiller à ce qu'aucun accident impliquant la détonation d'une charge explosive ne survienne au fond de l'entrepôt.

Enfin, les simulations numériques ont permis l'identification des pics de surpressions (incidentes et réfléchies) et de mieux comprendre la propagation des ondes de choc au sein même de la structure puis à l'extérieur de celle-ci. Les résultats numériques ont montré une bonne corrélation sur les surpressions incidentes et sur les temps d'arrivée, mettant en avant la bonne utilisation d'un équivalent TNT massique moyen pour les simulations numériques. Cependant, en termes d'impulsion positive totale réduite, les résultats expérimentaux et numériques ont montré une grande divergence. Ceci est très probablement dû, en grande partie, au maillage « grossier » utilisé pour les simulations numériques. Il aurait peut être été plus judicieux de représenter les portes bouteilles par des parallélépipèdes. En effet, les multiples réflexions ayant lieu au niveau des portes bouteilles sont, dans les simulations réalisées, mal représentées puisqu'il n'y a qu'une seule maille entre deux bouteilles.

Conclusion générale et perspectives

Les études présentées dans ce mémoire ont été réalisées dans le but de contribuer à une meilleure compréhension des phénomènes physiques associés à la propagation d'ondes consécutives à une explosion et leur interaction avec des structures, dans un environnement complexe.

Des études précédentes avaient été menées afin de cerner les phénomènes de réflexions d'ondes de choc sur différentes surfaces, ainsi que le contournement de structures par de telles ondes (Trélat, 2006). Cependant, aux vues des différents types d'accidents industriels et actes de malveillances rencontrés de par le monde, il est nécessaire de mener des études afin d'estimer et d'évaluer les effets d'explosions ayant lieu dans des milieux confinés et de déterminer ainsi les dégâts aux structures et les blessures subies par des personnes se trouvant dans le champ d'effet des ondes de choc. Cette étude s'inscrit donc dans un cadre de protection et de prévention contre des explosions confinées dans des lieux pouvant être industriels, civils ou militaire.

Dans un premier temps, grâce au dispositif mis en place, il a été nécessaire de bien caractériser la charge explosive gazeuse (propane-oxygène en proportion stœchiométrique) utilisée pour les expériences à petite échelle afin de maîtriser l'évolution des caractéristiques physiques d'une onde de choc engendrée par la détonation d'une telle charge et se propageant en champ libre. Ainsi, des polynômes décrivant l'évolution de la surpression incidente ΔP_i^+, l'impulsion positive I^+, le temps d'arrivée t_a et le temps de phase positive T^+ en fonction de la distance radiale réduite Z ($m.kg^{-1/3}$) ont été établis.

Dans un deuxième temps, il a été nécessaire de réaliser une étude sur l'équivalent TNT car les études présentées dans ce mémoire ont été réalisées à petite échelle avec des charges gazeuses. En effet, afin de répondre aux questions et aux problèmes des industriels, il est nécessaire de ramener à l'échelle du laboratoire l'explosion à échelle réelle d'une éventuelle charge de TNT d'une certaine masse. Ainsi, la détermination d'un équivalent TNT massique permet de réaliser des expériences à petite échelle avec une charge gazeuse en partant d'une masse connue de TNT à échelle réelle. Cependant, l'étude a montré que l'équivalent TNT massique variait en fonction de la distance radiale réduite Z ($m.kg^{-1/3}$) et que l'utilisation d'un seul équivalent TNT massique moyen $<Eq_{M,TNT}>$ pour toute la plage de distances radiales réduites étudiées, ainsi que pour toutes les caractéristiques physiques de l'onde de choc incidente, ne permet pas d'obtenir des résultats satisfaisants. De ce fait, des équivalents TNT massiques moyens propres à chaque caractéristique physique ont été établis par tranches de distances radiales réduites. Ces équivalents TNT massiques moyens ont été déterminés de façon à obtenir des écarts inférieurs à 5 % par rapport aux valeurs obtenues pour la détonation d'une charge de TNT à l'air libre.

L'élaboration des équivalents TNT massiques moyens $<Eq_{M,TNT}>$ a notamment servi à simuler numériquement, grâce au logiciel AUTODYN, les différentes configurations étudiées expérimentalement. En effet, de nos jours, les logiciels de calculs numériques sont omniprésents dans l'industrie et sont utilisés de façon massive. Il est donc nécessaire, afin de répondre aux attentes

des industriels de pouvoir valider ces codes de calculs en les comparant à des données expérimentales.

Afin de connaître l'influence des différentes parois d'une structure dans le cas de la détonation d'une charge explosive au sein d'un confinement, une démarche innovante a été proposée dans ce mémoire. En effet, le montage paroi par paroi a permis d'identifier des pics de surpressions réfléchis et de comprendre la propagation des ondes de choc réfléchies au sein d'un confinement donné. Ce type d'expériences a également offert la possibilité d'observer la création d'ondes de Mach se propageant le long des parois de la structure et d'expliquer certains résultats obtenus sur les premiers pics de surpressions enregistrés par les capteurs de pression.

Les études menées sur les configurations expérimentales ont abouti à plusieurs conclusions quant aux efforts mécaniques (c'est-à-dire les impulsions) subis par une structure soumise aux ondes de choc issues de la détonation d'une charge explosive. En effet, l'influence de plusieurs paramètres a été étudiée pour chaque configuration et des tendances s'en sont dégagées.

- **Pour la détonation d'une charge explosive au sein d'un atelier pyrotechnique, il a été déterminé que la présence d'une cheminée de détente était grandement nécessaire puisqu'elle permettait de diminuer de façon significative les efforts mécaniques subis par les parois de l'atelier ou par du matériel présent en son sein. De plus, les expériences ont révélé qu'une position critique de la charge apparaissait lorsque celle-ci était placée dans un coin de l'atelier pyrotechnique, créant ainsi des surpressions réfléchies**

maximales plus importantes que celles obtenues pour les autres positions de charge. Enfin, des efforts mécaniques supplémentaires sont à constater lorsqu'un obstacle est placé à côté d'une paroi du fait de la création d'un semi-confinement couplé à un effet canal. Dans un but sécuritaire, il est donc fortement conseillé de travailler sur des charges placées au centre de l'atelier et de ne pas entreposer de matières énergétiques sensibles dans les coins de l'atelier. De plus, les simulations numériques ont conduit à de bonnes corrélations avec les essais expérimentaux en termes de surpressions incidentes et de temps d'arrivée, démontrant par la même occasion la bonne utilisation d'un équivalent TNT massique moyen $<Eq_{M,TNT}>$.

- **Pour la détonation d'une charge explosive à l'intérieur d'un entrepôt de bouteilles de gaz, les résultats ont montré que de forts champs de pression ont lieu à l'intérieur de la structure, notamment dus à la création de pied de Mach le long des parois et aux multiples interactions de l'onde de choc incidente et des ondes de choc réfléchies avec la structure elle-même et les portes bouteilles. Les champs de pression situés à l'extérieur de la structure sont nettement diminués comparés à ceux obtenus en champ libre, les parois de la structure jouant un rôle d'écran. Quelque soit la position de la charge, la zone la plus critique pour les biens et les personnes est celle située directement en sortie de l'entrepôt car la géométrie de celui-ci provoque un effet canon augmentant ainsi les surpressions ressenties dans cette zone. De plus, les positions de charge les plus critiques sont situées au fond de l'entrepôt car pour ces positions de très fortes surpressions réfléchies et d'importantes impulsions (donc des efforts mécaniques) ont lieu au sein et à l'extérieur de la**

structure. De même que pour la configuration mettant en jeu la détonation d'une charge explosive au sein d'un atelier pyrotechnique, les résultats numériques ont montré des bonnes corrélations avec les résultats expérimentaux. De plus, pour cette étude, les simulations numériques ont permis l'identification des pics de surpressions (réfléchis ou incidentes) et de mieux comprendre la propagation des ondes de choc au sein et à l'extérieur de la structure.

Pour finir, ce mémoire a permis d'apporter des éléments de réponses quant à une meilleure compréhension de la propagation d'ondes de choc consécutives à la détonation d'une charge explosive en milieu confiné ou semi-confiné. Cependant, des perspectives de futurs travaux se sont dessinées à la fin de cette étude, notamment la création d'abaques pour déterminer les caractéristiques physiques d'une onde de choc se propageant à l'intérieur et à l'extérieur d'un entrepôt présentant une certaine géométrie et extrapoler ces résultats à d'autres géométries. De plus, l'outil numérique peut permettre de réaliser des simulations de la détonation de charges explosives à grande échelle. Cependant, il est à noter que l'utilisation de l'outil numérique requiert de très grandes puissances de calcul et du temps mais reste moins onéreux que des expériences à échelle réelle. La visualisation des expériences à petite échelle, notamment grâce à un système strioscopique couplé à une caméra rapide, pourrait permettre d'identifier les ondes de choc et d'étudier leur propagation au sein et à l'extérieur d'une structure. Ces visualisations pouvant par la suite être comparées avec des visualisations obtenues par calculs numériques.

Annexe

A - Fiche technique de l'alimentation Haute tension

- Affichage numérique 3 ½ digits (résolution 10V)
- Déclenchement du tir : par bouton poussoir sur la face avant et par télécommande
- Tension de charge maximale : 9 kV
- Capacité de stockage d'énergie : 8,14 µF
- Sortie impulsion synchrone du tir « H.V. SYNCHRO. »
- Amplitude : 15 V maximum sur 50 Ω

B - Fiche technique des capteurs de pression

- Capteurs Kistler 603 B
- Gamme de mesure : 0 – 200 (bar)
- Surcharge : 200 bar
- Sensibilité : ≈ -5,5 pC/bar
- Temps de montée ≈ 1 µs
- Fréquence propre : ≈ 400 kHz

- Sensibilité aux accélérations : < 0,0001 bar/g
- Gamme de température d'utilisation : -196 – 200 °C

C - Fiche technique des amplificateurs de charge

- Amplificateurs Kistler 5011 B
- Gamme de mesure : ± 10 - ± 999000 pC
- Sensibilité du capteur : 0,01 – 9990 pC/M.U. (M.U. = unité mécanique)
- Gamme de fréquence : 0 – 200 kHz (-3dB)
- Erreur (%) :

  < ± 100 pC FS (max./typ.) : < ± 3 % / ± 2 %

  > ± 100 pC FS (max./typ.) : < ± 1 % / ± 0,5 %

D - Fiche technique des oscilloscopes numériques

- Oscilloscope numérique TDS 3034 B
- Bande passante : 300 MHz
- Longueur d'enregistrement par voie : 10000
- Taux d'échantillonnage : 2,5 Géch/s
- Nombre de voies : 4

- Résolution verticale : 9 bits
- Sensibilité verticale : 1 mV jusqu'à 10 V/div
- Base de temps : 2 ns/div jusqu'à 10 s/div

E - Spécification des gaz employés

Gaz	Impuretés (ppm mole)						Pureté (%)
	H2O	O2	CO2	CnHm	N2	C6H8	
Azote	< 3	< 2		< 0,5			> 99,999
Propane N35	≤ 5	≤ 10	≤ 10	≤ 200	≤ 40	≤ 200	> 99,5
Oxygène	≤ 5			≤ 0,5			> 99,999

Tableau E-1 : Caractéristiques des gaz employés pour le mélange gazeux composant la charge explosive. Bouteilles de gaz provenant de Air Liquide.

F - Caractéristiques Chapman - Jouguet pour une charge gazeuse de propane – oxygène et de TNT

TNT	
Paramètres	Valeurs
Vitesse de détonation ($m.s^{-1}$)	$6{,}93.10^{3}$
Energie volumique ($kJ.m^{-3}$)	6.10^{6}
Pression (kPa)	$2{,}1.10^{7}$

Tableau F-1 : Valeurs des paramètres du TNT dans les conditions Chapman-Jouguet utilisées sous AUTODYN.

Propane – oxygène à la stœchiométrie	
Paramètres	Valeurs
Vitesse de détonation ($m.s^{-1}$)	$2,36.10^3$
Température (K)	$3,83.10^3$
Pression (kPa)	$3,63.10^3$

Tableau F-2 : Valeurs des paramètres d'un mélange propane – oxygène à la stœchiométrie dans les conditions Chapman-Jouguet.

Bibliographie

Adushkin V.V., Korokov A.I. : Parameters of a shock wave near to HE charge at explosion in air, PMTF, N°5, pp. 119-123, (In russian) (1961)

AUTODYN : User Manual Version 12.1. ANSYS, Inc. Southpointe. 275 Technology Drive. Canonsburg. ANSYS (2009)

Baker W.E. : Explosions in Air. Austin, Univeristy of Texas Press (1973)

Baker W.E., Cox P.A., Westine P.S., Kulesz J.J., Strehlow R.A. : Explosion hazards and evaluation. Fundamental Studies in Engineering. Elsevier, New-York (1983)

Ben-Dor G. : Shock Wave Reflection Phenomena, Springer, 2nd edition (1992)

Borgers J.B.W., Vantomme J.: Towards a parametric model of a planar blast wave created with detonating cord. 19th International Symposium on Military Aspects of Blast and Shock, Calgary, Canada (2006)

Borisov A.A., Gelfand B.E., Tsyganov S.A. : On modelling of pressure waves formed by detonation and combustion of gas mixtures. J. Phys. Combus. And Explos. (Russian Acad. of Sci.) 2 :90 (1985)

Brode H.L. : Numerical solution of spherical blast waves. J. Appl. Phys., 26, 766 (1955)

Brossard J., Bailly P., Desrosier C., Renard J. : Overpressures imposed by a blast wave. Progress in Astronautics and Aeronautics, Vol.114, pp. 329-400 (1988)

Brossard J., Leyer J.C., Desbordes D., Saint-Cloud J.P., Hendricks S., Garnier J.L., Lannoy A., Perrot J. :Air blast from unconfined gaseous detonation. Vol. 94, pp. 556-566 of Progress in Astronautics and Aeronautics (1985)

Brossard J., Perrot J., Manson N. : Pressure waves generated by detonating spherical gaseous charges. Communication (unpublished) at the 17th Symposium (International) on Combustion, Leeds, Englang (1978)

Chapman D.L. : On the state of explosion in gases. Philos. Mag, 47, pp. 90-104 (1899)

Cranz C. : Lehrbuch der Baliistik. Springer Verlag, Berlin (1926)

Desrosier C., Reboux A., Brossard J. : Effect of asymmetric ignition on the vapor cloud spatial blast. Preogress in Astronautics and Aeronautics, VOL.134, pp. 21-27 (1991)

Dewey J.M. : Expanding Spherical Shocks (Blast Waves). Dans : Ben-For G., Igra O., Elperin T. (eds.) Handbook of Shock Waves, vol. 2, Academic Press, chap. 13.1, pp. 441-481 (2001)

Dewey J.M. : The TNT equivalence of an optimum propane-oxygen mixture. Journal Phys. D. :Appl. Phys., pp. 4245-4251 (2005)

Dorofeev S.B. : Blast Effects of confined and Unconfined Explosions. Proceedings of the 20th Int. Symp. On Shock waves, Vol. 1, pp. 77-86, Pasedana, California (1995)

Dorofeev S.B., Sidorov V.P., Alekseev V.I. : Air-Blast Parameters from Detonation of Gaseous, Heterogeneous and Fuel Rich Fuel-Air Explosives. Srare Research Prohram « Safety » Report SRDO IRIS-91/1.6.08, Moscow (1991)

Dorofeev S.B., Sidorov V.P., Dvoinishnikov A.E., Alekseev V.I, Kyznetsov M.S. : Experimental study of air blast parameters from fuel rich mixtures detonation. In : 14th Int. Colloquium on Dynamics of Explosions and Reactive Systems (ICDERS), 2/E1.4.1 (1993)

Dvoinishnikov A.E., Dorofeev S.B., Gelfand B.E. : Analysis of blast wave data from HE explosions. Shock Waves, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, pp. 407-412 (1995)

Esparza E.D. : Blast measurements and equivalency for spherical charges et small scaled distances. Int. Journal Impact Eng., Vol. 4, n°1, pp. 23-40 (1986)

Fishburn B.D. : Some aspects of blast from fuel-air explosives. Acta Astronautica, 3 :1049 (1976)

Formby S.A., Wharton R.K. : Blast characteristics and TNT equivalence values for some ommercial explosives detonated at ground level. Journal of Hazardous Materials, Vol. 50, pp.183-198 (1996)

Gelfan B : Translation from Russian to English The Book « Blast effects caused by explosions » autorised by B. Gelfand and M. Silnikov. United States Army, European Research Office of the U.S. Army, London, England, Contract Number N62558-04-M-0004, (April 2004)

Gelfand B.E., Gubin C.A., Mikhalkin V.N., Shargatov V.A. : Computation of shock wave parameters by detonation of combustible gaseous mixtures of a variable composition. J. Phys. Combust. Explos. (Russian Acad. of Sci.) 3 :92 (1985)

GFC : Groupement Français de la Combustion, Dictionnaire des Mots de la Combustion, site internet http://www.gfcombustion.asso.fr

Handbook of Chemistry and Physics, 78th Edition, CRC Press, Boca Raton, New-York (1997 - 1998)

Held M., Jager E.H., Stolzl B. : TNT-blast equivalence for bursting or pressurized gas conventional vessels. Pape rat 6th SMIRT conf. Paris (1961)

Henrych J.M. : The dynamics of explosion and its use. Amsterdam, Elsevier (1979)

Hopkinson B. : British Ordonance Board Minutes, 13565 (1915)

Jouguet E. : La Mécanique des explosifs. Doin, Paris (1917)

Kingery C.N., Bulmash G.: TB 700-2; NAVSEAINT 8020.8; TO 11A-1-47; DLAR 8220.1 : Department of defense Ammunition and explosives hazard classification procedures (1998)

Kinney G.F. : Explosive Shocks in Air. MacMillan, London (1962)

Kinney G.F., Graham K.L. : Explosive Shocks in Air. Second edition, Springer Verlag, Berlin (1985)

Kleine H., Dewey J.M., Ohashi K., Mizukaki T., Takayama K. : Studies of the TNT equivalence of silver azide charge, Shock Waves, pp. 123-138 (2003)

Kogarko S.M., Adushkin V.V., Liamin A.G. : Investigation of spherical detonations in gas mixtures. Combust. Explos. Shock Waves, USSR 1 2 :22 (1965)

Krehl P., van der Geest M. : The discovery of the Mach reflection effect and its demonstration in an auditorium, Shock Waves, vol. 1, pp. 3-15 (1991)

Lannoy A. : Analyse des explosions air-hydrocarbure en milieu libre : Etudes déterministes et probabiliste du scénario d'accident. Prévision des effets de surpression. Bulletin Direct. Etudes et Recherche EDF. A4 (1984)

Lannoy A. : Effet des explosions sur les structures – Extrapolation de l'abaque du TM5-1300, EDF – Dir. Etudes et Recherches (1979)

Mach E. : Über den Verlauf der Funkenwellen in der Ebene und im Raum. Sitzungsber Akad Wiss Wien (II. Abth.) 78 :819-838 (1878)

Mach E., von Weltrubsky J : Über die Form der Funkenwellen. Sitzungsber Akad Wiss Wien (II. Abth.) 78 :551-560 (1878)

Naumenko I.A., Petroviskyi I.G. : The shock wave of a nuclear explosion. Mokau (1956)

Ohashi K., Kleine H., Takayama K. : Characteristics of blast waves generated by milligram charges. Lu F. (ed.), Proc. 23rd Int. Symp. On Shock Waves, Fort Worth, USA, pp. 187-193 (2002)

Remennikov A.M. : A review of methods for predicting bomb blast effects on buildings. Journal of Battlefield Technology, 6(3),pp.5-10 (2003)

Remennikov A.M., Rose T.A. : Modelling blast loads on buildings in complex city geometries, Faculty of Engineering, University of Wollongong (2005)

Sadovskyi M.A. : Techanical effects of air shock waves from explosions according to experiments. Moskau (1952)

Smith P.D., Rose T.A. : Blast wave propagation in city streets, Prog. Struc. Engng Mater., vol.8, pp.16-28 (2006)

Smith P.D., Rose T.A. : Influence of the principal geometrical parameters of straight city streets of positive and negative blast wave impulses. International Journal of Impact Engineering, 27(4), pp.359-376 (2002)

Smith P.D., Whalen G.P., Feng L.J., Rose T.A. : Blast loading on buildings from explosions in city streets. Proceedings of the Institution of Civil Engineers Structures and Buildings Journal, 146(1), pp.47-50 (2001)

Smith PD, Rose TA, Ng S.H. : The influence of areal density on the shielding and channelling of blast by buildings. 18th International Symposium on Military Aspects of Blast and Shock. Bad Reichenhall, Germany 27th September-1st October (2004)

Sochet I., Schneider H. : Blast wave characteristics and equivalency, Explosion dynamics and hazards, TORUS PRESS (2010).

Strehlow R.A. : Blast waves generated by constant velocity flames. Com. And Flame 24 :257 (1975)

TM5-1300, Departments of the Army, the Navy and the Air Force : Structures to resist the effects of accidental explosions. Technical Manual, NAFVAC-P397 / AFM88 (1969)

Trélat S. : Impact de fortes explosions sur les bâtiments représentatifs d'une installation industrielle. Thèse de Doctorat de l'Université d'Orléans, 07 décembre 2006.

von Neumann J. : Oblique Reflection of Shocks, Explos. Res. Rep. 12, Navy Dept., Bureau of Ordonance, Washington, DC, USA (1943)

von Neumann J. : Refraction, Intersection and Reflection of Shock Waves, NAVORD Rep., 203-45, Navy Dept., Bureau of ordonance, Washington, DC, USA (1943)

Wharton R.K., Formby S.A., Merrifield R. : Airblast TNT equivalence for a range of commercial blasting explosives. Journal of Hazardous Materials, A79, pp. 31-39 (2000)

Zhdan S.A. : Calculation of gas mixture explosion with regard to shift of chemical equilibrium products. J. Phys. Combust. Explos. (Russian Acad. of Sci.) 1 :131 (1983)

Pierre-Emmanuel SAUVAN

Etude des phénomènes physiques associés à la propagation d'ondes consécutives à une explosion et leur interaction avec des structures, dans un environnement complexe.

Les travaux présentés dans ce mémoire de thèse s'inscrivent dans le cadre des études liées aux dégâts sur les structures et les blessures subies par les personnes à la suite d'explosions de charges explosives en milieu confiné et semi-confiné. Afin de mener cette étude, des expériences sont réalisées à petite échelle en laboratoire et sont complétées par des simulations numériques. Les ondes de choc sont obtenues grâce à la détonation d'une charge explosive gazeuse composée de propane-oxygène en proportion stœchiométrique.

L'étude consiste donc à réaliser des expériences à petite échelle en laboratoire afin d'apprécier les champs de pression obtenus à la suite de la détonation d'une charge explosive au sein de deux configurations différentes. La première représente un atelier pyrotechnique et la seconde met en jeu un entrepôt de stockage de bouteilles de gaz. Les résultats expérimentaux sont ensuite confrontés à des résultats obtenus par simulations numériques réalisées grâce au logiciel AUTODYN.

En complément de ces deux configuration principales, une étude est menée sur l'identification des pics de surpressions réfléchis grâce à une approche expérimentale appelée paroi par paroi. Une étude est également menée sur la détermination d'une équivalence massique entre le TNT et le mélange gazeux utilisé pour les expériences.

Mots clés : Détonation, onde de choc incidente, onde de choc réfléchie, milieu confiné et semi-confiné, expériences à petite échelle, simulations numériques (AUTODYN), équivalent TNT.

Study of physical phenomenon associated to shock waves consecutive with an explosion and theirs interactions with structures, in a complex environment.

The goal of this study is to investigate shock waves propagation, in a geometrically complex confined and semi-confined environment, consecutive to the detonation of a spherical explosive charge. In this objective, small scale experiments are conducted in laboratory and are completed with numerical analysis. Shock waves are generated thanks to spherical detonation of a gas mixture composed of propane-oxygen in stoechiometric proportion.

Two main configurations are studied: the first represents a pyrotechnic workshop and the second is a warehouse containing gas cylinder. Experimental and numerical results are then compared.

Complementary studies are realised to describe blast wave propagation inside a semi-confined volume thanks to a new experimental approach named wall by wall. Finally, in order to simulate TNT charges detonation by computational means, an important study is conducted to determine a mass equivalent between TNT and gas mixture.

Keywords : Detonation, incident shock wave, reflected shock wave, confined and semi-confined environment, small scale experiments, numerical simulations (AUTODYN), TNT equivalent.

Laboratoire Pluridisciplinaire de Recherche en Ingénierie des Systèmes, Mécanique, Energétique

ENSI Bourges, 88 boulevard Lahitolle, 18020 Bourges Cedex, France