



**HAL**  
open science

# Propagation d'une onde de choc en présence d'une barrière de protection

Sébastien Eveillard

► **To cite this version:**

Sébastien Eveillard. Propagation d'une onde de choc en présence d'une barrière de protection. Autre. Université d'Orléans, 2013. Français. NNT : 2013ORLE2026 . tel-00952259

**HAL Id: tel-00952259**

**<https://theses.hal.science/tel-00952259>**

Submitted on 26 Feb 2014

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

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

**ÉCOLE DOCTORALE ENERGIE, MATERIAUX, SCIENCES DE LA  
TERRE ET DE L'UNIVERS**

Laboratoire PRISME

**THÈSE** présentée par :

**Sébastien Eveillard**

Date de soutenance : **12 Septembre 2013**

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

Discipline/ Spécialité : Mécanique - Energétique

**Propagation d'une onde de choc en  
présence d'une barrière de protection**

**THÈSE dirigée par :**

**Pr. Isabelle Sochet**

Professeur à l'ENSI de Bourges

**RAPPORTEURS :**

**Pr. Abdellah Hadjadj**

Professeur des Universités à l'INSA de Rouen

**Pr. Richard Saurel**

Professeur des Universités à Polytech Marseille

---

**JURY :**

**Pr. Azeddine Kourta**

Professeur des Universités à Polytech Orléans, Président du jury

**Pr. Abdellah Hadjadj**

Professeur des Universités à l'INSA de Rouen

**Pr. Richard Saurel**

Professeur des Universités à Polytech Marseille

**Mr. Hervé Jourden**

Ingénieur – chercheur au CEA – DAM

**Pr. Isabelle Sochet**

Professeur des Universités à l'ENSI de Bourges

**Dr. Jean-Yves Vinçont**

Ingénieur – chercheur au CEA – DAM, Encadrant



# TABLE DES MATIERES

TABLE DES FIGURES.....	I
TABLE DES TABLEAUX .....	VI
REMERCIEMENTS.....	VII
NOMENCLATURE .....	IX
INTRODUCTION.....	1
CHAPITRE 1 - CONTEXTE DE L'ETUDE .....	5
1.1 PHENOMENOLOGIE DES ONDES DE SOUFFLE .....	5
1.1.1 Signature d'une détonation .....	5
1.1.2 Principe de la similitude : l'échelle de Hopkinson.....	6
1.1.3 Abaque d'évolution des caractéristiques d'une onde de souffle en champ libre .....	7
1.1.4 Effets des ondes de souffle – dommages .....	8
1.2 DESCRIPTION D'UNE ONDE DE CHOC .....	10
1.2.1 Modèle de détonation de Chapman-Jouguet .....	10
1.2.2 Modèle de Kamlet-Jacobs.....	13
1.2.3 Problème des équivalences .....	15
1.2.4 Relations de Rankine-Hugoniot (milieu inerte).....	19
1.3 INTERACTION D'UNE ONDE DE CHOC AVEC UNE STRUCTURE.....	21
1.3.1 Phénomène de réflexion .....	21
1.3.1.1 Diagramme des régimes de réflexion .....	21
1.3.1.2 Angle de déviation .....	24
1.3.1.3 Réflexion normale (RN).....	25
1.3.1.4 Réflexion oblique (RO).....	25
1.3.1.5 Réflexion de Mach (RM) .....	27
1.3.1.6 Abaques de réflexion.....	28
1.3.1.7 Paramètres géométriques dans le cas d'une paroi plane.....	28
1.3.1.8 Estimation de la surpression réfléchie .....	34
1.3.2 Phénomène de détente.....	35
1.3.2.1 Choc infinitésimal (lignes de Mach) .....	35
1.3.2.2 Fonction de Prandtl-Meyer.....	37
1.3.2.3 Coefficient empirique de détente dans le cas d'une détonation.....	39
1.3.3 Cas d'une barrière de protection .....	40
1.3.3.1 Structures proches d'un « Merlon » .....	41
1.3.3.2 Mur de protection.....	58
1.4 CONCLUSION DE L'ETAT DE L'ART .....	65
CHAPITRE 2 - DEMARCHE DE L'ETUDE.....	67
2.1 DESCRIPTION DE LA DEMARCHE DE L'ETUDE .....	67
2.2 MOYENS EXPERIMENTAUX.....	69
2.2.1 Charge gazeuse (propane-oxygène à la stœchiométrie) .....	69
2.2.2 Présentation du dispositif expérimental .....	70
2.2.2.1 Dispositif d'amorçage .....	71
2.2.2.2 Table d'expérimentation.....	72
2.2.2.3 Positionnement des capteurs .....	72
2.3 PRESENTATION DES MOYENS DE CALCUL .....	73
2.3.1 Supercalculateur TERA 100 .....	73
2.3.2 Modèle de détonation et équations d'état de l'explosif .....	74
2.3.3 Equations d'Euler .....	76
2.3.4 Principe de l'AMR .....	76
2.4 ETUDE DE L'EFFET AXISYMETRIQUE .....	78
2.4.1 Présentation des domaines d'étude.....	79
2.4.2 Comparaison des résultats des différents domaines.....	80
2.4.3 Conclusion de l'étude sur l'effet axisymétrique .....	89
2.4.4 Définition d'un standard de calcul .....	91

<b>CHAPITRE 3 - VALIDATION DE L'OUTIL DE SIMULATION SUR DES CONFIGURATIONS ELEMENTAIRES</b>	<b>93</b>
3.1 VALIDATION A PARTIR DE CONFIGURATIONS EXISTANTES DE LA LITTERATURE – TRELAT (2006).....	93
<b>3.1.1 Configuration champ libre</b> .....	<b>93</b>
<b>3.1.2 Obstacles étudiés par Trélat (2006)</b> .....	<b>95</b>
<b>3.1.3 Configurations en présence d'un parallélépipède</b> .....	<b>98</b>
3.1.3.1 Etude de la réflexion sur la face avant.....	99
3.1.3.2 Etude de la détente au sommet de l'obstacle .....	103
3.1.3.3 Etude des phénoménologies après l'obstacle .....	105
3.1.3.4 Conclusion pour le parallélépipède .....	110
<b>3.1.4 Configuration en présence d'un cylindre</b> .....	<b>111</b>
3.1.4.1 Etude de la configuration cylindrique .....	111
3.1.4.2 Conclusion de l'étude numérique sur le cylindre de Trélat (2006).....	120
3.2 VALIDATION A PARTIR DES NOUVELLES CONFIGURATIONS EXPERIMENTEES - THESE .....	121
<b>3.2.1 Configuration champ libre (sans obstacle)</b> .....	<b>121</b>
<b>3.2.2 Configurations avec les merlons de la série 1</b> .....	<b>124</b>
3.2.2.1 Présentation des géométries de merlon étudiées lors de la série 1 .....	125
3.2.2.2 Réflexion sur la face avant des merlons 1A et 2A.....	127
3.2.2.3 Détente sur le sommet des merlons 1A et 2A.....	133
3.2.2.4 Détente sur la face aval des merlons 1A et 2A .....	137
3.2.2.5 Effet protecteur des merlons 1A et 2A .....	141
<b>3.2.3 Configurations avec les merlons de la série 2</b> .....	<b>146</b>
3.2.3.1 Présentation des géométries de merlon étudiées lors de la série 2.....	146
3.2.3.2 Réflexion sur le merlon 2B et sur l'interface air/produits de détonation .....	148
3.2.3.3 Détente sur le sommet des merlons 1B et 2B .....	155
3.2.3.4 Détente sur la face aval des merlons 1B et 2B .....	159
3.2.3.5 Effet protecteur des merlons 1B et 2B dans la zone protégée .....	163
<b>3.2.4 Conclusion et quelques recommandations sur le dimensionnement</b> .....	<b>168</b>
3.3 CONCLUSION SUR LA VALIDATION DE L'OUTIL DE SIMULATION CONFRONTE AUX EXPERIENCES.....	171
<b>CHAPITRE 4 - METHODE RAPIDE DE PRE-DIMENSIONNEMENT</b> .....	<b>173</b>
4.1 ESTIMATION DES PHENOMENES DE REFLEXION ET DE DETENTE.....	173
<b>4.1.1 Phénomène de réflexion</b> .....	<b>174</b>
<b>4.1.2 Phénomène de détente</b> .....	<b>174</b>
4.2 DESCRIPTION DE L'ALGORITHME .....	176
<b>4.2.1 Définition des secteurs étudiés</b> .....	<b>176</b>
<b>4.2.2 Reconstruction du signal de pression</b> .....	<b>177</b>
4.3 EXEMPLES D'APPLICATION ET LIMITES DE L'APPROCHE .....	182
<b>4.3.1 Présentation des conditions de calcul des deux merlons « courts »</b> .....	<b>182</b>
<b>4.3.2 Merlon court, série 1</b> .....	<b>185</b>
<b>4.3.3 Merlon court, série 2</b> .....	<b>190</b>
<b>4.3.4 Conclusions et limites de l'approche rapide</b> .....	<b>195</b>
<b>CHAPITRE 5 - ABAQUES DE DIMENSIONNEMENT DES BARRIERES</b> .....	<b>197</b>
5.1 DEMARCHE DE L'ETUDE .....	197
<b>5.1.1 Intervalles de l'étude paramétrique</b> .....	<b>198</b>
<b>5.1.2 Présentation des conditions de calcul</b> .....	<b>199</b>
5.2 ABAQUES .....	204
5.3 AIDE AU DIMENSIONNEMENT : METHODE .....	205
<b>5.3.1 Exemple 1 : barrière de protection existante</b> .....	<b>205</b>
<b>5.3.2 Exemple 2 : barrière de protection à dimensionner</b> .....	<b>208</b>
<b>5.3.3 Conclusion et perspectives</b> .....	<b>212</b>
<b>CONCLUSION</b> .....	<b>215</b>
<b>BIBLIOGRAPHIE</b> .....	<b>218</b>
<b>ANNEXES</b> .....	<b>221</b>

# TABLE DES FIGURES

Figure 1 : Exemple de profil de pression d'une onde de choc .....	5
Figure 2 : Présentation de la similitude de Hopkinson (Kinney (1985)) .....	7
Figure 3 : Evolution du maximum de surpression et des seuils d'effets de la surpression pour une charge de TNT en fonction de la distance réduite (z) .....	9
Figure 4 : Evolution du maximum de surpression et des seuils d'effets de la surpression pour une charge de gaz (propane-oxygène) en fonction de la distance réduite ( $\lambda$ ) .....	10
Figure 5 : Onde de détonation selon le modèle de Chapman-Jouguet .....	10
Figure 6 : Bilan énergétique sur la charge explosive lors de sa détonation .....	11
Figure 7 : Représentation des positions possibles de la droite de Rayleigh-Michelson par rapport à l'adiabatique de Crussard (Matignon (2000)) .....	12
Figure 8 : Droites caractéristiques $C^+$ et $C^-$ lors de la détonation de la charge explosive .....	15
Figure 9 : Droites caractéristiques $C^+$ et $C^-$ lors de la propagation de l'onde de choc dans l'air .....	18
Figure 10 : Représentation d'une « onde de choc pure », repère lié à l'onde de choc .....	20
Figure 11 : Interaction d'une onde de choc avec une interface .....	22
Figure 12 : Diagramme des réflexions, Ben-Dor (1991) .....	23
Figure 13 : Théorie des chocs obliques .....	24
Figure 14 : Représentation schématique d'une réflexion normale .....	25
Figure 15 : Représentation schématique d'une réflexion oblique (théorie des 3 ondes) .....	25
Figure 16 : Evolution de l'angle d'incidence de l'onde réfléchie en fonction du nombre de Mach et de l'angle de déviation de l'état 2 .....	26
Figure 17 : Représentation schématique d'une réflexion de Mach directe .....	27
Figure 18 : Coefficient de réflexion en fonction de l'angle d'incidence ( $\beta$ ) et du maximum de surpression incident ( $\Delta P_i^+$ ) (TM5-1300 (2008)) .....	28
Figure 19 : Représentation schématique de l'onde incidente et de l'onde réfléchie pour une surface plane .....	29
Figure 20 : Représentation schématique de l'onde incidente au point d'impact I .....	29
Figure 21 : Evolution de l'angle d'incidence ( $\beta$ ) en fonction du rapport L/d .....	30
Figure 22 : Représentation schématique d'une réflexion de Mach au point d'impact I .....	31
Figure 23 : Représentation schématique de la réflexion de l'onde sur le sol .....	31
Figure 24 : Evolution de la hauteur du pied de Mach (h) à partir de l'abaque du TM5-1300 (2008) .....	32
Figure 25 : Evolution de la hauteur du pied de Mach en fonction de la distance parcourue sur la paroi, de la hauteur de l'explosion et pour une charge de 1 kg de TNT .....	33
Figure 26 : Diagramme des réflexions sur une paroi plane pour une onde incidente sphérique divergente .....	34
Figure 27 : Représentation schématique d'une configuration de choc faible .....	35
Figure 28 : Détente centrée en un coin .....	37
Figure 29 : Evolution du coefficient d'atténuation en fonction du nombre de Mach ( $M_1$ ) en amont de la détente .....	39
Figure 30 : Coefficient de détente de Mohanty (2004) .....	39
Figure 31 : Représentation schématique d'une configuration de merlon .....	40
Figure 32 : Représentation schématique des configurations étudiées par Borgers (2010) et Allain (1994) .....	41
Figure 33 : Analyse des écarts expérimentaux / bibliographiques / simulations avec le code PATRIC (Allain (1994)) pour une charge sphérique de 37 kg de TNT .....	43
Figure 34 : Analyse des écarts expérimentaux / bibliographiques pour une charge sphérique de 8 kg de TNT ..	44
Figure 35 : Evolution de la surpression après le passage de l'obstacle pour une charge de 37 kg de TNT .....	45
Figure 36 : Hypothèses des régimes d'écoulement après l'obstacle .....	47
Figure 37 : Représentation schématique de la configuration 6 avec une charge sphérique de 8 kg de TNT .....	47
Figure 38 : Evolution de la surpression après le passage de l'obstacle pour une charge 8 kg de TNT .....	48
Figure 39 : Evolution des caractéristiques de l'onde de choc en présence d'un obstacle (Borgers 2010) .....	51
Figure 40 : Maximum de surpression et d'impulsion positive en aval des merlons de Borgers (2010) (% par rapport au champ libre) .....	52
Figure 41 : Diagramme des phénomènes physiques présents lors de l'interaction d'une onde de choc avec une barrière de protection .....	57
Figure 42 : Caractéristiques d'un mur de protection .....	58
Figure 43 : Photo de configuration d'essais (Hulton (2010)) .....	59
Figure 44 : Evolution de l'effet protecteur suivant la valeur de la masse de la charge W (Borgers (2010)), HOB = 1,58 m, H = 4,3 m .....	60
Figure 45 : Evolution de l'effet protecteur en fonction de la hauteur du mur (Borgers (2010)), HOB = 1,58 m, W = 230 kg de TNT .....	61

Figure 46 : Evolution de l'effet protecteur en fonction de la HOB (Borgers (2010)), $W = 230$ kg de TNT, $H = 4,3$ m.....	63
Figure 47 : Evolution de l'effet protecteur en fonction de la distance $d$ entre le centre de la charge et le mur (Borgers 2010), HOB = 1,58 m, $W = 230$ kg de TNT, $H = 4,3$ m.....	64
Figure 48 : Représentation schématique d'une barrière de protection pour une charge placée au niveau du sol.....	67
Figure 49 : Diagramme de la démarche des travaux de thèse.....	69
Figure 50 : Représentation schématique du banc d'essais des expériences à petites échelles.....	71
Figure 51 : Source d'amorçage de la charge explosive.....	71
Figure 52 : Représentation schématique de la distance en vue directe de la charge pour des exemples de positions de capteurs.....	72
Figure 53 : Photo du centre de calcul TERA 100.....	74
Figure 54 : Utilisation de l'AMR, suivi du front de choc et de la phase positive de l'onde de choc .....	77
Figure 55 : Utilisation de l'AMR dans les zones d'intérêt.....	77
Figure 56 : Variation de la taille des mailles en fonction du temps .....	78
Figure 57 : Dimensions du merlon de l'étude préliminaire du projet ANR BARPPRO .....	79
Figure 58 : Présentation des domaines étudiés .....	80
Figure 59 : Profils de surpression pour les capteurs placés en amont du merlon.....	81
Figure 60 : Profils de surpression au niveau du capteur placé sur la face avant du merlon .....	83
Figure 61 : Evolution du maximum de surpression réfléchi le long de la face avant du merlon .....	84
Figure 62 : Profils de surpression au niveau du capteur sur le sommet du merlon .....	85
Figure 63 : Evolution du maximum de surpression au sommet du merlon (extraction à 5 mm de la paroi) .....	86
Figure 64 : Profils de surpression au niveau du capteur sur la face arrière.....	86
Figure 65 : Evolution du maximum de surpression sur la face arrière (extraction à 5 mm de la paroi) .....	87
Figure 66 : Profils de surpression au niveau des capteurs placés après le merlon.....	88
Figure 67 : Evolution du maximum de surpression en aval de la barrière de protection.....	89
Figure 68 : Evolution de l'écart entre les différents domaines.....	90
Figure 69 : Profil de surpression de l'étude préliminaire du projet ANR BARPPRO (Eveillard (2010)) .....	94
Figure 70 : Représentation du capteur de référence.....	94
Figure 71 : Profils de surpression pour le capteur de référence (CR1) à 0,1 m du centre de la charge (soit $0,61 \text{ m/MJ}^{1/3}$ ).....	95
Figure 72 : Présentation des obstacles étudiés.....	96
Figure 73 : Présentations schématiques des configurations étudiées.....	97
Figure 74 : Représentations schématiques des domaines étudiés en géométrie 2D-axisymétrique.....	98
Figure 75 : Profils de surpression au niveau du capteur de référence (CR1) pour les configurations 2 et 3 .....	99
Figure 76 : Réflexion régulière sur la face avant de l'obstacle (configuration 2, $t = 0,28$ ms).....	99
Figure 77 : Evolution de la surpression réfléchie sur la face avant de l'obstacle parallélépipédique.....	101
Figure 78 : Réflexion sur une paroi verticale avec et sans influence de l'angle d'incidence ( $\beta$ ) .....	102
Figure 79 : Profils de surpression pour le capteur $F_0$ situé à mi-hauteur de la face avant de l'obstacle (configuration 3).....	103
Figure 80 : Détente de l'onde incidente au sommet du parallélépipède pour chaque configuration ( $t = 0,35$ ms).....	103
Figure 81 : Evolution du maximum de surpression au sommet du parallélépipède .....	104
Figure 82 : Profils de surpression pour le capteur $T_0$ situé sur le sommet de la structure.....	105
Figure 83 : Représentation schématique de la détente et de la réflexion sur le sol après l'obstacle de la configuration 3.....	105
Figure 84 : Représentation schématique des distances à parcourir autour de l'obstacle pour la configuration 3 .....	106
Figure 85 : Représentation schématique des distances à parcourir autour de l'obstacle pour la configuration 2 .....	106
Figure 86 : Représentation schématique du contournement de l'onde de choc pour la configuration 2, vue du dessus.....	107
Figure 87 : Profils de surpression pour le capteur de référence et évolution de la surpression le long de la face arrière du parallélépipède pour la configuration 2 .....	108
Figure 88 : Profils de surpression pour le capteur $R_0$ et évolution de la surpression le long de la face arrière du parallélépipède pour la configuration 3 .....	109
Figure 89 : Profils de surpression pour le capteur (CA4) .....	110
Figure 90 : Profils de surpression pour le capteur de référence (CR1), configuration 4 de Trélat (2006).....	111
Figure 91 : Représentation schématique des deux géométries étudiées pour la configuration 4 .....	112
Figure 92 : Profils de surpression pour les capteurs placés sur le cylindre à $\mu = 0^\circ$ .....	113

Figure 93 : Evolution de la surpression sur le cylindre pour $\mu = 0^\circ$ .....	113
Figure 94 : Réflexion sur la face avant du cylindre pour $\mu = 0^\circ$ .....	114
Figure 95 : Onde de choc au niveau du capteur $F_3$ (sol + 0,03 m).....	115
Figure 96: Propagation d'onde de choc au niveau du capteur $F_2$ (sol + 0,18 m).....	116
Figure 97 : Propagation de l'onde de choc autour du cylindre ( $t = 0,9$ ms).....	116
Figure 98 : Détonation au sommet du cylindre dans l'axe de la charge ( $\mu = 0^\circ$ ).....	117
Figure 99 : Focalisation des ondes de contournement ( $t = 1,45$ ms) .....	117
Figure 100 : Point de mesure $R_1$ .....	118
Figure 101 : Point de mesure $R_2$ .....	118
Figure 102 : Point de mesure $R_3$ .....	119
Figure 103 : Point de mesure (CA5).....	120
Figure 104 : Profils de surpression pour des capteurs placés en champ libre en géométrie 2D-axisymétrique « fin » .....	121
Figure 105 : Evolution du maximum de surpression ( $\Delta P^+$ , en bar), du temps d'arrivée ( $t_0$ , en ms/MJ <sup>1/3</sup> ), de la durée de phase positive ( $td^+$ , en ms/MJ <sup>1/3</sup> ) en fonction de la distance parcourue ( $\lambda$ , en m/MJ <sup>1/3</sup> ) pour une charge gazeuse (propane-oxygène à la stœchiométrie) .....	123
Figure 106 : Profils de surpression pour des capteurs placés en champ libre en géométrie 3D avec la mise en œuvre du maillage « grossier [c] » .....	124
Figure 107 : Dimensions du merlon 1A pour la série 1.....	125
Figure 108 : Dimensions du merlon 2A pour la série 1.....	126
Figure 109 : Evolution du maximum de surpression réfléchi sur la face avant du merlon 1A placé à 0,07 m d'une charge gazeuse de rayon ( $R_1$ ) (1A_C6_d7, soit 0,29 m/MJ <sup>1/3</sup> ).....	127
Figure 110 : Visualisation sur les champs de pression pour les différents phénomènes de réflexion sur la face avant de la barrière de protection placée en champ proche de la charge .....	129
Figure 111 : Diagramme des phénomènes présents sur la face avant du merlon.....	129
Figure 112 : Evolution du maximum de surpression réfléchi sur la face avant du merlon 1A .....	131
Figure 113 : Evolution du maximum de surpression réfléchi sur la face avant du merlon 2A .....	132
Figure 114 : Visualisation sur les champs de pression lors du phénomène de détente sur le sommet de la barrière de protection (configuration 1A_C6_d7).....	133
Figure 115 : Evolution du maximum de surpression sur le sommet du merlon 1A placé à 0,07 m d'une charge gazeuse de rayon ( $R_1$ ) (1A_C6_d7).....	133
Figure 116 : Diagramme des phénomènes physiques présents sur le sommet du merlon .....	134
Figure 117 : Evolution du maximum de surpression au sommet du merlon 1A.....	135
Figure 118 : Evolution du maximum de surpression au sommet du merlon 2A.....	136
Figure 119 : Visualisation sur les champs de pression pour le phénomène de détente sur la face aval de la barrière de protection (configuration 1A_C6_d7).....	137
Figure 120 : Evolution du maximum de surpression sur la face aval du merlon 1A placé à 0,07 m d'une charge gazeuse de rayon ( $R_1$ ) (1A_C6_d7).....	137
Figure 121 : Diagramme des phénomènes physique présents en aval du merlon .....	138
Figure 122 : Evolution du maximum de surpression sur la face aval du merlon 1A .....	139
Figure 123 : Evolution du maximum de surpression sur la face aval du merlon 2A .....	140
Figure 124 : Visualisation sur les champs de pression pour le phénomène de réflexion en aval de la barrière de protection (configuration 1A_C6_d7).....	141
Figure 125 : Evolution du maximum de surpression en aval du merlon 1A_C6_d7.....	141
Figure 126 : Représentation schématique des distances parcourues par l'onde pour les merlons de la série 1	142
Figure 127 : Evolution du facteur d'atténuation en aval du merlon pour les deux charges gazeuses étudiées..	143
Figure 128 : Evolution du facteur d'atténuation en aval du merlon pour plusieurs positions du merlon 1A....	144
Figure 129 : Evolution du facteur d'atténuation pour les deux géométries de merlon étudiées.....	145
Figure 130 : Dimensions du merlon 1B pour la série 2.....	146
Figure 131 : Dimensions du merlon 2B pour la série 2.....	147
Figure 132 : Visualisation sur les champs de pression pour le merlon 2B en géométrie 2D-axisymétrique (configuration 2B_C6_d7).....	148
Figure 133 : Evolution du maximum de surpression réfléchi sur la face avant du merlon 2B placé à 0,07 m d'une charge gazeuse de rayon ( $R_1$ ) (2B_C6_d7, soit 0,29 m/MJ <sup>1/3</sup> ).....	149
Figure 134 : Visualisation sur les champs de pression pour le merlon 2B placé à 0,07 m d'une charge gazeuse (propane-oxygène à la stœchiométrie, rayon ( $R_1$ )).....	150
Figure 135 : Visualisation sur les champs de pression et du déplacement de l'interface entre l'air et les produits de détonation pour une charge de TNT et une charge de gaz (propane-oxygène à la stœchiométrie) .....	151
Figure 136 : Comparaisons des positions du front de choc et de l'interface entre l'air et les produits de détonation pour une charge de TNT et une charge de gaz (propane-oxygène à la stœchiométrie) .....	152



Figure 137 : Evolution du maximum de surpression réfléchi sur la face avant du merlon 2B .....	153
Figure 138 : Visualisation sur les champs de pression lors du phénomène de réflexion sur la face avant de la barrière de protection (configuration 2B_C6_d10).....	154
Figure 139 : Visualisation sur les champs de pression du phénomène de détente sur le sommet de la barrière de protection (configurations 1B_C6_d14 et 2B_C6_d14).....	155
Figure 140 : Evolution du maximum de surpression au sommet du merlon 1B.....	156
Figure 141 : Evolution du maximum de surpression sur le sommet du merlon 2B placé à 0,07 m d'une charge gazeuse de rayon ( $R_1$ ) (2B_C6_d7).....	157
Figure 142 : Evolution du maximum de surpression au sommet du merlon 2B.....	158
Figure 143 : Visualisation sur les champs de pression du phénomène de détente sur la face aval de la barrière de protection (configurations 1B_C6_d14 et 2B_C6_d14).....	159
Figure 144 : Evolution du maximum de surpression sur la face aval du merlon 1B.....	160
Figure 145 : Evolution du maximum de surpression sur la face aval du merlon 2B placé à 0,07 m d'une charge gazeuse de rayon ( $R_1$ ) (2B_C6_d7).....	161
Figure 146 : Evolution du maximum de surpression sur la face aval du merlon 2B .....	162
Figure 147 : Représentation schématique des distances parcourues par l'onde pour les merlons de la série 2	163
Figure 148 : Evolution du maximum de surpression en aval des merlons 1B et 2B placés à 0,07 et 0,14 m d'une charge de gaz de rayon ( $R_1$ ).....	164
Figure 149 : Evolution du facteur d'atténuation pour les merlons de la série 2 et le merlon 1A de la série 1 placés à 0,07 m d'une charge de gaz de rayon ( $R_1$ ).....	165
Figure 150 : Evolution du facteur d'atténuation pour le merlon 1B avec plusieurs valeurs de la distance $d$ (0,070 et 0,140 m d'une charge de gaz de rayon ( $R_1$ )).....	166
Figure 151 : Evolution du facteur d'atténuation pour le merlon 2B avec plusieurs valeurs de la distance $d$ (0,070 ; 0,085 ; 0,100 ; 0,140 m d'une charge de gaz de rayon ( $R_1$ )).....	167
Figure 152 : Synthèse des observations issues de l'étude de différentes géométries de barrière de protection.	170
Figure 153 : Influence du régime de réflexion sur le calcul de l'angle de déviation.....	174
Figure 154 : Représentation schématique de la configuration étudiée pour le phénomène de détente .....	175
Figure 155 : Abaque des coefficients de détente à partir de résultats de simulation numérique pour une structure d'angle d'inclinaison de $90^\circ$ .....	176
Figure 156 : Définition des secteurs géométriques autour de la barrière .....	176
Figure 157 : Représentation des paramètres géométriques pour l'onde de contournement .....	178
Figure 158 : Points d'intersection sur les arêtes de la face avant pour l'onde issue du merlon .....	179
Figure 159 : Détente de l'onde de choc pour le secteur 1 et sa réflexion sur le sol .....	179
Figure 160 : Détentes de l'onde de choc pour les secteurs 2, 3 et 4.....	179
Figure 161 : Définition du secteur 3-bis.....	180
Figure 162 : Diagramme de fonction de la méthode d'estimation rapide .....	181
Figure 163 : Extrapolation linéaire du maximum de surpression par un profil simplifié .....	182
Figure 164 : Profils de surpression pour un capteur de référence du merlon « court » 2B .....	184
Figure 165 : Dimensions du merlon court de la série 1 (merlon 1A) .....	185
Figure 166 : Positions des différents capteurs placés autour de la barrière de protection du merlon 1A « court » .....	185
Figure 167 : Visualisations des champs et des profils de surpression pour les capteurs $S_1$ et $S_2$ du merlon 1A « court » .....	186
Figure 168 : Visualisations des champs et des profils de surpression pour les capteurs $S_3$ et $S_4$ du merlon 1A « court » .....	187
Figure 169 : Visualisation des champs et des profils de surpression pour le capteur $S_5$ du merlon 1A « court » .....	188
Figure 170 : Visualisations des champs et des profils de surpression pour les capteurs $S_6$ et $S_7$ du merlon 1A « court » .....	189
Figure 171 : Dimensions du merlon court de la série 2 (merlon 2B) .....	191
Figure 172 : Positions des différents capteurs placés autour de la barrière de protection du merlon 2B « court » .....	191
Figure 173 : Visualisations des champs et des profils de surpression pour les capteurs $S_1$ et $S_2$ du merlon 2B « court » .....	192
Figure 174 : Visualisations des champs et des profils de surpression pour les capteurs $S_3$ et $S_4$ du merlon 2B « court » .....	193
Figure 175 : Visualisations des champs et des profils de surpression pour les capteurs $S_5$ et $S_6$ du merlon 2B « court » .....	194
Figure 176 : Visualisations des zones d'effets pour le merlon 2B à partir des résultats de simulation numérique et de la méthode d'estimation rapide, vue aérienne plane au-dessus du sol.....	196

Figure 177 : Représentation schématique d'une barrière de protection .....	198
Figure 178 : Représentation schématique d'un domaine de calcul de l'étude paramétrique.....	200
Figure 179 : Evolution du maximum de surpression et du temps d'arrivée de l'onde de choc en champ libre pour une charge de TNT au niveau du sol.....	201
Figure 180 : Evolution de la durée de phase positive et de l'impulsion positive en champ libre pour une charge de TNT au niveau du sol .....	203
Figure 181 : Exemple d'abaque issu de l'étude paramétrique .....	204
Figure 182 : Exemple d'utilisation des abaques pour une configuration existante.....	205
Figure 183 : Exemples d'abaque pour une barrière de protection existante ( $d = 1,4 \text{ m/kg}^{1/3}$ , $H = 1,55 \text{ m/kg}^{1/3}$ , $\alpha_2 = 30^\circ$ ) .....	206
Figure 184 : Exemples d'abaque pour une barrière de protection existante ( $d = 1,4 \text{ m/kg}^{1/3}$ , $H = 1,55 \text{ m/kg}^{1/3}$ , $\alpha_2 = 45^\circ$ ) .....	207
Figure 185 : Evolution du maximum de surpression en aval d'une barrière de protection existante (exemple 1) .....	208
Figure 186 : Exemple de dimensionnement d'une barrière de protection.....	209
Figure 187 : Exemple d'abaque pour une barrière de protection à dimensionner.....	210
Figure 188 : Géométrie optimale obtenue à partir des abaques en fonction des contraintes.....	211
Figure 189 : Seconde proposition de géométrie de barrière de protection .....	211
Figure 190 : Troisième proposition de géométrie de barrière de protection.....	212

# **TABLE DES TABLEAUX**

Tableau 1 : Classement des zones d'effets ; Article 11 de l'arrêté du 20 avril 2007 et circulaire DPPR/SEI2/IH-07-0111 .....	9
Tableau 2 : Hauteur du pied de Mach en fonction de la HOB d'après l'abaque du TM5-1300 (2008) .....	32
Tableau 3 : Configurations à moyenne échelle étudiées par Allain (1994) .....	42
Tableau 4 : Intervalles des écarts entre la référence bibliographique et les résultats expérimentaux pour une charge sphérique de 37 kg de TNT en champ libre .....	43
Tableau 5 : Intervalles des écarts entre la référence bibliographique et les résultats expérimentaux pour une charge sphérique de 8 kg de TNT en champ libre .....	44
Tableau 6 : Réflexion sur la face avant de l'obstacle pour une charge sphérique de 37 kg de TNT .....	46
Tableau 7 : Réflexion sur la face avant de l'obstacle pour une charge sphérique de 8 kg de TNT .....	48
Tableau 8 : Synthèse des observations à partir des données expérimentales de Allain (1994) .....	49
Tableau 9 : Hauteur du pied de Mach suivant les configurations de Borgers (2010) .....	52
Tableau 10 : Réflexion sur la face avant de l'obstacle pour une charge au sol de 230 kg de TNT .....	53
Tableau 11 : Synthèse des observations à partir des résultats numériques de Borgers (2010) .....	55
Tableau 12 : Hauteur du pied de Mach en fonction de la masse, HOB = 1,58 m .....	60
Tableau 13 : Onde incidente au sommet du mur en fonction de la charge W .....	61
Tableau 14 : Etude des configurations en fonction de la hauteur H du mur .....	62
Tableau 15 : Etude des configurations en fonction de la HOB .....	63
Tableau 16 : Etude des configurations pour une variation de la distance d .....	64
Tableau 17 : Synthèse des analyses de Borgers (2010) .....	65
Tableau 18 : Energie libérée par la détonation d'une charge sphérique de gaz pour les rayons ( $R_1$ ) et ( $R_2$ ) .....	70
Tableau 19 : Coefficients de l'équation d'état de type JWL et caractéristiques de détonation d'une charge explosive de TNT .....	75
Tableau 20 : Coefficients de l'équation d'état de type JWL et caractéristiques de détonation d'une charge gazeuse (propane-oxygène à la stœchiométrie) .....	75
Tableau 21 : Ecart sur le maximum de surpression et d'impulsion positive entre les domaines pour les premiers points de mesures placés en amont du merlon .....	82
Tableau 22 : Nombre de mailles et temps de calcul pour les domaines étudiés .....	90
Tableau 23 : Configurations étudiées par Trélat (2006) .....	96
Tableau 24 : Etude des configurations de Trélat (2006) .....	96
Tableau 25 : Régime de réflexion le long de la face avant de l'obstacle d'après Kinney (1985) .....	100
Tableau 26 : Régimes de réflexion sur l'obstacle cylindrique .....	115
Tableau 27 : Conditions de calcul pour l'étude des configurations de barrière de protection expérimentées .....	122
Tableau 28 : Tableau des configurations étudiées à petites échelles pour la série 1 .....	126
Tableau 29 : Tableau des configurations étudiées à petites échelles pour la série 2 .....	147
Tableau 30 : Conditions de calcul de l'étude du phénomène de détente .....	175
Tableau 31 : Description des phénomènes physiques présents en fonction des secteurs .....	177
Tableau 32 : Conditions de calculs des « merlons courts » .....	183
Tableau 33 : Positions des capteurs autour du merlon court de la série 1 .....	185
Tableau 34 : Comparaison entre les données expérimentales, les résultats de simulation numérique et les estimations pour le merlon 1A « court » .....	190
Tableau 35 : Positions des capteurs autour du merlon court de la série 2 .....	191
Tableau 36 : Comparaison entre les données expérimentales, les résultats de simulation numérique et les estimations pour le merlon 2B « court » .....	195
Tableau 37 : Intervalles de l'étude paramétriques ( $L = \infty \text{ m/kg}^{1/3}$ ; $HOB = 0 \text{ m/kg}^{1/3}$ ) .....	199
Tableau 38 : Configurations étudiées lors de l'étude paramétrique .....	199
Tableau 39 : Standard de calcul pour une charge de 1 kg de TNT .....	200
Tableau 40 : Comparaison des résultats du maximum de surpression entre la simulation numérique et les différentes références issues de la littérature pour une configuration en champ libre .....	202
Tableau 41 : Comparaison des résultats du temps d'arrivée entre la simulation numérique et les différentes références issues de la littérature pour une configuration en champ libre .....	202
Tableau 42 : Temps de calcul d'un domaine de l'étude paramétrique .....	204

## **REMERCIEMENTS**

Je tiens à remercier Madame la Professeure Isabelle Sochet, directrice de thèse, qui m'a donné l'opportunité de réaliser cette thèse au sein du Laboratoire Pluridisciplinaire de Recherche en Ingénierie des Systèmes, Mécanique, Energétique sur le site de l'ENSI de Bourges. Je lui suis reconnaissant pour le temps qu'elle m'a accordé dans la direction de ses travaux et pour m'avoir encouragé tout le long de ces trois années de thèse. Malgré la distance, j'ai apprécié de travailler avec elle et son équipe, me donnant ainsi l'occasion de continuer à parfaire ma formation.

J'exprime également mes plus vifs remerciements à Monsieur Jean-Yves Vinçont et à Monsieur Nicolas Lardjane, ingénieurs de recherche au CEA – DAM, pour avoir accepté d'encadrer cette thèse. Mon travail de thèse doit beaucoup à leur encadrement avisé et exigeant. Leur vision globale des problèmes de détonique et de mécanique des fluides m'a été profitable. C'est auprès de mes encadrants que j'ai également pu obtenir l'aide nécessaire pour mener à bien cette thèse. Je leur suis reconnaissant de leurs qualités pédagogiques, scientifiques et humaines. Une thèse n'est pas uniquement une « histoire » scientifique, elle a également une dimension humaine. J'ai énormément appris à leurs côtés. Je tiens donc à leur exprimer toute ma gratitude.

J'adresse également mes remerciements aux Professeurs Richard Saurel et Abdellah Hadjadj pour avoir accepté le rôle délicat de rapporteur et le temps qu'ils ont consacré à examiner ce travail de thèse. Je remercie également les membres du jury et son président.

Je tiens également à remercier Monsieur Pierre-Franck Piserchia, responsable de laboratoire au DASE, pour l'accueil dans son laboratoire, sa disponibilité et sa contribution dans l'organisation de la thèse. J'espère ne pas oublier ses nombreux conseils dans le domaine des relations humaines et du monde de l'entreprise qui me seront profitables à l'avenir.

J'adresse également mes remerciements à Monsieur Christophe Matignon, responsable de laboratoire à DCSSA, pour son cours particulier au début de ma formation, ainsi que ses conseils et données qui ont contribué à la réalisation de ces travaux de thèse.

Je souhaite également remercier Monsieur Joël Allain, directeur de l'ENSI de Bourges, Monsieur Kourta Azeddine, directeur du laboratoire PRISME, et l'ensemble des partenaires qui ont participé au projet ANR BARPPRO : Air Liquide, le CEA – DEN, la DGA TT, l'INERIS, l'IRSN et le PNRI.

J'adresse également mes remerciements à Messieurs Michael Bertin, Martin Henneon, Olaf Gainville, Yves Grillon, Ludovic Aubry, Christophe Millet, et plus généralement à toute l'équipe de mon laboratoire du DASE grâce à qui cette thèse s'est déroulée dans des conditions idéales. J'ai apprécié de travailler au quotidien avec cette équipe.

Je remercie également toute l'équipe du laboratoire PRISME dont Messieurs Xavier Rocourt, Pierre-Emmanuel Sauvan, Bastien Pellegrineli et Samer Awamat.

Enfin, je tiens à remercier mes amis et ma famille pour m'avoir soutenu tout au long de ces trois années de thèse. Je remercie mes parents, Jean-Claude et Elise, et ma sœur, Marie-Laure, pour leur soutien et leurs conseils. Je remercie également mes amis, Grégoire, Cécile et Marie-Odile, merci de votre soutien. Je conclurais ces remerciements en les adressant à Ségolène pour sa patience pendant la rédaction de ce mémoire et son soutien au quotidien.

*« Quand il se présente à la culture scientifique, l'esprit n'est jamais jeune. Il est même très vieux, car il a l'âge de ses préjugés. Accéder à la science, c'est, spirituellement rajeunir, c'est accepter une mutation brusque qui doit contredire un passé. [...] »*

*« Avant tout, il faut savoir poser des problèmes. Et quoi qu'on dise, dans la vie scientifique, les problèmes ne se posent pas d'eux-mêmes. C'est précisément ce sens du problème qui donne la marque du véritable esprit scientifique. Pour un esprit scientifique, toute connaissance est une réponse à une question. S'il n'y a pas eu de question, il ne peut y avoir connaissance scientifique. Rien ne va de soi. Rien n'est donné. Tout est construit. »*

« LA FORMATION de l'esprit scientifique », Gaston Bachelard (1934)

# Nomenclature

## Caractéristiques mécaniques de l'onde de choc

$\Delta P^+$	: maximum de surpression positive
$\Delta P^-$	: maximum de surpression négative
$t_0$	: temps d'arrivée de l'onde
$dt^+$	: durée de phase positive
$dt^-$	: durée de phase négative
$I^+$	: impulsion positive
$I^-$	: impulsion négative

## Caractéristiques de la charge explosive

$E$	: énergie libérée
$M$	: masse de la charge
$R$ ou $R_{\text{charge}}$	: rayon de la charge explosive
$Q$	: énergie chimique libérée lors de la réaction
$BO$	: balance en oxygène
$n$	: nombre de mol
$M_m$	: masse molaire
$V_{\text{mol}}$	: volume molaire
$E_{\text{amorçage}}$	: énergie d'amorçage
$\phi$	: coefficient empirique du modèle de Kamlet-Jacobs

## Grandeurs de l'onde de souffle ou du milieu

$P$	: pression hydrostatique
$V$	: volume massique
$\rho$	: masse volumique
$u$	: vitesse matérielle
$T$	: température
$c$	: célérité du son dans le milieu
$e$	: énergie interne massique
$D$	: célérité de l'onde
$h$	: enthalpie
$\gamma$	: coefficient polytropique
$c_p$	: chaleur spécifique à pression constante
$c_v$	: chaleur spécifique à volume constant
$M$	: nombre de Mach
$Z$	: impédance du milieu
$\beta$	: angle d'incidence
$\lambda$	: distance parcourue par l'onde (en $m/MJ^{1/3}$ )
$z$	: distance parcourue par l'onde (en $m/kg^{1/3}$ )
$\theta$	: angle de déviation
$hm$	: hauteur du pied de Mach
$\Omega$	: angle d'inclinaison d'une paroi
$\zeta$	: angle d'observation
$Cr$	: coefficient de réflexion
$C_d$	: coefficient de détente
$R$	: constante molaire des gaz parfaits

### Caractéristiques géométriques d'une barrière de protection

W	: masse de la charge explosive en masse équivalente de TNT
d	: distance entre le centre de la charge et la face avant de la barrière
HOB	: hauteur du centre de la charge par rapport au sol
H	: hauteur de la barrière
e	: épaisseur au sommet de la barrière
$\alpha_1$	: angle d'inclinaison de la face avant de la barrière
$\alpha_2$	: angle d'inclinaison de la face arrière de la barrière
L	: longueur de la barrière dans la direction orthogonale à la section trapézoïdale
$Z_i$	: zone d'effets

### Notations de la méthode rapide

$\Gamma$	: angle d'observation au sol
$d_w$ ou $d_b$	: distance parcourue par l'onde entre le centre de la charge et le point d'observation
$\theta_b$	: angle de déviation pour l'onde de contournement (indice b)
$C_{db}$	: coefficient de détente pour l'onde de contournement
$Cr_{bs}$	: coefficient de réflexion au niveau du coin de la face avant pour l'onde de contournement
$\Delta P^+_b$	: maximum de surpression pour l'onde de contournement
$\theta_w$	: angle de déviation pour l'onde issue du merlon (indice w)
$\beta_S$	: angle d'incidence au point S sur l'arête de la face avant
$\beta_{sol}$	: angle d'incidence au sol pour l'onde issue du merlon
$C_{dw}$	: coefficient de détente pour l'onde issue du merlon
$Cr_S$	: coefficient de réflexion sur l'arête de la face avant pour l'onde issue du merlon
$Cr_{sol}$	: coefficient de réflexion sur le sol pour l'onde issue du merlon
$\Delta P^+_w$	: maximum de surpression pour l'onde issue du merlon

# **INTRODUCTION**

Sur les sites industriels, publics ou privés, la sécurité des biens et des personnes vis-à-vis des risques associés à une explosion, qu'elle soit d'origine accidentelle ou malveillante, est une préoccupation majeure de nos sociétés modernes. Cette crainte est visible à travers les évolutions réglementaires, où le législateur redéfinit ainsi régulièrement les obligations et le cadre légal en termes de sécurité applicables aux industriels. Ces mesures visent à réduire l'occurrence d'apparition ou la gravité d'un accident, mais « le risque zéro n'existe pas ». Les drames d'AZF (en 2001 à Toulouse, France), de la dynamiterie Nitrochimie (en 2003 à Billy-Berclau, France), d'un dépôt de feux d'artifice à Kolding (en 2004, Danemark) ou de l'usine d'engrais de West (en 2013 au Texas, États-Unis) sont des exemples qui rappellent cette triste réalité. Pour limiter l'apparition de nouveaux sinistres, les industriels disposent cependant d'un arsenal de mesures de sécurité permettant de réduire l'un des paramètres inhérent à un accident : la prévention ou la protection.

Lors de l'accident de Kolding, le site industriel était situé à 3 km du centre-ville. L'explosion des piles d'explosif situées sur le site (environ 300 tonnes, source ARIA) a causé le décès d'un pompier et a blessé 199 personnes. Le bilan des dommages s'élève à 100 millions d'euros. Le site ne disposait pas de barrières de protection.

La présence de barrières de protection, entre les piles d'explosif, aurait pu empêcher la propagation de la détonation d'une cellule à l'autre, et donc l'effet domino. En plus de compartimenter le site, les barrières de protection auraient également permis de limiter les dommages sur le site lui-même. A la suite de cet accident, le Danemark a modifié sa réglementation et a adopté les standards européens (notamment dans le classement des explosifs).

Dans le domaine de la protection face aux explosions, il existe différents types de barrière de protection physique (murs, remblais et talus) qui peuvent jouer un rôle important contre ces effets : protection des installations et des personnes contre les éclats, les effets thermiques et les effets de souffle. Si l'effet protecteur est garanti pour les deux premiers items, il n'en est pas de même pour le dernier. En effet, l'interaction d'une onde de choc avec une structure est difficile à prévoir, elle dépend de nombreux paramètres et fait l'objet de cette étude.

Lors d'une explosion, il existe deux régimes possibles : la détonation ou la déflagration. Cette étude ne traite que l'aspect détonation qui correspond au régime d'explosion le plus dangereux et le plus « violent » au niveau du maximum de surpression.

Lors d'une explosion en régime de détonation, l'onde de choc générée a une signature particulière qui réside dans un pic brutal de surpression. L'évolution de cette onde dépend de la nature de la charge explosive qui lui donne naissance. En effet, une onde de choc issue de l'explosion d'une charge de gaz n'évolue pas dans le temps de la même manière qu'une onde obtenue à partir d'une charge chimique condensée (par exemple du TNT, Trinitrotoluène).

L'évolution en champ libre (sans obstacle) des caractéristiques mécaniques de cette onde de souffle (maximum de surpression, impulsion,...) est bien connue et très documentée. Des abaques d'évolution ou des formules empiriques sont disponibles dans la littérature pour respectivement une charge de TNT (Kinney (1985), TM5-1300 (2008)) ou une charge de gaz (Lannoy (1984),...).

Cependant, il n'en est pas de même pour l'ensemble des phénoménologies présentes lors de l'interaction d'une onde de choc avec une barrière de protection. En effet, lors de sa propagation au voisinage d'un merlon ou d'un mur de protection, les paramètres de l'onde vont évoluer en fonction des phénomènes physiques présents : réflexions, détentes, diffractions, refocalisation,... L'onde subit alors une modification de ses caractéristiques



mécaniques (surpression, impulsion,...). La barrière de protection placée sur le parcours de l'onde de souffle peut donc conduire à l'apparition d'un effet protecteur ou au contraire à accentuer l'effet dévastateur de l'explosion. L'évolution des caractéristiques mécaniques de l'onde de souffle au voisinage d'une barrière de protection ne peut donc pas être estimée à partir des abaques disponibles dans le cadre d'une configuration champ libre.

Ce travail de thèse s'inscrit dans le cadre d'un projet ANR (Agence Nationale de la Recherche), « Projet BARPPRO », en collaboration avec le CEA – DAM (Commissariat à l'Energie Atomique et aux Energies Alternatives, Direction des Applications Militaires), le laboratoire PRISME et le PNRI (Pôle National des Risques Industriels, dont les partenaires sont la DGA TT, Air Liquide, l'IRSN, l'INERIS et le CEA – DEN). Ce programme de recherche vise à étudier l'efficacité d'une barrière de protection (par exemple un merlon ou un mur) face à une explosion en régime de détonation et de déflagration. Cette thèse s'inscrit dans le volet détonation de ce projet. L'objectif est d'analyser le couplage des différents phénomènes présents et de proposer aux ingénieurs des méthodes d'estimation rapides à la fois simples, robustes et les plus précises possibles afin d'aider au dimensionnement des barrières de protection présentes sur les sites classés (SEVESO) ou bien sur des théâtres opérationnels.

Tout d'abord, le couplage des différents phénomènes physiques présents lors de l'interaction d'une onde de choc avec une barrière de protection (réflexion, détente,...) et l'effet protecteur obtenu en fonction de ses dimensions sont analysés. Cette analyse comprend trois volets : bibliographique, expérimental et enfin par simulation numérique.

Dans la partie expérimentale, plusieurs géométries de barrière de protection (15 configurations) à petites échelles pour une charge explosive gazeuse (propane-oxygène à la stœchiométrie) sont étudiées. Les configurations étudiées sont pour certaines dimensionnées à partir des recommandations de l'OTAN et pour d'autres sont dimensionnées afin d'analyser l'influence des dimensions de la barrière sur l'effet protecteur. Les configurations issues de la littérature ou expérimentées servent à la validation de l'outil de simulation constitué du solveur HERA (Jourden (2005)) et de la plateforme de calcul TERA 100. La comparaison des mesures aux résultats obtenus par simulation permet de montrer les capacités restitutives et donc prédictives de l'outil de simulation lors de la détonation d'une charge gazeuse en présence d'obstacles rigides de type merlon. Cette étape importante contribue à la validation de l'outil de simulation.

Les capacités restitutives de l'outil numérique pour les explosions gazeuses expérimentées sont étendues à une charge chimique condensée (TNT) par l'étude d'une configuration champ libre (sans obstacle). Les capacités prédictives de l'outil de simulation en présence d'une barrière de protection, validées pour une charge gazeuse en présence d'obstacles, permettent donc de valider indirectement l'outil pour la détonation d'une charge de TNT également en présence d'obstacles.

Après avoir validé les capacités restitutives du code HERA sur des expériences de références, l'outil de simulation est utilisé afin d'élaborer des abaques d'évolution du maximum de surpression au sol et à hauteur d'homme à partir de résultats obtenus par simulation numérique en géométrie 2D-axisymétrique (étude paramétrique) pour une charge de TNT. Cette étude paramétrique analyse plusieurs milliers de configurations de barrières de protection sur des plages spécifiées de paramètres géométriques de la barrière.

En parallèle, l'étude du couplage des différents phénomènes physiques présents lors de l'interaction d'une onde de choc avec une barrière de protection a permis d'établir un programme d'estimation rapide. A partir de relations géométriques, analytiques et empiriques, ce programme d'estimation permet d'établir une cartographie de l'évolution des

caractéristiques de l'onde de choc autour de la barrière de protection en fonction de sa géométrie pour les deux natures de charges explosives étudiées (gazeuse ou chimique condensée pour des géométries 3D ou 2D (cas d'une barrière de longueur infinie)). Les caractéristiques mécaniques de l'onde sont estimées dans un temps très court par rapport aux résultats issus de simulation numérique (de l'ordre de quelques secondes, au lieu de nombreuses heures avec un code CFD sur supercalculateur) pour une configuration tridimensionnelle. Cette méthode d'estimation rapide, basée notamment sur les chemins déployés, permet alors de réaliser un pré-dimensionnement de la barrière de protection.

La validation des capacités reconstitutives de l'outil de simulation, le développement d'une approche rapide basée sur une analyse géométrique (géométries 2D et 3D) et la constitution d'abaques (en géométrie 2D) sont détaillés dans cinq chapitres.

Ce mémoire s'articule autour de cinq chapitres.

Le PREMIER CHAPITRE est consacré à la présentation des différents phénomènes physiques (réflexion, détente,...) et à leurs couplages en fonction des caractéristiques géométriques de la barrière de protection.

Le SECOND CHAPITRE présente les moyens expérimentaux et de simulation (code de calcul HERA et plateforme TERA 100) utilisés lors de ces travaux de thèse. Les premières conditions physico-numériques de calcul mises en œuvre pour simuler l'effet de souffle de la détonation d'une charge de gaz (propane-oxygène à la stœchiométrie) et d'une charge chimique condensée (TNT) sont également présentées.

Le CHAPITRE TROIS présente l'étude par simulation numérique de configurations parallélépipédiques et cylindriques issues de la littérature, ainsi que l'étude de douze configurations de barrière de protection expérimentées au sein du laboratoire PRISME pour valider les capacités reconstitutives de l'outil de simulation. A l'issue de ces études, plusieurs recommandations, ou « bonnes pratiques », d'aide au dimensionnement ont pu être établies.

Le CHAPITRE QUATRE est consacré à la mise en place d'une méthode d'estimation rapide de pré-dimensionnement d'une barrière de protection en géométrie 3D. Cette approche a pu être testée sur deux configurations expérimentales dites de « merlon court » (effets de contournement et de recombinaisons d'ondes de choc tridimensionnelles importants).

Le DERNIER CHAPITRE présente la démarche de l'étude paramétrique qui a permis la réalisation des abaques, en géométrie 2D, d'aide au dimensionnement. Ce chapitre présente également une méthodologie d'aide au dimensionnement d'une barrière de protection à partir d'une méthode d'estimation rapide, basée sur une approche géométrique, et d'abaques issus de l'étude paramétrique.



# Chapitre 1 - Contexte de l'étude

Une explosion est une réaction d'oxydo-réduction entre deux substances chimiques qui lors d'une réaction exothermique libèrent une grande quantité d'énergie sur un temps très faible. Le Groupement Français de Combustion définit une explosion comme :

*« La 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. »*

Les deux régimes d'explosion se différencient notamment par la célérité du front de flamme :

- pour une déflagration, l'onde se propage à une vitesse subsonique par rapport au milieu amont de l'onde de souffle (gaz frais, gaz imbrûlés),
- pour une détonation, l'onde se propage à une vitesse supersonique par rapport au milieu amont de l'onde de choc.

Les travaux de cette thèse se concentrent exclusivement sur les explosions en régime de détonation. Le premier chapitre présente les caractéristiques d'une onde de souffle consécutive à une détonation et le processus d'explosion qui a conduit à sa formation. Une partie du chapitre est consacrée aux phénomènes physiques présents lors de l'interaction d'une onde de choc avec une structure (réflexion et détente). En fin de chapitre, une synthèse de plusieurs travaux issus de la littérature aborde les premières analyses réalisées sur les barrières de protection et l'effet protecteur qu'elles peuvent offrir en fonction de leurs dimensions.

## 1.1 Phénoménologie des ondes de souffle

### 1.1.1 Signature d'une détonation

Une onde de choc issue d'une explosion en régime de détonation se caractérise par une signature de pression très particulière. La figure 1 présente un profil simplifié d'une onde de choc.

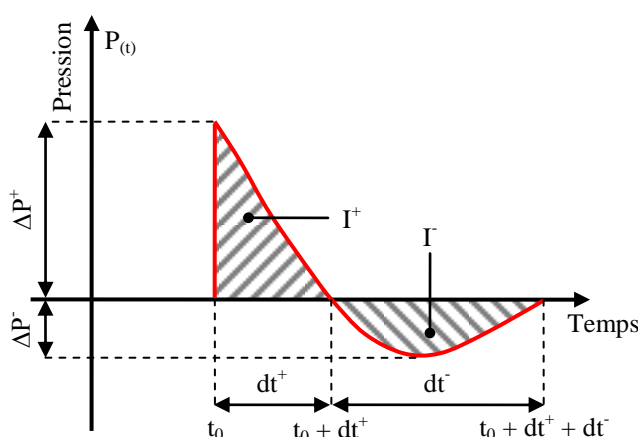


Figure 1 : Exemple de profil de pression d'une onde de choc

L'évolution temporelle de pression d'une onde de choc peut se caractériser selon 7 paramètres :

- le temps d'arrivée de l'onde ( $t_0$ ),
- le maximum de surpression positive ( $\Delta P^+$ ),
- la durée de phase positive ( $dt^+$ ),
- l'impulsion positive ( $I^+$ ),
- le maximum de surpression négative ( $\Delta P^-$ ),
- la durée de phase négative ( $dt^-$ ),
- l'impulsion négative ( $I^-$ ).

La particularité d'une onde de souffle en régime de détonation est la montée brutale en pression ( $\Delta P^+ > P_0$  à  $t = t_0$ ). Cette montée est suivie par le passage d'un réseau d'ondes de détente qui conduit à une décroissance quasi-exponentielle de la pression ( $P_0 < P_{(t)} < \Delta P^+$  pour  $t_0 < t < t_0 + dt^+$ ). Cette première partie du signal est appelée « phase positive » et se caractérise par le maximum de surpression ( $\Delta P^+$ ) et l'impulsion positive ( $I^+$ ). La décroissance de pression peut être alors estimée, par exemple, à partir de l'équation (1) (Friedlander (1946)).

$$P_{(t)} = \Delta P^+ \times \exp\left(\frac{-(t-t_0)}{dt^+}\right) \times \left(1 - \frac{(t-t_0)}{dt^+}\right) \text{ pour } t_0 \leq t \leq t_0 + dt^+ \quad (1)$$

Le passage de ce réseau d'ondes de détente conduit la pression sous la valeur de la pression initiale ( $P_0$ ) ( $\Delta P^- < P_{(t)} < P_0$  à  $t_0 + dt^+ < t < t_0 + dt^+ + dt^-$ ). Cette dernière partie du signal de pression est appelée « phase négative » et son impact peut être évalué à partir du minimum de surpression ( $\Delta P^-$ ) et de l'impulsion négative ( $I^-$ ) qui lui est associée. Cette deuxième partie du signal de pression ne sera pas abordée dans cette étude. Au-delà de ces deux phases du signal, la pression tend ensuite à retrouver l'équilibre au niveau de la pression ambiante ( $P_{(t)} \approx P_0$  à  $t \geq t_0 + dt^+ + dt^-$ ).

### **1.1.2 Principe de la similitude : l'échelle de Hopkinson**

Les différentes configurations analysées peuvent être comparées entre-elles selon la similitude de Hopkinson (Kinney (1985)). Cette similitude permet de déterminer une distance réduite ( $z$ ) qui ramène une dimension de la configuration étudiée ( $l$ ) par rapport à la masse d'explosif utilisée ( $m_{TNT}$ ). En règle générale dans le cas d'une charge chimique ( $C_x H_y O_z N_t$ ), l'explosif de référence utilisé est le trinitrotoluène (TNT,  $C_7 H_5 N_3 O_6$ ). La distance réduite ( $z$ ) s'écrit alors, équation (2) :

$$z = \frac{l}{m_{TNT}^{1/3}} \quad (2)$$

Dans le cas d'une charge gazeuse, la similitude de Hopkinson peut être appliquée par rapport à l'énergie dégagée ( $E$  en MJ) par la combustion de la charge gazeuse ( $C_x H_y + n_{O_2} O_2$ ) (Lannoy (1984)). La distance réduite ( $\lambda$ ) s'écrit alors, équation (3) :

$$\lambda = \frac{l}{E^{1/3}} \quad (3)$$

La réalisation d'expériences à échelle réelle n'est pas toujours possible pour des raisons de sécurité ou financière. Les configurations d'intérêt peuvent donc être étudiées en laboratoire à partir d'essais à échelles réduites en appliquant le principe de l'échelle d'Hopkinson (Kinney (1985)). En effet, cette loi d'échelle permet d'exprimer les valeurs qui

auraient été acquises pour la configuration d'intérêt (échelle 1/1) à partir de celles obtenues à échelle réduite (échelle 1/k, k facteur de dimensionnement) et inversement. La surpression ( $\Delta P^+$ ) est identique entre les deux échelles pour une même position en distance réduite (z ou  $\lambda$ ). Les autres paramètres en temps et en espace de l'onde de choc varient selon le facteur de réduction d'échelle, noté « k » et appelé facteur de Hopkinson, figure 2.

$$k = \left( \frac{m_{1/1}}{m_{1/k}} \right)^{1/3} \text{ pour un équivalent massique, par exemple en kg de TNT} \quad (4)$$

$$k = \left( \frac{E_{1/1}}{E_{1/k}} \right)^{1/3} \text{ pour un équivalent énergétique} \quad (5)$$

Ce facteur peut être déterminé à partir d'un équivalent massique ou énergétique, relations (4) et (5)

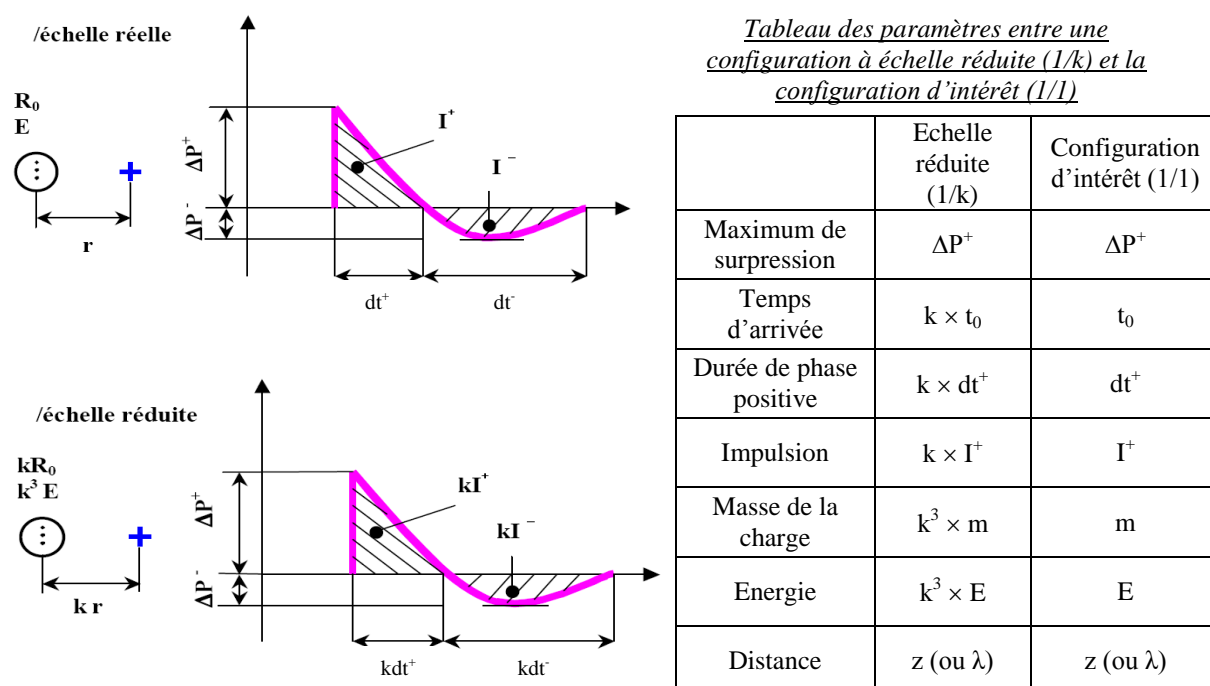


Figure 2 : Présentation de la similitude de Hopkinson (Kinney (1985))

L'échelle de Hopkinson est utilisée pour dimensionner les expériences à échelles réduites selon un équivalent massique ou énergétique (facteur k) et permet également d'estimer les caractéristiques de l'onde de choc en champ libre (sans obstacle) à partir de formules empiriques issues de la littérature (distance réduite : z ou  $\lambda$ ).

### 1.1.3 Abaque d'évolution des caractéristiques d'une onde de souffle en champ libre

L'évolution des caractéristiques d'une onde de souffle ( $\Delta P^+$ ,  $dt^+$ ,  $I^+$ ) peut être estimée à partir de formules empiriques en fonction du type d'explosif étudié pour une charge sphérique ou hémisphérique. Pour une charge chimique de TNT ( $C_7H_5N_3O_6$ ), les caractéristiques de l'onde sont estimées à partir de formules empiriques issues de données expérimentales (Kinney (1985)), équations (6) à (9) ( $\Delta P^+$  en Pa avec  $P_0 = 101325$  Pa, W en kg de TNT, z en  $m/kg_{TNT}^{1/3}$ ,  $dt^+$  en ms,  $I^+$  en bar.ms).

$$\frac{\Delta P^+}{P_0} = \frac{808 \times \left[ 1 + \left( \frac{z}{4.5} \right)^2 \right]}{\sqrt{1 + \left( \frac{z}{0,048} \right)^2} \times \sqrt{1 + \left( \frac{z}{0,32} \right)^2} \times \sqrt{1 + \left( \frac{z}{1,35} \right)^2}} \quad (6)$$

$$\frac{dt^+}{W^{1/3}} = \frac{980 \times \left[ 1 + \left( \frac{z}{0,54} \right)^{10} \right]}{\left[ 1 + \left( \frac{z}{0,02} \right)^3 \right] \times \left[ 1 + \left( \frac{z}{0,64} \right)^6 \right] \times \sqrt{1 + \left( \frac{z}{0,048} \right)^2}} \quad (7)$$

$$I^+ = \frac{0,067 \times \sqrt{1 + \left( \frac{z}{0,23} \right)^4}}{z^2 \times \left( 1 + \left( \frac{z}{1,55} \right)^4 \right)^{1/3}} \quad (8)$$

$$\frac{dt^+}{W^{1/3}} = \frac{980 \times \left[ 1 + \left( \frac{z}{0,54} \right)^{10} \right]}{\left[ 1 + \left( \frac{z}{0,02} \right)^3 \right] \times \left[ 1 + \left( \frac{z}{0,64} \right)^6 \right] \times \sqrt{1 + \left( \frac{z}{0,048} \right)^2}} \quad (9)$$

Pour une charge de gaz (propane-oxygène à la stœchiométrie), l'évolution des caractéristiques de l'onde de souffle ( $\Delta P^+$  et  $I^+$ ) peut être estimée à partir des équations (10) et (11) pour une distance réduite ramenée à l'énergie dégagée par la combustion d'une charge sphérique de gaz ( $\lambda$  en m/MJ<sup>1/3</sup>) (Trélat (2006)).

$$\ln\left(\frac{\Delta P^+}{P_0}\right) = 0,090 - 1,760 \times \ln(\lambda) + 0,160 \times (\ln(\lambda))^2 \text{ pour } 0,29 < \lambda < 15 \text{ m/MJ}^{1/3} \quad (10)$$

$$\ln\left(\frac{I^+}{E^{1/3}}\right) = -1,190 - 0,860 \times \ln(\lambda) + 0,190 \times (\ln(\lambda))^2 \text{ pour } 0,29 < \lambda < 4,27 \text{ m/MJ}^{1/3} \quad (11)$$

#### **1.1.4 Effets des ondes de souffle – dommages**

La détonation d'une charge explosive provoque des effets mécaniques, comme la surpression, des effets thermiques et éventuellement des effets liés à la projection de fragments. La présence d'une barrière de protection permet facilement de protéger les installations et les personnes contre les effets thermiques de l'explosion et les projections de fragments. Cependant, la protection face aux effets de surpression n'est pas garantie par la simple présence d'une barrière physique de protection de forme quelconque. L'objet de cette étude consiste donc à évaluer les effets protecteurs des barrières relativement à leur forme et leur taille. La réglementation (Article 11 de l'arrêté du 20 avril 2007 et circulaire

DPPR/SEI2/IH-07-0111) définit actuellement des seuils et des zones d'effets en fonction du maximum de surpression, tableau 1.

Désignation de la zone	Z <sub>1</sub>	Z <sub>2</sub>	Z <sub>3</sub>	Z <sub>4</sub>	Z <sub>5</sub>
Conséquences sur l'homme	Extrêmement graves (blessures mortelles dans plus de 50% des cas)	Très graves	Graves	Significatifs	Effets indirects par bris de verre
Dégâts prévisibles aux biens	Extrêmement graves	Importants et possibilité d'effet domino	Graves	Légers	Destructions significatives de vitres
Saut de pression (en bar)	$\Delta P^+ \geq 0,43$ bar	$\Delta P^+ \geq 0,20$ bar	$\Delta P^+ \geq 0,14$ bar	$\Delta P^+ \geq 0,05$ bar	$\Delta P^+ \geq 0,02$ bar

Tableau 1 : Classement des zones d'effets ; Article 11 de l'arrêté du 20 avril 2007 et circulaire DPPR/SEI2/IH-07-0111

Le classement des zones d'effets peut être comparé aux valeurs de seuils d'effets de surpression référencés dans la littérature. Cette comparaison est réalisée pour les deux natures de charge explosive étudiées dans cette étude : charge chimique condensée (TNT, Kinney (1985), figure 3) et gazeuse (propane-oxygène à la stœchiométrie, Trélat (2006), figure 4)

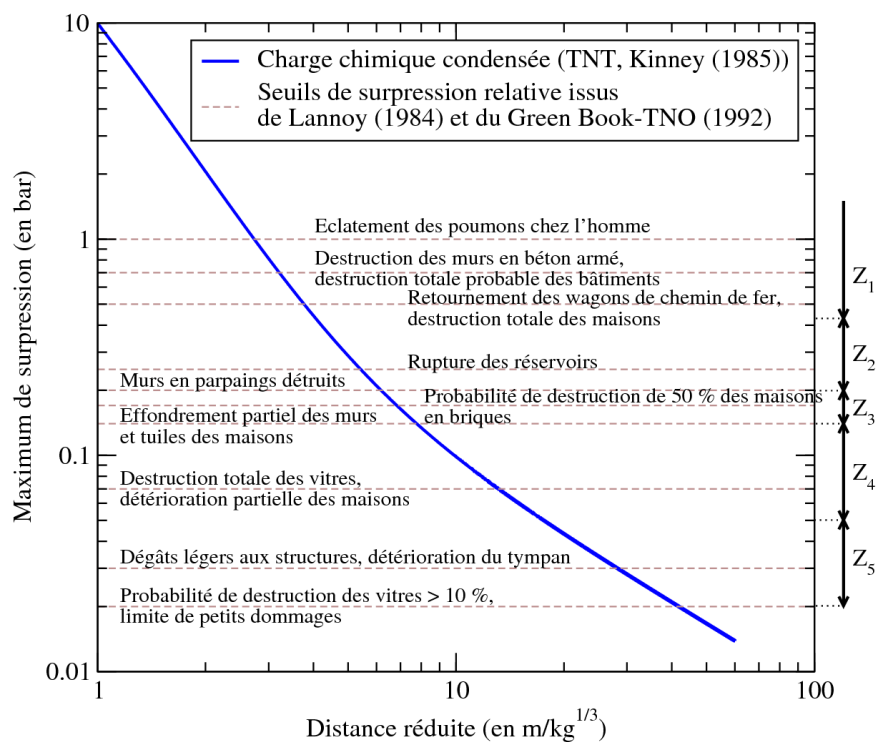


Figure 3 : Evolution du maximum de surpression et des seuils d'effets de la surpression pour une charge de TNT en fonction de la distance réduite (z)



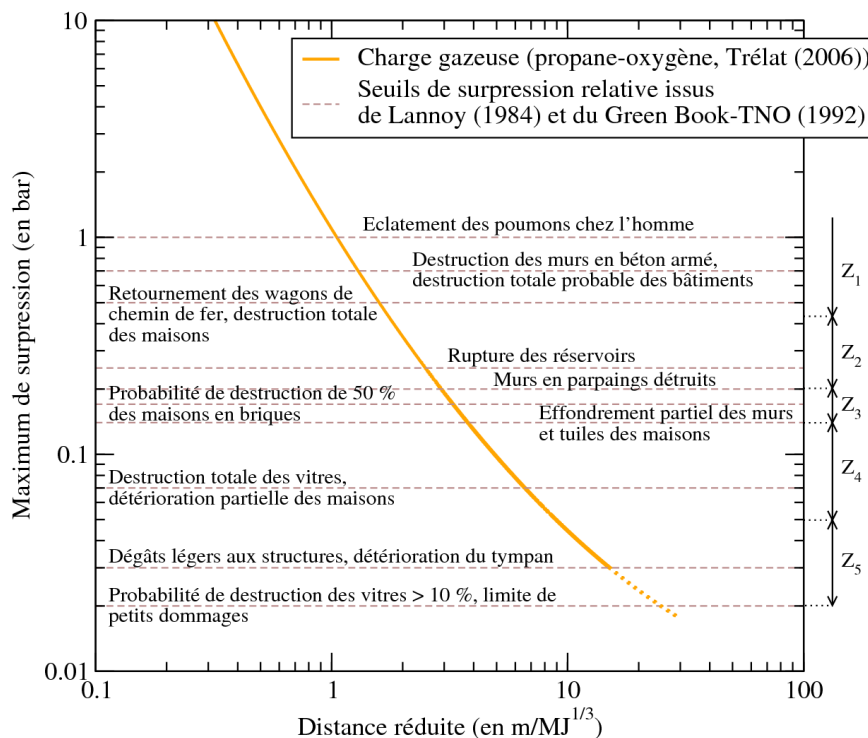


Figure 4 : Evolution du maximum de surpression et des seuils d'effets de la surpression pour une charge de gaz (propane-oxygène) en fonction de la distance réduite ( $\lambda$ )

## 1.2 Description d'une onde de choc

### 1.2.1 Modèle de détonation de Chapman-Jouguet

Dans la littérature, les deux modèles théoriques connus pour la détonation sont celui de Chapman-Jouguet et celui de Zeldovitch, Von Neuman et Döring (ZND). Le plus utilisé et le plus simple est le modèle de Chapman-Jouguet. Ce modèle considère que le front de flamme et l'onde de choc forme une simple discontinuité de contact qui transforme instantanément les gaz frais en gaz brûlés. Il peut être utilisé si les explosifs considérés répondent à ce critère.

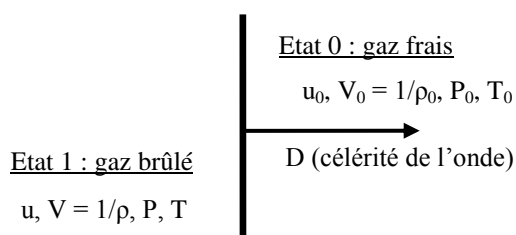


Figure 5 : Onde de détonation selon le modèle de Chapman-Jouguet

Selon le modèle de Chapman-Jouguet, l'onde de détonation est assimilée à une discontinuité plane et autonome qui délimite l'état initial (gaz frais) et l'état final (gaz brûlés), figure 5. Lors du passage de l'onde, les grandeurs thermodynamiques (pression ( $P$ ), température ( $T$ ), densité ( $\rho$ ) et la vitesse matérielle ( $u$ )) subissent un saut de l'état initial à un état final chimiquement stable en équilibre thermodynamique. Les équations de conservation de la masse, de quantité de mouvement et de l'énergie peuvent être appliquées sur cette discontinuité. L'énergie interne spécifique fonction de la pression ( $P$ ) et de du volume spécifique ( $V$ ) est notée «  $e$  ».

- conservation de la masse :  $\rho \times (D - u) = \rho_0 \times (D - u_0)$  (12)

- conservation de la quantité de mouvement :  $P - P_0 = \rho_0 \times (D - u_0) \times (u - u_0)$  (13)

- conservation de l'énergie :  $e - e_0 = \frac{1}{2} \times (P + P_0) \times (V_0 - V)$  (14)

L'onde de détonation et l'onde de choc se différencient par un dégagement d'énergie chimique suite à la combustion de l'explosif entre les gaz frais et les gaz brûlés. Le schéma ci-dessous décrit le bilan énergétique entre l'état initial (indice ex, l'explosif) et l'état final (indice g, les gaz brûlés), figure 6.

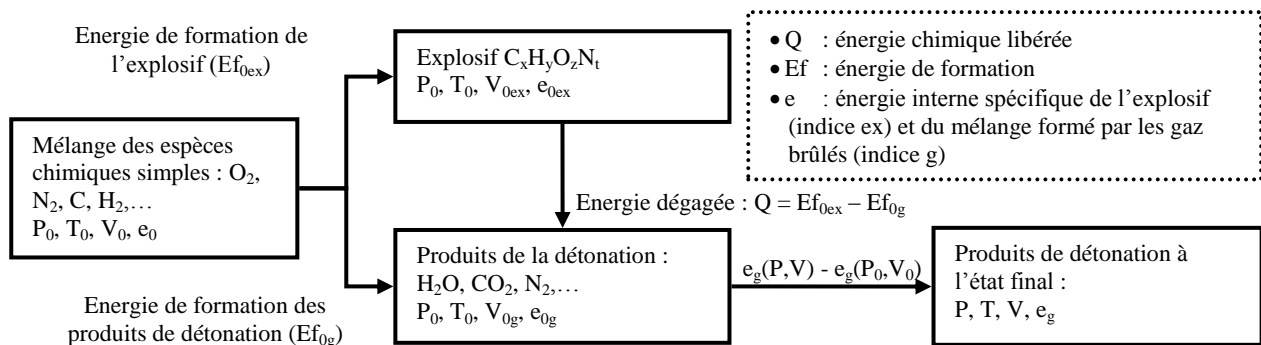


Figure 6 : Bilan énergétique sur la charge explosive lors de sa détonation

A partir du bilan énergétique et de l'équation de conservation de l'énergie (relation (15)) entre l'explosif à l'état initial et les gaz brûlés, il est possible de déterminer l'énergie interne des produits de détonation :

$$e_g(P, V) = e_{0ex} + Q_0 + \frac{P + P_0}{2} \times (V_0 - V) \quad (15)$$

L'intérêt de l'équation écrite sous cette forme est de faire apparaître l'énergie interne initiale de l'explosif. La différence avec une onde de choc dans un milieu inerte est la présence de l'énergie effectivement dégagée entre l'état amont et l'état aval, notée  $Q_0$  :

$$Q_0 = Q - e_{ex}(P_0, V_{0ex}) + e_g(P_0, V_{0g}) \quad (16)$$

En combinant les équations de conservation de la masse et de la quantité de mouvement, il est possible de définir la droite de « Rayleigh-Michelson » (valable également pour une onde de choc en milieu inerte), équation (17). La pente de la droite dépend de la célérité de l'onde D (droite de pente :  $\rho_0^2 \times D^2$ ).

$$P = P_0 + (\rho_0 \times D)^2 \times (V_0 - V) \quad (17)$$

A chaque célérité D correspond un état fin de détonation. Le lieu de ces points se trouve sur la courbe de « Crussard » dans le diagramme (P, V). Cette courbe définit les états d'équilibre possibles de la combustion de l'explosif. Cette courbe peut être déduite des équations de conservation. Une fois éliminés les termes de vitesse, elle constitue alors l'équation de Hugoniot (relation entre l'enthalpie (h), la pression (P) et la masse volumique ( $\rho$ )), en tenant compte de l'énergie dégagée par la détonation, équation (18).

$$h - h_0 = \frac{1}{2} \times (P - P_0) \times (V + V_1) + Q \quad (18)$$

L'intersection de la droite de « Rayleigh-Michelson » et de la courbe de « Crussard » permet de déterminer l'état thermodynamique final des produits de la combustion, figure 7.

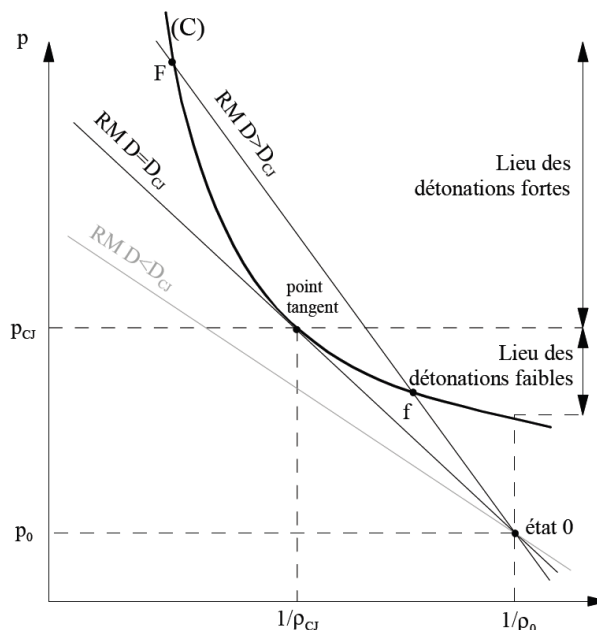


Figure 7 : Représentation des positions possibles de la droite de Rayleigh-Michelson par rapport à l'adiabatique de Crussard (Matignon (2000))

Suivant la position de la droite par rapport à la courbe de Crussard, on distingue trois solutions possibles.

- Si la droite est tangente à la courbe de Crussard ( $D = D_{CJ}$ ), il existe une solution dite de « Chapman-Jouguet ». Cette solution définit les conditions d'une détonation idéale (autonome et stationnaire). L'onde de détonation possède alors une vitesse de propagation supersonique par rapport au gaz frais.
- Si la droite ne croise pas l'adiabatique de Crussard ( $D < D_{CJ}$ ), il n'y a pas de solution. La célérité ( $D$ ) de l'onde est trop faible.
- Si la droite croise la courbe de Crussard, deux solutions sont possibles (F) et (f). La célérité de l'onde de détonation est supérieure à la célérité  $D_{CJ}$ .
  - Le point (F) se place sur la branche de la courbe de Crussard des détonations dites fortes. La pression est supérieure à l'état de Chapman-Jouguet ( $P > P_{CJ}$ ), cet état n'est pas stable et il ne peut se maintenir sans la présence de phénomènes extérieurs soutenant cette propagation (action d'un piston). L'onde de détonation est subsonique ( $D < u + c$ ) par rapport aux gaz brûlés, en l'absence d'un phénomène de soutien, la détonation s'affaiblit jusqu'au point de stabilité ( $D = u + c$ ) (point de Chapman-Jouguet).
  - Le point (f) se situe sur la branche de l'adiabatique des détonations dites « faibles ». Cette solution n'a jamais été réellement observée.

La solution de stabilité de Chapman-Jouguet correspond à une onde de détonation sonique par rapport à l'état aval ( $D = u + c$ ,  $c$  représentant la vitesse du son dans le milieu). Cet état assure une stabilité hydrodynamique et chimique. Ainsi l'état thermodynamique de Chapman-Jouguet peut être décrit en fonction de la célérité de détonation ( $D_{CJ}$ ), équations de (19) à (23).

$$D_{CJ} = u_{CJ} + c_{CJ} \quad (19)$$

$$\gamma_{CJ} = \left( \frac{d \log(P)}{d \log(\rho)} \right)_s \quad (\text{coefficient polytropique au point CJ, } \gamma_{CJ}) \quad (20)$$

$$\eta_{CJ} = \frac{V_{CJ}}{V_0} = \frac{1}{\gamma_{CJ} + 1} \times \left[ \gamma_{CJ} + \left( \frac{c_0}{D_{CJ}} \right)^2 \right] \quad (\text{rapport des volumes spécifiques, } \eta_{CJ}) \quad (21)$$

$$P_{CJ} = P_0 + \rho_0 \times D_{CJ}^2 \times (1 - \eta_{CJ}) \quad (22)$$

$$u_{CJ} = \frac{D_{CJ}}{\gamma_{CJ} + 1} \times \left[ 1 - \left( \frac{c_0}{D_{CJ}} \right)^2 \right] \quad (23)$$

Cette théorie de Chapman-Jouguet suppose que la cinétique chimique de la réaction est négligeable en se basant que sur l'état initial et de l'état final. Les natures d'explosif étudiées ici vérifient toujours cette hypothèse.

### 1.2.2 Modèle de Kamlet-Jacobs

Ce modèle empirique est établi à partir d'un code de thermochimie (Kamlet (1968), Kazandjian (2006) et Sochet (2010)). Il permet d'estimer rapidement les conditions CJ ( $D_{CJ}$ ,  $P_{CJ}$ ) à partir de la composition de l'explosif. L'approche de Kamlet-Jacobs considère que :

- la vapeur d'eau se forme en priorité et consomme l'oxygène nécessaire à la transformation de l'hydrogène contenu dans l'explosif,
- la formation du dioxyde de carbone est obtenue avec l'oxygène restant dans l'explosif. S'il ne reste pas assez d'oxygène, le carbone se transforme en résidus de carbone solide (agrégat de carbone).

Lors de la détente au sein de l'explosif après le passage du front de choc, les résidus carbonés se dissocient suivant deux réactions :



Ce phénomène est visible pour des explosifs ( $C_xH_yO_zN_t$ ) dont la balance en oxygène est négative (BO) :

$$BO = 100 \times \frac{16}{12 \times x + y + 16 \times z + 12 \times t} \times \left( z - \frac{y}{2} - 2 \times x \right) \quad (26)$$

Si la balance en oxygène est positive ( $BO > 0$ ), l'explosif dispose de l'oxygène nécessaire pour transformer l'hydrogène et le carbone en vapeur d'eau et en dioxyde de carbone. En revanche, si la balance est négative ( $BO < 0$ ), les résidus carbonés vont se dissocier pour former du monoxyde de carbone. La balance en oxygène est négative dans le cas d'une charge de TNT ( $BO = -0,76$ ) et nulle dans le cas d'une charge gazeuse (propane-oxygène à la stœchiométrie,  $BO = 0$ ).

A partir de la composition de l'explosif ( $C_xH_yO_zN_t$  et de sa masse molaire  $M_s$ ) et des hypothèses de Kamlet-Jacobs, il est possible d'estimer une composition des gaz brûlés.

- Moles de  $H_2O$  :  $n_{H_2O} = \frac{y}{2}$  avec  $H(H_2O)_{P_0,T_0} = -240,6$  kJ/mole
- Moles de  $CO_2$  :  $n_{CO_2} = \frac{z}{2} - \frac{y}{4}$  avec  $H(CO_2)_{P_0,T_0} = -393,5$  kJ/mole
- Moles de carbones condensés :  $n_c = x - \left(\frac{z}{2} - \frac{y}{4}\right)$
- Moles de diazote :  $n_{N_2} = \frac{t}{2}$

La combustion d'une mole d'explosif génère  $n_g$  moles de gaz brûlés par kilogramme d'explosif :

$$n_g = \frac{\frac{y}{4} + \frac{z}{2} + \frac{t}{2}}{12 \times x + y + 16 \times z + 14 \times t} \times 10^{-3} \quad (27)$$

Avec une masse molaire moyenne dans les gaz brûlés de :

$$Mm_g = \frac{18.10^{-3} \times \frac{y}{2} + 44.10^{-3} \times \left(\frac{z}{2} - \frac{y}{4}\right) + 28.10^{-3} \times \frac{t}{2}}{\frac{y}{2} + \left(\frac{z}{2} - \frac{y}{4}\right) + \frac{t}{2}} \quad (Mm_g \text{ en kg.mol}^{-1}) \quad (28)$$

L'énergie dégagée lors de la réaction d'un kilogramme d'explosif est calculée à partir de sa composition et des énergies de formation :

$$Q = \frac{E}{Mm_s} = \frac{H(H_2O)_{P_0,T_0} \times \frac{y}{2} + H(CO_2)_{P_0,T_0} \times \left(\frac{z}{2} - \frac{y}{4}\right) - H(C_xH_yO_zN_t)_{P_0,T_0}}{12.10^{-3} \times x + 10^{-3} \times y + 16.10^{-3} \times z + 14.10^{-3} \times t} \quad (Q \text{ en kJ/kg}) \quad (29)$$

Le modèle de Kamlet-Jacobs permet de calculer la célérité et la pression au point CJ à partir de la composition de l'explosif à l'aide de formules simples établies par un code de thermochimie :

$$\phi = n_g \times \sqrt{Mm_g \times Q} \quad (Mm_g \text{ en kg et } Q \text{ en J/kg}) \quad (\phi \text{ coefficient de Kamlet-Jacobs}) \quad (30)$$

$$D_{CJ} = 22,3 \times \sqrt{\phi} \times (1 + 0,0013 \times \rho_0) \quad (D_{CJ} \text{ en m/s}) \quad (31)$$

$$P_{CJ} = 0,762 \times \phi \times \rho_0^2 \quad (P_{CJ} \text{ en Pa}) \quad (32)$$

Ce modèle permet également de calculer l'énergie de Gurney. Cette énergie correspond à la capacité propulsive d'un explosif :

$$E_g = (150 + 0,112 \times \sqrt{\phi \times \rho_0})^2 \quad (E_g \text{ en J/kg}) \quad (33)$$

Remarque :

Une comparaison entre les résultats obtenus par un code de thermochimie du CEA – DAM et le modèle de Kamlet-Jacobs pour une charge gazeuse a été réalisée. Le principe du modèle de Kamlet-Jacobs pour un explosif condensé peut être appliqué à une charge gazeuse avec prudence. Les coefficients empiriques des relations simples de ce modèle ne sont pas adaptés à une charge gazeuse (exemple : différence d'ordre de grandeur sur la masse volumique ( $\rho_0$ ) et sur le coefficient polytropique ( $\gamma$ )). Le modèle de Kamlet-Jacobs est donc difficilement applicable à la problématique d'explosion gazeuse (coefficient  $\phi$  non adapté pour cette famille d'explosif).

Le modèle de détonation utilisé lors de cette étude se base sur l'approche de Chapman-Jouguet pour les deux familles d'explosif utilisées (charges de TNT et de gaz (propane-oxygène à la stœchiométrie)).

### 1.2.3 Problème des équivalences

Dans cette partie, l'écoulement en aval de l'onde de détonation est décrit à partir des droites caractéristiques (courbes  $C^+$  et  $C^-$ ) et des ondes de détente de Taylor.

En aval d'une onde de choc, l'écoulement est considéré comme suffisamment rapide pour qu'il n'y ait pas d'échange de chaleur entre les particules voisines. L'écoulement peut donc être supposé adiabatique. La détonation de la charge explosive est décrite par le modèle de Chapman-Jouguet. L'onde de détonation est considérée sonique dans la charge :  $D = u + c$  (célérité de l'onde ( $D$ ), vitesse matérielle ( $u$ ) et vitesse du son dans le milieu ( $c$ )).

La célérité locale du son dans un milieu est définie par :

$$c^2 = \left( \frac{dP}{d\rho} \right)_s \quad (34)$$

En combinant les équations de conservation de la masse et de la quantité de mouvement, il est possible d'obtenir deux solutions mathématiques à ce système d'équations différentielles.

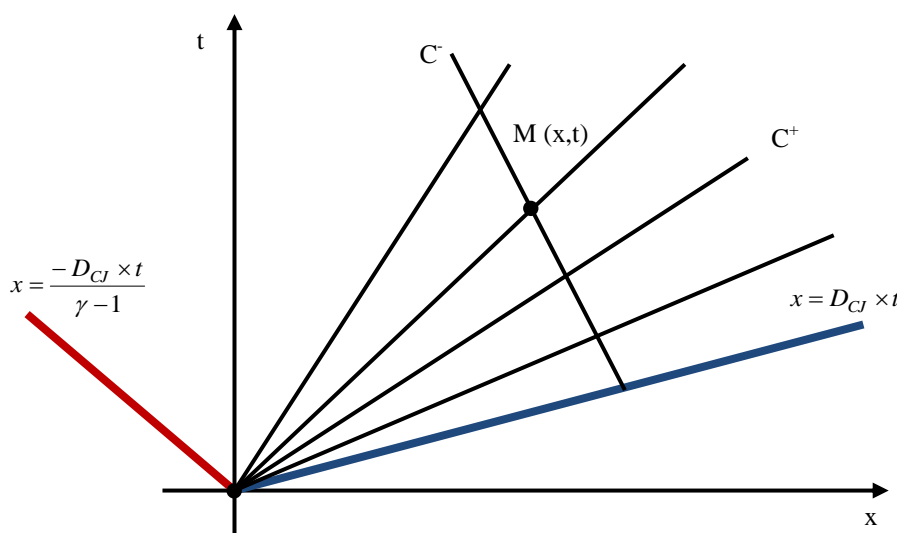


Figure 8 : Droites caractéristiques  $C^+$  et  $C^-$  lors de la détonation de la charge explosive

Les solutions de ce système sont appelées « lignes caractéristiques de l'écoulement isentropique » : courbes  $C^+$  et courbes  $C^-$  (figure 8, équations 35 et 36).

$$C^+ : \frac{dx}{dt} = u + c \text{ sur laquelle : } du + c \times \frac{d\rho}{\rho} = 0 \quad (35)$$

$$C^- : \frac{dx}{dt} = u - c \text{ sur laquelle : } du - c \times \frac{d\rho}{\rho} = 0 \quad (36)$$

Lors de la propagation d'une onde de choc, il se forme en aval du front de choc un réseau d'ondes composé de  $C^+$  et de  $C^-$ , dites « simples », le long desquelles la variation de la pression et de la vitesse est nulle ( $dP^+ = dP^- = 0$  et  $du^+ = du^- = 0$ ). Ce train d'ondes permet de décrire l'écoulement en aval du front de détonation.

Si on considère un écoulement isentropique d'un gaz parfait (avec  $\gamma$  coefficient polytropique) :

$$P \times V^\gamma = P_0 \times V_0^\gamma \quad (37)$$

$$c_0 = \sqrt{\gamma \times P_0 \times V_0} \quad (38)$$

$$c = c_0 \times \left( \frac{\rho}{\rho_0} \right)^{\frac{\gamma-1}{2}} \quad (39)$$

Pour un gaz parfait, les courbes caractéristiques deviennent ainsi :

$$C^+ : \frac{dx}{dt} = u + c \text{ et } du + c_0 \times \left( \frac{\rho}{\rho_0} \right)^{\frac{\gamma-1}{2}} \times \frac{d\rho}{\rho} = 0$$

$$C^- : \frac{dx}{dt} = u - c \text{ et } du - c_0 \times \left( \frac{\rho}{\rho_0} \right)^{\frac{\gamma-1}{2}} \times \frac{d\rho}{\rho} = 0$$

$$C^+ : \frac{dx}{dt} = u + c \text{ et } u + \frac{2}{\gamma-1} \times c = cste \quad (40)$$

$$C^- : \frac{dx}{dt} = u - c \text{ et } u - \frac{2}{\gamma-1} \times c = cste \quad (41)$$

Dans le cas des produits de détonation (voir figure 8), chaque point M, représentant une particule des gaz brûlés, peut être décrit à partir des deux droites caractéristiques ( $C^+$  et  $C^-$ ). Les droites « simples »  $C^+$  sont centrées sur le point d'amorçage en ( $x = t = 0$ ) et donc possèdent la même variation de vitesse, de masse volumique et de célérité du son. Les droites « simples »  $C^-$  croisent également le front d'onde de détonation. Les courbes caractéristiques peuvent alors s'écrire :

$$C^+ : \frac{x}{t} = u + c \text{ et } u + \frac{2}{\gamma-1} \times c = cste \quad (42)$$

$$C^- : \frac{dx}{dt} = u - c \text{ et } u - \frac{2}{\gamma-1} \times c = u_{CJ} - \frac{2}{\gamma_{CJ}-1} \times c_{CJ} = cste \quad (43)$$

Les relations du modèle de Chapman-Jouguet peuvent être écrites pour un gaz parfait à partir de l'équation d'état des gaz parfaits (charge gazeuse) pour une célérité de détonation donnée ( $D_{CJ}$ ) :

$$P_{CJ} = \rho_0 \times \frac{D_{CJ}^2}{\gamma + 1} \quad (44)$$

$$u_{CJ} = \frac{D_{CJ}}{\gamma + 1} \quad (45)$$

$$c_{CJ} = \frac{\gamma \times D_{CJ}}{\gamma + 1} \quad (46)$$

$$\rho_{CJ} = \frac{\gamma}{\gamma + 1} \times \rho_0 \quad (47)$$

A partir des relations au point de Chapman-Jouguet pour un gaz parfait, les courbes caractéristiques  $C^+$  et  $C^-$  peuvent s'écrire :

$$C^+ : \frac{x}{t} = u + c \text{ et } u + \frac{2}{\gamma - 1} \times c = cste \quad (48)$$

$$C^- : \frac{dx}{dt} = u - c \text{ et } u - \frac{2}{\gamma - 1} \times c = -\frac{D_{CJ}}{\gamma - 1} = cste \quad (49)$$

Pour chaque point M situé au croisement d'une  $C^+$  et d'une  $C^-$  :

$$\frac{x}{t} = u + c \quad (50)$$

$$u - \frac{2}{\gamma - 1} \times c = -\frac{D_{CJ}}{\gamma - 1} \quad (51)$$

On obtient ainsi un système d'équations à 2 inconnues, u et C en fonction de x et t.

$$c = c_{CJ} \times \frac{(\gamma - 1) \times \zeta + 1}{\gamma} \text{ avec } \zeta = \frac{x}{D_{CJ} \times t} \quad (52)$$

$$u = u_{CJ} \times (2 \times \zeta - 1) \quad (53)$$

Comme on considère un gaz parfait, les grandeurs thermodynamiques  $\rho$  et P deviennent donc :

$$\rho = \rho_0 \times \left( \frac{c}{c_0} \right)^{\frac{2}{\gamma - 1}} = \rho_{CJ} \times \left( \frac{(\gamma - 1) \times \zeta + 1}{\gamma} \right)^{\frac{2}{\gamma - 1}} \quad (54)$$

$$P = P_0 \times \left( \frac{c}{c_0} \right)^{\frac{2\gamma}{\gamma - 1}} = P_{CJ} \times \left( \frac{(\gamma - 1) \times \zeta + 1}{\gamma} \right)^{\frac{2\gamma}{\gamma - 1}} \quad (55)$$

La trajectoire d'un point M(x, t) situé dans les produits de détonation est obtenue en intégrant l'équation différentielle :

$$u = \frac{dx}{dt} = u_{CJ} \times \left( 2 \times \frac{x}{D_{CJ} \times t} - 1 \right) \quad (56)$$



$$x = \frac{x_0}{\gamma - 1} \times \frac{t}{t_0} \times \left( \gamma \times \left( \frac{t}{t_0} \right)^{\frac{1-\gamma}{1+\gamma}} - 1 \right) \quad (57)$$

Avec un point limite situé à l'interface entre l'air et les produits de détonation :

$$t_0 = \frac{x_0}{D_{CJ}} = \frac{R_{\text{charge}}}{D_{CJ}} \quad (58)$$

A partir des relations (57) et (58), il est possible d'estimer l'évolution du déplacement d'une particule située dans les produits de détonation en tenant compte du réseau d'ondes de détente (ondes de Taylor) pendant la détonation de la charge.

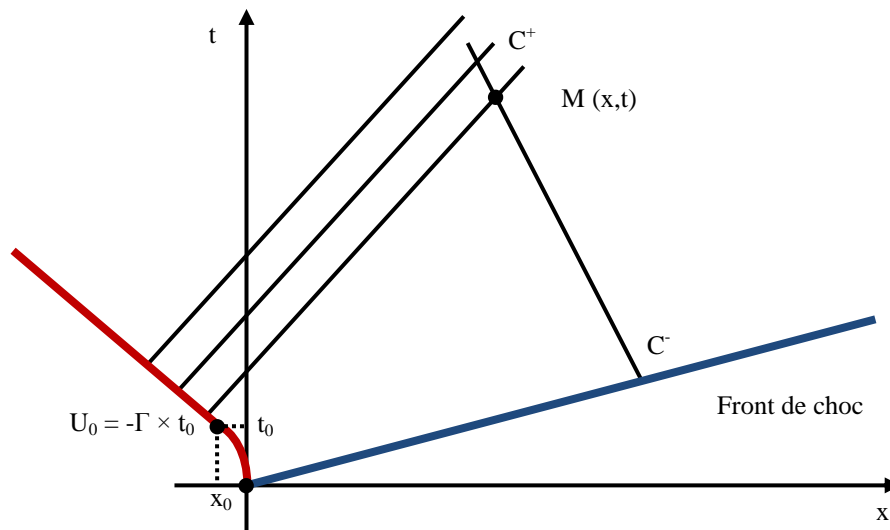


Figure 9 : Droites caractéristiques  $C^+$  et  $C^-$  lors de la propagation de l'onde de choc dans l'air

Une fois que l'onde sort de la charge explosive, le réseau d'ondes de détente est généré (fin de la mise en mouvement du piston pour les ondes de détente), figure 9. L'onde n'est plus sonique dans la charge ( $D = u + c$ , n'est plus valide). En aval de l'onde de choc, l'écoulement est subsonique ( $D < u + c$ ). Le réseau d'ondes de détente tend à rattraper le front de choc et à l'atténuer avec une accélération constante ( $\Gamma(t_0)$ ) (principe du piston de Taylor).

$$\Gamma(t) = \frac{du}{dt} = -u_{CJ} \times 2 \times \frac{x}{D_{CJ} \times t^2} \quad (59)$$

A l'interface entre l'air et les produits de détonation, la mise en mouvement du réseau d'ondes de détente est déterminée :

$$\Gamma_{(t_0)} = -u_{CJ} \times 2 \times \frac{D_{CJ}}{R_{\text{charge}}} \quad (60)$$

Dans le milieu industriel, il est possible de rencontrer deux types de charge explosive : une charge explosive dite « gazeuse » et une charge explosive dite « chimique condensée ». Les recommandations et les réglementations dans le domaine de la sécurité sont le plus souvent émises pour une charge de TNT (charge chimique condensée de référence). Lors de l'utilisation d'un autre explosif, il est possible d'utiliser des équivalents pour se ramener à l'explosif de référence (TNT). Dans la littérature, plusieurs coefficients d'équivalence sont disponibles pour la suppression et l'impulsion positives. Ils sont obtenus par la méthode dite « des dommages » et ils sont valables sur un intervalle donné de distances réduites. Ces coefficients ( $C_{\text{équivalent}}$ ) permettent d'obtenir la masse équivalente de TNT ( $m_{\text{TNT}}$ ) qui génère le

même niveau de surpression ou d'impulsion positive pour une masse d'un explosif autre que le TNT ( $m_{\text{explosif}}$ ), équation (61).

$$m_{\text{TNT}} = m_{\text{explosif}} \times C_{\text{équivalent}} \quad (61)$$

La célérité et la pression de détonation ( $D_{\text{CJ}}$  et  $P_{\text{CJ}}$ ) dépendent de la composition de l'explosif (voir § 1.2.2) : la célérité  $D_{\text{CJ}}$  est comprise entre 2000 et 3000 m/s pour une charge gazeuse et entre 7000 et 9000 m/s pour une charge chimique condensée. L'utilisation d'un équivalent ne change pas la célérité ou la pression de détonation, mais il permet d'augmenter par équivalence la masse de la charge et donc son rayon. L'augmentation du rayon conduit à « étaler » le réseau d'ondes de détente (sonique dans la charge :  $D_{\text{CJ}} = u_{\text{CJ}} + c_{\text{CJ}}$ ).

Dans les travaux de thèse de Trélat (2006), l'auteur a établi un coefficient d'équivalence énergétique unique de 2,35 entre une charge chimique (TNT) et une charge gazeuse (propane-oxygène à la stœchiométrie). Il a été observé que l'utilisation de ce coefficient conduisait à une surpression positive plus importante dans le cas d'une charge de TNT qu'avec une charge de gaz (Eveillard (2011)). De plus, l'onde de choc générée par la détonation d'une charge de gaz possède une durée de phase positive plus importante qu'une onde issue d'une charge de TNT. Il avait alors été possible de conclure « qu'une charge de gaz pousse moins fort qu'une charge de TNT en champ proche (différence des surpressions maximales), mais sur une durée plus importante (différence des durées de phase positive) ». Ces deux natures de sources explosives conduisent à l'établissement d'ondes de souffle aériennes très différentes.

A partir des équations développées dans les paragraphes précédemment, il est possible d'analyser de manière détaillée cette observation. La différence de comportement observée n'est pas liée directement à la composition de la charge elle-même, mais à l'utilisation d'un coefficient : augmentation de la masse, augmentation du rayon de la charge, « étalement » du réseau d'ondes de détente et donc augmentation de la durée de phase positive.

Dans le cadre de ces travaux de thèse, les coefficients d'équivalence entre une charge gazeuse et une charge chimique ne seront pas directement utilisés. La méthode des équivalents est adaptée pour une comparaison entre les explosifs de même nature (coefficient d'équivalence compris entre 1 et 1,5,  $1 < C_{\text{équivalent}} < 1,5$ ), mais ne permet pas de comparer directement ces deux natures d'explosif (coefficient supérieure à 2,  $C_{\text{équivalent}} > 2$ , explosifs condensés et gazeux). Les configurations expérimentales seront donc directement analysées par simulation numérique à partir des caractéristiques CJ de l'explosif utilisé, en l'occurrence un mélange propane-oxygène à la stœchiométrie. L'état des grandeurs thermodynamiques de Chapman-Jouguet et l'équation d'état de l'explosif (formulation JWL, Fickett (1979)) sont calculés à partir de données expérimentales et d'un code de thermochimie du CEA – DAM.

#### **1.2.4 Relations de Rankine-Hugoniot (milieu inerte)**

L'onde de choc peut être assimilée à une discontinuité plane entre deux états : état initial (indice 1) et état « choqué » (indice 2), figure 10. L'écoulement est considéré comme monodimensionnel, non visqueux, sans force extérieur, sans combustion et adiabatique, dit « onde de choc pure » (propagation de l'onde de choc dans l'air, hors de la charge explosive).

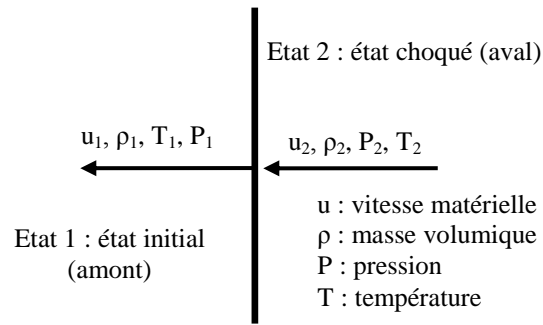


Figure 10 : Représentation d'une « onde de choc pure », repère lié à l'onde de choc

Les équations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie pour la discontinuité sont présentées ci-dessous et sont exprimées en termes de pression totale, équations (62) à (64).

- Conservation de la masse :  $\rho_1 \times u_1 = \rho_2 \times u_2$  (62)

- Conservation de la quantité de mouvement :  $P_1 + \rho_1 \times u_1^2 = P_2 + \rho_2 \times u_2^2$  (63)

- Conservation de l'énergie :  $h_1 + \frac{1}{2} \times u_1^2 = h_2 + \frac{1}{2} \times u_2^2$  (h, enthalpie totale) (64)

A partir de l'équation de conservation de l'énergie (équation (64)), de l'enthalpie (équation (65)) et de la célérité du son (c) (équation (66)) pour un gaz parfait, il est possible d'obtenir l'équation (67). Les équations de conservation et l'équation (67) sont connues sous le nom de relations de Rankine-Hugoniot (avec  $\gamma$  coefficient polytropique,  $c_v$  capacité thermique à volume constant et  $c_p$  à pression constante).

$$dh = c_p \times T \text{ sachant que } \gamma = \frac{c_p}{c_v} \quad (65)$$

$$c = \sqrt{\gamma \times R \times T} \text{ (constante universelle des gaz parfaits, } R = 8,314 \text{ J.K}^{-1} \cdot \text{mol}^{-1}) \quad (66)$$

$$\frac{1}{2} \times u_1 + \frac{c_1^2}{\gamma - 1} = \frac{1}{2} \times u_2 + \frac{c_2^2}{\gamma - 1} \quad (67)$$

Il est possible de calculer les variations des grandeurs thermodynamiques à travers la discontinuité en fonction du nombre de Mach en amont de l'onde de choc ( $M_1$ ). Le nombre de Mach ( $M_k$ ) est défini comme le rapport de la vitesse matérielle ( $u_k$ ) sur la célérité du son ( $c_k$ ) dans le milieu, équation (68).

$$M_k = \frac{u_k}{c_k} \quad (68)$$

Les expressions des variations de vitesse, de masse volumique et de pression peuvent être déduites de ce système d'équations, relations (69) à (71).

$$\frac{u_2}{u_1} = \frac{(\gamma - 1) \times M_1^2 + 2}{(\gamma + 1) \times M_1^2} \quad (69)$$

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{(\gamma+1) \times M_1^2}{(\gamma-1) \times M_1^2 + 2} \quad (70)$$

$$\frac{P_2}{P_1} = \frac{2 \times \gamma \times M_1^2 + (1-\gamma)}{(\gamma+1)} \quad (71)$$

Inversement, à partir de l'équation (71), il est possible de connaître le nombre de Mach de l'onde de choc en fonction de la variation de pression entre l'état amont et l'état aval, équation (72).

$$M_1 = \sqrt{\frac{1}{2 \times \gamma} \times \left( (\gamma+1) \times \frac{P_2}{P_1} + (\gamma-1) \right)} \quad (72)$$

Cette dernière équation permet de déterminer le nombre de Mach incident ( $M_1 = M_i$ ) de l'onde de choc à partir du maximum de surpression incident ( $\Delta P_1^+$ ) et de la pression initiale ( $P_1$ ), avec  $P_2 = P_1 + \Delta P_1^+$  et  $\gamma = 1,4$  (gaz parfait), équation (73).

$$M_1 = \sqrt{\frac{1}{7} \times \left( 6 \times \frac{(P_1 + \Delta P_1^+)}{P_1} + 1 \right)} \quad (73)$$

## **1.3 Interaction d'une onde de choc avec une structure**

Lors de l'interaction d'une onde de choc avec une structure, plusieurs phénomènes physiques peuvent apparaître : réflexion, diffraction ou détente d'onde de choc. Les parties qui suivent décrivent les conditions d'apparition et d'évolution de ces phénomènes physiques en fonction des paramètres géométriques et des grandeurs thermodynamiques de l'onde de choc.

### **1.3.1 Phénomène de réflexion**

#### 1.3.1.1 Diagramme des régimes de réflexion

Lors de l'interaction d'une onde de choc avec une interface entre deux milieux (par exemple de l'air et un mur), une partie de l'onde incidente va se transmettre au second milieu et une onde réfléchie se former sur l'interface, figure 11-a. L'onde transmise est toujours de même nature que l'onde incidente, en revanche l'onde réfléchie sur l'interface dépend de l'impédance des milieux (notée  $Z$ ,  $Z = \rho \times c$ ), figure 11-b. Dans le cadre de cette étude, les surfaces sont considérées comme parfaitement réfléchissantes et indéformables. La structure (mur, bâtiment,...) possède donc une impédance infinie, aussi l'onde incidente se réfléchit totalement sur l'interface (pas d'onde transmise). L'impédance de l'air est inférieure à celle de la structure ( $Z_{\text{structure}} = \infty$ , figure 11-c), l'onde réfléchie est donc de même nature que l'onde incidente. Si l'onde incidente est un choc, l'onde réfléchie sera un choc (principe identique pour une onde de détente).

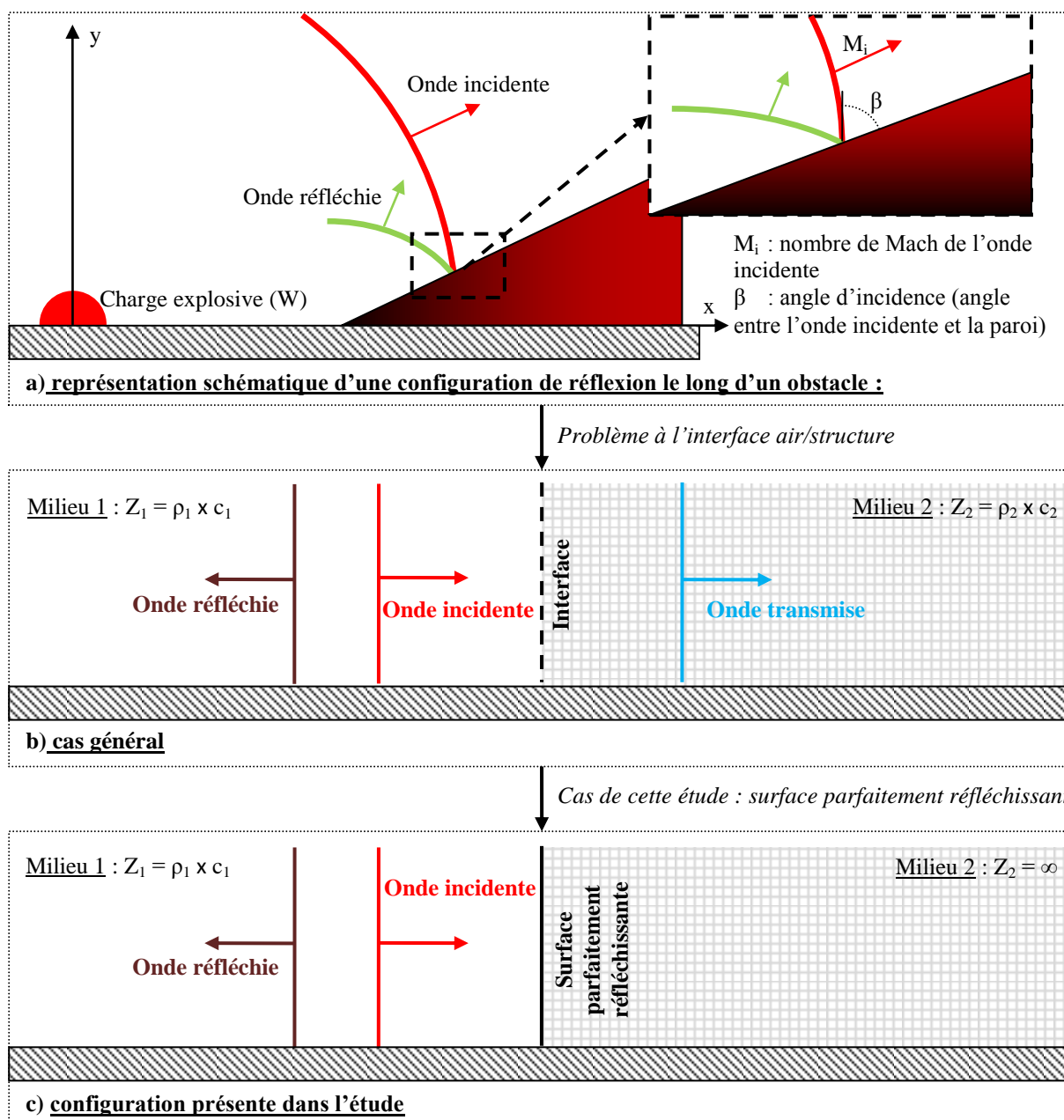


Figure 11 : Interaction d'une onde de choc avec une interface

Le diagramme de Ben-Dor (1991) présente les différents régimes de réflexion qui ont été étudiés dans la littérature, figure 12. L'appartenance à l'un de ces régimes de réflexion dépend de l'écoulement incident (nombre de Mach incident ( $M_i$ ),... ) et des caractéristiques géométriques de la paroi (angle d'incidence ( $\beta$ ),...).

Il est possible de distinguer deux familles de réflexion : la réflexion régulière (écoulement stationnaire) et irrégulière (écoulement pseudo-stationnaire ou instationnaire). La limite entre ces régimes est déterminée à partir d'un critère de stabilité<sup>1</sup> qui dépend du nombre de Mach incident ( $M_i$ ) et de l'angle d'incidence ( $\beta$ ).

<sup>1</sup> Le calcul de ce critère de stabilité sera développé par la suite (§ 1.3.1.4)

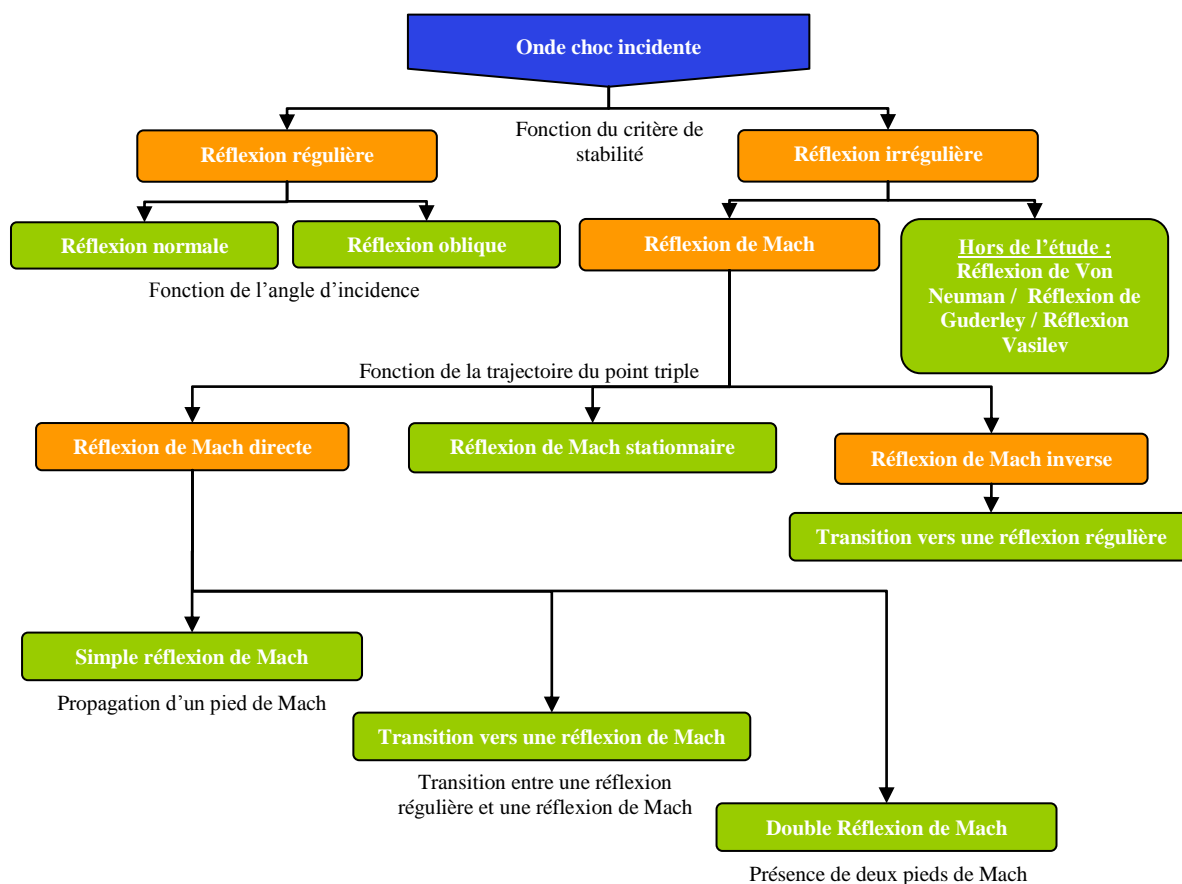


Figure 12 : Diagramme des réflexions. Ben-Dor (1991)

Dans le cas d'une réflexion régulière, il existe deux régimes de réflexion : normale ou oblique. Ces régimes se différencient en fonction de l'angle d'incidence ( $\beta$ ). Si l'onde incidente est normale à la paroi ( $\beta = 0$ ), l'onde subit une réflexion normale. A l'inverse, si l'onde incidente est inclinée par rapport à la paroi ( $\beta \neq 0$ ), l'onde subit une réflexion oblique. Dans le cas d'une réflexion irrégulière, il existe plusieurs régimes de réflexion. Les réflexions dites de « chocs faibles » de Von Neuman, Guderley et Vasilev n'ont pas été observées dans le cadre de cette étude, aussi ces réflexions ne sont pas développées dans ce mémoire. Lors de l'apparition d'une réflexion de Mach, une troisième onde se forme et se propage perpendiculairement à la paroi, elle est appelée pied de Mach. Suivant la trajectoire et l'évolution de ce pied de Mach, il est possible de distinguer trois régimes de réflexion de Mach : réflexion de Mach directe, stationnaire ou inverse. Lors du passage d'une réflexion régulière à une réflexion de Mach, un régime temporaire s'établit, il est appelé « Transition vers une réflexion de Mach ».

Dans le cadre de cette étude, les régimes de réflexion régulière (réflexion normale et réflexion oblique) et les régimes de réflexion irrégulière (réflexion de Mach) sont analysés. Les paragraphes ci-dessous présentent ces différents régimes de réflexion.

### 1.3.1.2 Angle de déviation

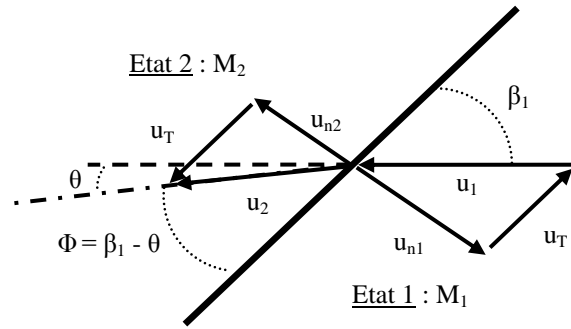


Figure 13 : Théorie des chocs obliques

L'écoulement est considéré supersonique entre deux états (état 1 et état 2). Il est possible d'établir les relations entre ces états séparés par une onde de choc oblique, figure 13. La théorie des chocs obliques implique de considérer l'égalité des vitesses tangentielles (vitesse  $u_T$ ). A partir des composantes normales (indice n) et tangentielles (indice T) des vitesses de l'état 1 et de l'état 2, il est possible d'établir les relations géométriques suivantes (équations (74) et (75)).

$$\tan(\beta_1 - \theta) = \frac{u_{n2}}{u_T} \quad \text{et} \quad \tan(\beta_1) = \frac{u_{n1}}{u_T} \quad (74)$$

$$u_{n1} = u_1 \times \sin(\beta_1) \quad \text{ou} \quad M_{n1} = M_1 \times \sin(\beta_1) \quad (75)$$

A partir de l'équation (75), les relations de variations des grandeurs thermodynamiques de Rankine-Hugoniot peuvent être déduites pour tenir compte de l'angle d'incidence de l'onde ( $\beta_1$ ), relations (76) et (77).

$$\frac{u_2}{u_1} = \frac{\rho_1}{\rho_2} = \frac{(\gamma - 1) \times M_1^2 \times \sin(\beta_1)^2 + 2}{(\gamma + 1) \times M_1^2 \times \sin(\beta_1)^2} \quad (76)$$

$$\frac{P_2}{P_1} = \frac{2 \times \gamma \times M_1^2 \times \sin(\beta_1)^2 + (1 - \gamma)}{(\gamma + 1)} \quad (77)$$

Pour observer un choc réfléchi, il est nécessaire que le nombre de Mach normal à la paroi soit supérieur à 1 (écoulement supersonique,  $M_1 > 1$ ). Ainsi, il est possible de déterminer l'angle d'incidence ( $\beta$ ) minimal et maximal à partir de la relation (75), équations (78) et (79).

$$\text{Angle minimal d'incidence, } \beta_{\min} \geq \arcsin\left(\frac{1}{M_1}\right) \quad (78)$$

$$\text{Angle maximal d'incidence, } \beta_{\max} = \frac{\pi}{2} \quad (79)$$

L'angle de déviation ( $\theta$ ) peut être déduit des relations (74) et (76) en tenant compte de l'égalité des vitesses tangentielles ( $u_T$ ), équation (80).

$$\theta = \beta_1 - \arctan\left(\frac{(2 + (\gamma - 1) \times M_1^2 \times \sin^2(\beta_1)) \times \tan(\beta_1)}{(\gamma + 1) \times M_1^2 \times \sin^2(\beta_1)}\right) \quad (80)$$

### 1.3.1.3 Réflexion normale (RN)

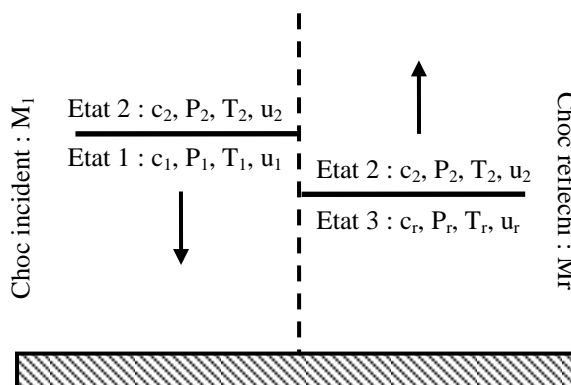


Figure 14 : Représentation schématique d'une réflexion normale

Dans le cas d'une réflexion normale, l'angle d'incidence ( $\beta_1$ ) et l'angle de déviation ( $\theta$ ) de l'onde sont nuls, figure 14. L'onde réfléchi se propage dans la direction opposée à l'onde incidente. Lors d'une réflexion normale, le coefficient de réflexion ( $Cr_N$ ) peut être déterminé à partir des équations de Rankine-Hugoniot (Kinney (1985)).

Si  $\theta = \beta_1 = 0^\circ$ , la réflexion est normale à la paroi, le coefficient de réflexion peut être estimé à partir du nombre de Mach incident ( $M_1$ ), équation (81).

$$Cr_N = \frac{P_r}{P_2} = \frac{(3 \times \gamma - 1) \times M_1^2 + (3 - \gamma)}{(\gamma - 1) \times M_1^2 + 2} \quad (81)$$

Pour un nombre de Mach ( $M_1$ ) infini, le coefficient de réflexion tend vers une valeur asymptotique (pour un gaz parfait ( $\gamma = 1,4$ ), si  $M_1 \rightarrow \infty$ , alors  $Cr_N \rightarrow 8$ ).

### 1.3.1.4 Réflexion oblique (RO)

Si l'angle d'incidence ( $\beta_1$ ) est supérieur à  $0^\circ$ , l'onde de choc peut subir une réflexion oblique. Ce phénomène physique est présenté, figure 15.

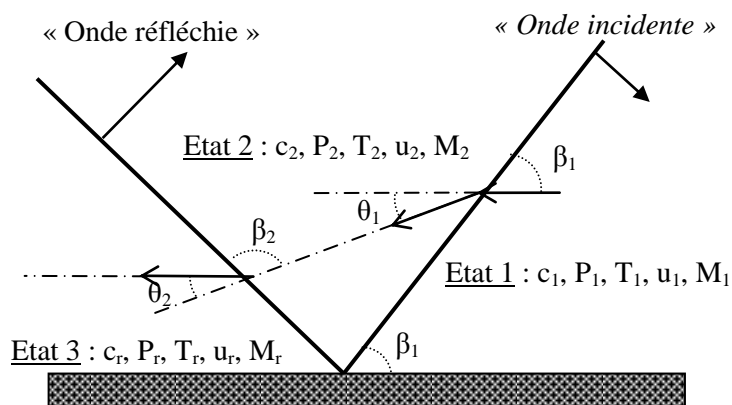


Figure 15 : Représentation schématique d'une réflexion oblique (théorie des 3 ondes)

Il est possible de distinguer trois états : l'état initial (en amont de l'onde incidente, noté 1), l'état « choqué » (en aval de l'onde incidente, noté 2) et l'état réfléchi (en aval de l'onde réfléchi, noté 3). A partir des relations de Rankine-Hugoniot et des angles de déviation ( $\theta_1$ ,  $\theta_2$ ), il est possible de connaître les variations des grandeurs thermodynamiques entre les trois états.



Comme présenté dans la partie précédente sur l'angle de déviation ( $\theta_1$ ), cet angle dépend du nombre de Mach ( $M_1$ ) et de l'angle d'incidence ( $\beta_{\min} \leq \beta_1 \leq \beta_{\max}$ ). Dans le cas d'une réflexion oblique, il est important d'étudier l'évolution de l'angle de déviation au niveau de l'onde réfléchie ( $\theta_2$ ). Pour un nombre de Mach ( $M_2$ ) donné, il est possible de tracer les valeurs de l'angle de déviation ( $\theta_2$ ), figure 16.

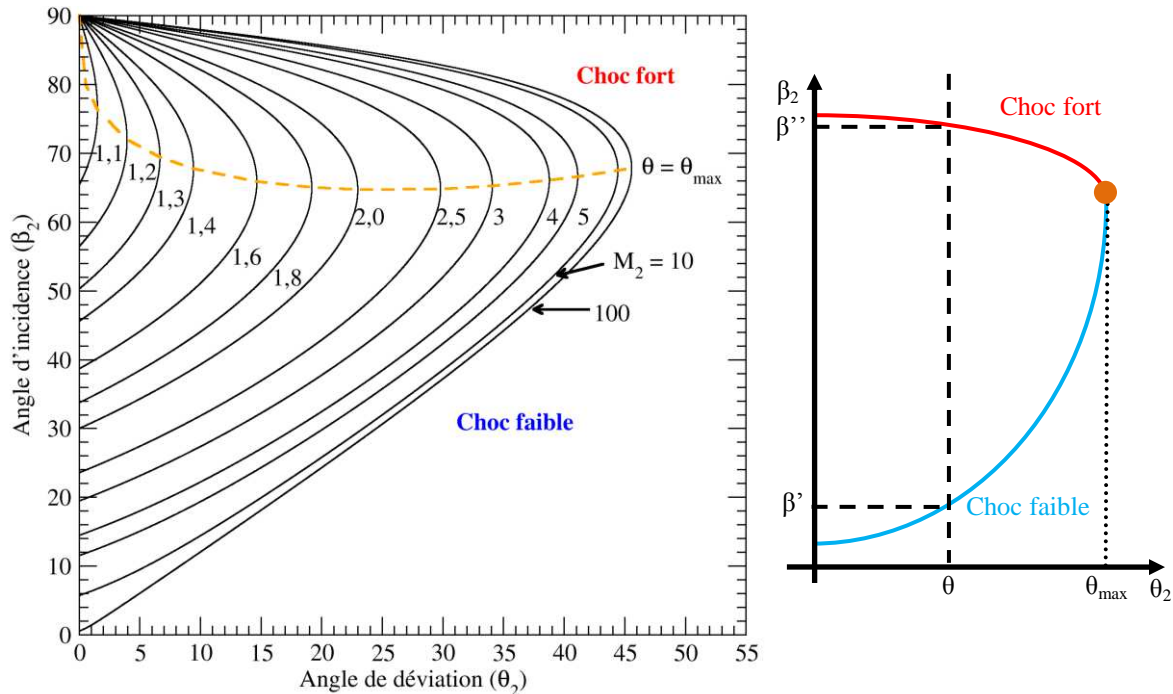


Figure 16 : Evolution de l'angle d'incidence de l'onde réfléchie en fonction du nombre de Mach et de l'angle de déviation de l'état 2

Pour un nombre de Mach incident ( $M_2$ ) donné, il existe un angle maximum noté  $\theta_{\max}$  qui limite les valeurs possibles de l'angle de déviation. Si  $\theta_1 > \theta_{\max}$ , alors il n'existe pas de solution pour les chocs obliques ( $\beta_2 < 0$ ). Dans ce cas de figure, le choc est incurvé ou se détache : passage vers une réflexion de Mach (cas de l'étude,  $\theta > \theta_{\max}$ , critère de stabilité). Cet angle d'incidence limite ( $\beta_{2 \text{ lim}}$ ) est donné par la relation suivante en fonction du nombre de Mach ( $M_2$ ), relation (82).

$$\sin^2(\beta_{2 \text{ lim}}) = \frac{1}{4 \times \gamma \times M_2} \times \left[ (\gamma + 1) \times M_2^2 - 4 \times \sqrt{(\gamma + 1) \times [(\gamma + 1) \times M_2^4 + 8 \times (\gamma - 1) \times M_2^2 + 16]} \right] \quad (82)$$

Une formule empirique établie par Kinney (1985) permet d'estimer rapidement l'angle d'incidence limite ( $\beta_{1 \text{ lim}}$ ) entre ces deux régimes de réflexion (réflexion oblique et réflexion de Mach) à partir du nombre de Mach de l'onde incidente ( $M_1$ ), équation (83). Pour un nombre de Mach infini, l'angle d'incidence limite tend vers un angle proche de  $39,9^\circ$ . L'angle minimum est de  $39,23^\circ$  pour un nombre de Mach de 2,48. Cet angle limite entre une réflexion régulière et une réflexion de Mach est également appelé « angle de transition ».

$$\beta_{1 \text{ lim}} = \frac{1,75}{M_1 - 1} + 39 \quad (83)$$

Si  $\theta_1 < \theta_{\max}$ , il existe alors deux solutions ( $\beta_2'$  et  $\beta_2''$ ) en fonction de l'angle de déviation ( $\theta_2$ ) et du nombre de Mach ( $M_2$ ). La solution  $\beta_2''$  est dite solution de choc « fort » ( $M_2 < 1$ ). Inversement dans le cas de  $\beta_2'$ , la solution est dite de choc « faible » ( $M_2 > 1$ , pour  $\theta_1$  proche de  $\theta_{\max}$ ). En pratique, on considèrera la solution de choc faible ( $\beta_2'$ ). La solution de choc « fort » ( $\beta_2''$ ) n'est envisageable seulement si un écoulement supersonique (par exemple,

l'action d'un piston) est imposé en aval du front de choc incident, ce qui ne sera jamais le cas dans la problématique de cette étude.

Si  $\beta_{2 \text{ lim}} > \beta_2 > 0$  (solution dans les chocs obliques), le nombre de Mach de l'onde réfléchie ( $M_r$ ) peut être calculé en fonction de l'angle d'incidence  $\beta_2$  et du nombre de Mach de l'état 2 ( $M_2$ ) à partir des composantes des vecteurs vitesses, équation (84).

$$M_r = M_2 \times \sin(\beta_2) \quad (84)$$

Le coefficient de réflexion dans le cas d'une réflexion oblique ( $Cr_o$ ) peut être obtenu à partir des relations de Rankine-Hugoniot et des angles de déviation entre les trois états, équation (85) (Kinney (1985)).

$$Cr_o = \frac{P_r}{P_2} = \frac{(2 \times \gamma \times M_r^2 - (\gamma - 1)) \times (2 \times \gamma \times M_1^2 - (\gamma - 1)) - (\gamma + 1)^2}{(\gamma + 1) \times (2 \times \gamma \times M_1^2 - (\gamma - 1)) - (\gamma + 1)^2} \quad (85)$$

### 1.3.1.5 Réflexion de Mach (RM)

Si l'onde réfléchie se détache de la paroi ( $\beta_2 < 0$ ), un pied de Mach se forme et se propage le long de la surface, figure 17. La formation de ce pied de Mach implique de considérer un nouvel état situé en aval de ce front. L'onde incidente, l'onde réfléchie et le pied de Mach se croisent en un point, appelé « point triple ».

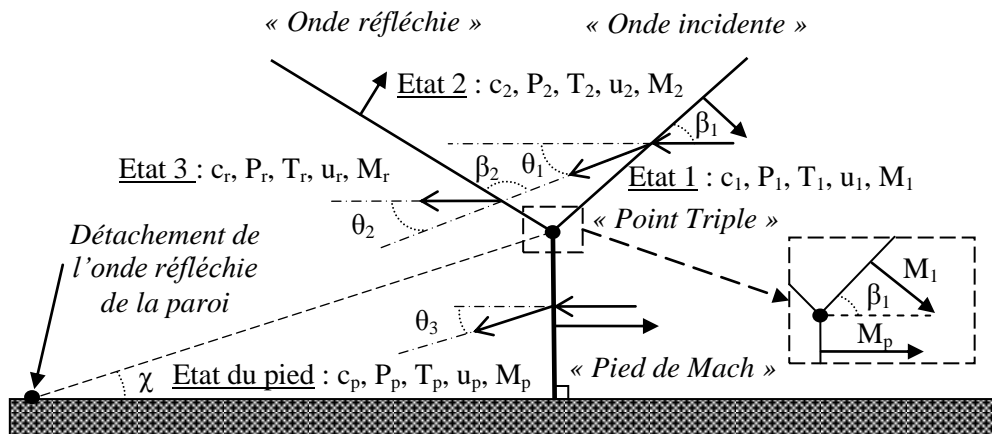


Figure 17 : Représentation schématique d'une réflexion de Mach directe

En fonction de la trajectoire suivie par ce point, appelée « ligne de glissement », il est possible de distinguer trois phénomènes de réflexion de Mach.

- Si la trajectoire du point triple tend à s'éloigner de la paroi ( $d\chi > 0$ ), la hauteur du pied de Mach augmente. Ce régime de réflexion est appelé « réflexion de Mach directe ».
- Si la trajectoire du point triple est parallèle à la paroi ( $d\chi = 0$ ), la hauteur du pied de Mach est inchangée. Ce régime de réflexion est appelé « réflexion de Mach stationnaire ».
- Si le point triple tend à se rapprocher de la paroi ( $d\chi < 0$ ), la hauteur du pied de Mach diminue. Ce régime de réflexion est appelé « réflexion de Mach inverse ». Le régime de réflexion devient une réflexion oblique lorsque le point triple atteint la paroi (Ben-Dor (1991)).

Lors d'une réflexion de Mach directe, le point d'interaction entre l'onde incidente, l'onde réfléchie et le pied de Mach est détaché de la paroi. Le glissement de ce point est représenté par l'angle  $\chi$ . Le point triple devient le point d'interaction entre l'onde incidente et

l'onde réfléchi. Le nombre de Mach au niveau du pied de Mach ( $M_p$ ) est estimé au niveau du point triple par égalité des vitesses tangentielles à la paroi, équation (86).

$$M_p \approx \frac{M_1}{\sin(\beta_1)} \quad (86)$$

A partir des relations de Rankine-Hugoniot entre l'état 1 et l'état en aval du pied de Mach (indice p), il est possible de déduire la valeur de la pression réfléchi sur la paroi à partir du nombre de Mach du pied de Mach ( $M_p$ ), équation (87).

$$C_{RM} = \frac{P_p}{P_2} = \frac{2 \times \gamma \times M_p^2 + (1 - \gamma)}{(1 + \gamma)} \quad (87)$$

### 1.3.1.6 Abaques de réflexion

Les paragraphes précédents décrivent le phénomène de réflexion à partir de relations analytiques établies pour une onde de choc assimilée à une simple discontinuité de contact entre deux milieux dans le cas d'un gaz parfait. Dans la littérature, plusieurs abaques de réflexion sont disponibles. Les abaques sont établis à partir de données expérimentales et ils permettent de déterminer rapidement le coefficient de réflexion ( $C_r$ ) en fonction de l'angle incidence ( $\beta$ ) et du maximum de surpression incident ( $\Delta P_i^+ = \Delta P_1^+$ ). L'un des plus utilisés est celui issu du TM5-1300 (2008), figure 18.

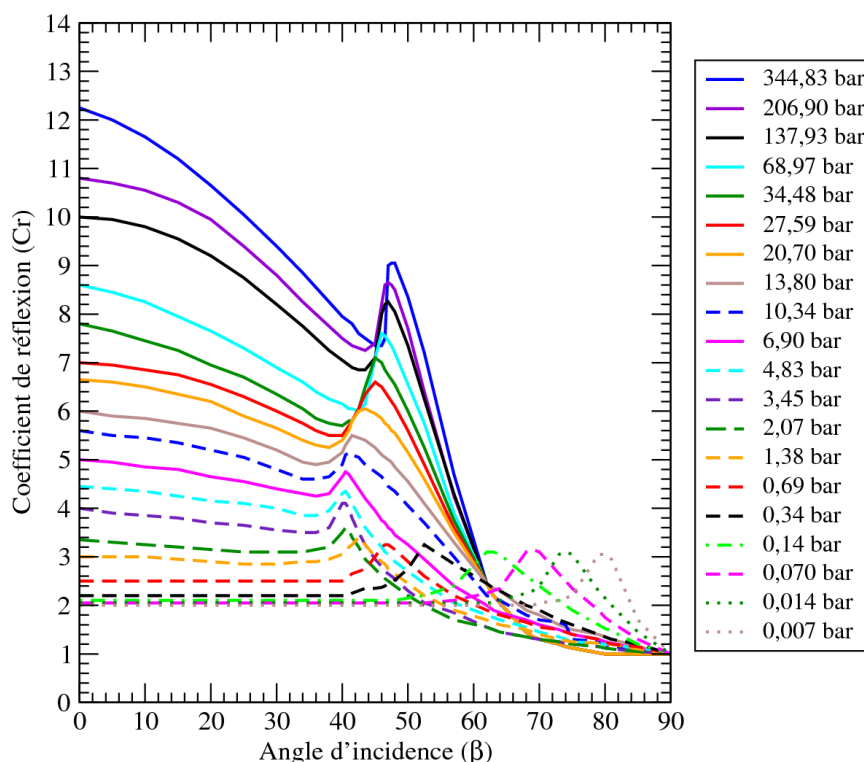


Figure 18 : Coefficient de réflexion en fonction de l'angle d'incidence ( $\beta$ ) et du maximum de surpression incident ( $\Delta P_i^+$ ) (TM5-1300 (2008))

### 1.3.1.7 Paramètres géométriques dans le cas d'une paroi plane

Les relations analytiques et les abaques décrits dans les paragraphes précédents peuvent être appliqués pour estimer le maximum de surpression réfléchi lors de l'interaction d'une onde de choc avec une paroi (onde incidente sphérique divergente, surface plane parfaitement réfléchissante), figure 19.

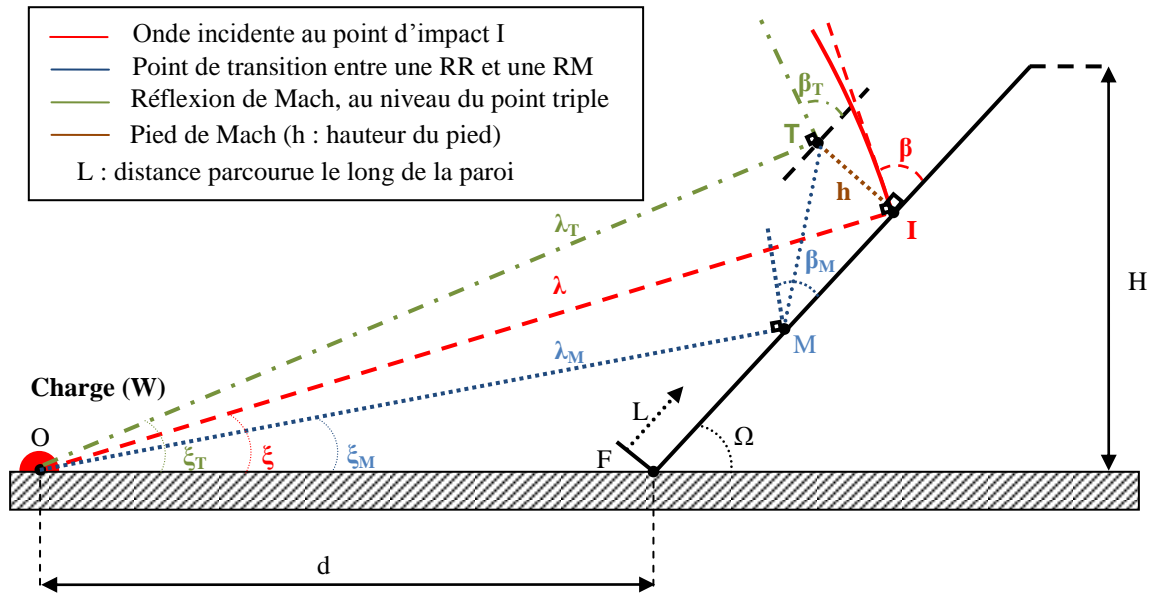


Figure 19 : Représentation schématique de l'onde incidente et de l'onde réfléchie pour une surface plane

Dans le cas d'une onde sphérique issue de la détonation d'une charge explosive (point O, centre de la charge), l'onde est supposée plane au point d'impact sur la surface (point I,  $[OI] \perp$  (onde incidente)). On note F le premier point d'impact sur la paroi. Lors de l'interaction de l'onde incidente avec la paroi, le régime de réflexion peut évoluer depuis une réflexion régulière (réflexion normale ou oblique, notée RR) vers une réflexion de Mach (notée RM,  $h$  : hauteur du pied de Mach). Ce passage éventuel est ici matérialisé par le point M.

Le régime de réflexion le long de la paroi peut alors être déterminé à partir de plusieurs paramètres géométriques et des formules analytiques présentées précédemment, figure 20.

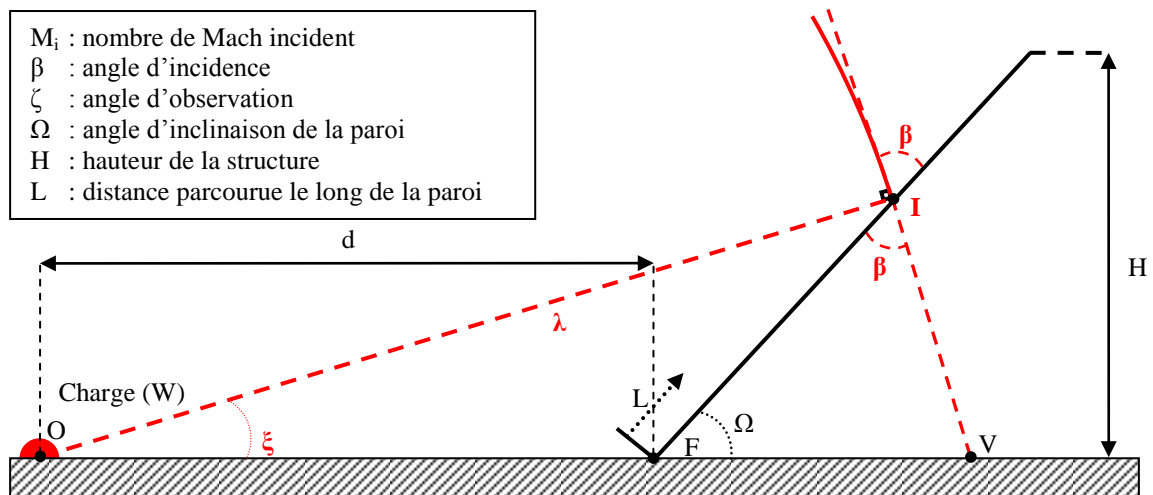


Figure 20 : Représentation schématique de l'onde incidente au point d'impact I

Les relations (88) et (89) permettent de déterminer l'angle d'incidence ( $\beta$ ) et l'angle d'observation ( $\zeta$ ).

$$\zeta = \arctan\left(\frac{\sin(\Omega) \times L}{\cos(\Omega) \times L + d}\right) \text{ pour } L \in [0 ; \frac{H}{\sin(\Omega)}] \quad (88)$$

$$\beta = \frac{\pi}{2} - \Omega + \xi \quad (89)$$

La distance entre le centre de la charge et le point d'impact ( $\lambda$ ) permet de déterminer le maximum de surpression incident au point d'impact à l'aide des formules empiriques présentées précédemment (partie 1.1.3), relations (90) et (91). Le nombre de Mach incident est ensuite déduit des relations de Rankine-Hugoniot (équation (73)).

$$\lambda = \sqrt{(\sin(\Omega) \times L)^2 + (\cos(\Omega) \times L + d)^2} \quad (90)$$

$$\text{Soit } \frac{\lambda}{d} = \sqrt{\left(\sin(\Omega) \times \frac{L}{d}\right)^2 + \left(\cos(\Omega) \times \frac{L}{d} + 1\right)^2} \quad (91)$$

Le calcul de l'angle d'incidence ( $\beta$ ) et du nombre de Mach incident ( $M_i = M_1$ ) permet de déterminer le régime de réflexion et d'estimer le maximum de surpression réfléchi à partir des relations analytiques dans le cas d'une réflexion régulière (réflexion normale ou oblique). Les abaques de réflexion permettent également d'estimer le maximum de surpression réfléchi dans le cas d'une réflexion régulière ou irrégulière (réflexion de Mach simple). L'analyse de l'évolution de l'angle d'incidence ( $\beta$ ) en fonction des caractéristiques géométriques de la paroi permet d'évaluer l'impact de ces dimensions sur le phénomène de réflexion.

La figure 21 présente l'évolution de l'angle d'incidence ( $\beta$ ) en fonction du rapport  $L/d$  pour plusieurs inclinaisons ( $\Omega$ ). A partir de ce réseau de courbes, il est possible d'analyser l'influence de l'inclinaison de la paroi sur l'évolution de l'angle d'incidence ( $\beta$ ) pour un rapport  $L/d$  identique. Si l'angle d'inclinaison ( $\Omega$ ) est élevé (proche de  $90^\circ$ ), l'angle d'incidence évolue rapidement au début de la paroi (jusqu'à  $L/d = 4$ ). A partir de  $L/d = 6$ , l'évolution de l'angle d'incidence ( $\beta$ ) se stabilise dans un intervalle situé entre  $80$  et  $90^\circ$ . A l'inverse pour un angle d'inclinaison faible (proche de  $10^\circ$ ), l'angle d'incidence évolue lentement vers la valeur asymptotique de  $90^\circ$  (le réseau de courbes tend vers cette valeur quel que soit  $\Omega$  quand  $L/d \rightarrow \infty$ ).

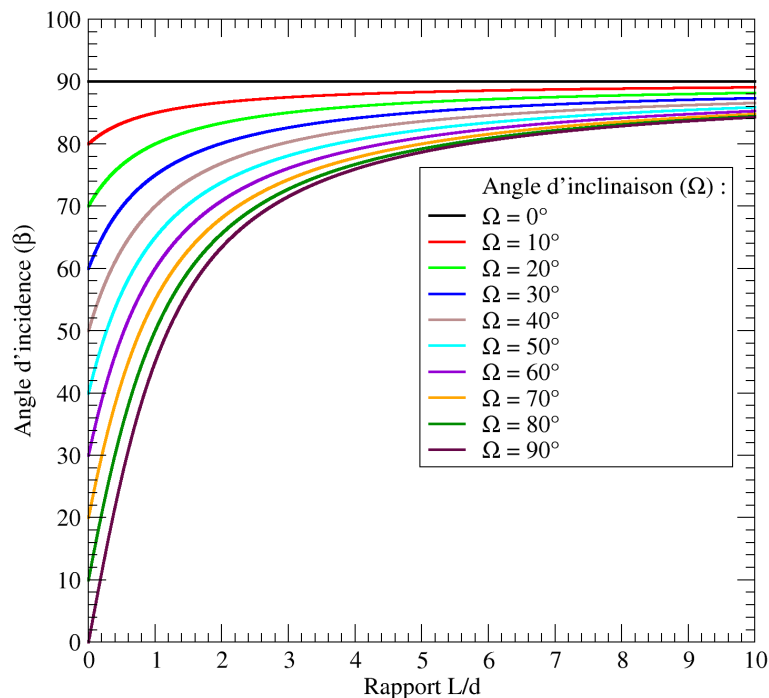


Figure 21 : Evolution de l'angle d'incidence ( $\beta$ ) en fonction du rapport  $L/d$

Dans le cas d'une réflexion de Mach, le calcul des paramètres géométriques selon une approche purement analytique est réalisé au niveau du point triple (point T), figure 22.

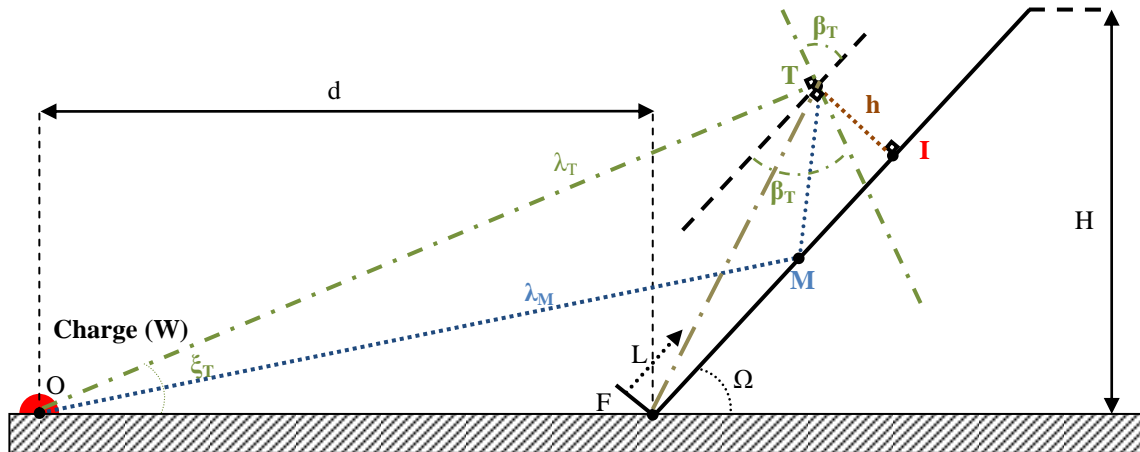


Figure 22 : Représentation schématique d'une réflexion de Mach au point d'impact I

Les relations (92) à (94) permettent de déterminer l'angle d'observation ( $\zeta_T$ ), l'angle d'incidence ( $\beta_T$ ) et la distance entre le centre de la charge et le point triple ( $\lambda_T$ ).

$$\zeta_T = \arctan \left( \frac{\sin \left( \Omega + \arctan \left( \frac{h}{L} \right) \right) \times \sqrt{L^2 + h^2}}{\cos \left( \Omega + \arctan \left( \frac{h}{L} \right) \right) \times \sqrt{L^2 + h^2} + d} \right) \quad (92)$$

$$\beta_T = \frac{\pi}{2} - \Omega + \zeta_T \quad (93)$$

$$\lambda_T = \sqrt{\left( \sin \left( \Omega + \arctan \left( \frac{h}{L} \right) \right) \times \sqrt{L^2 + h^2} \right)^2 + \left( \cos \left( \Omega + \arctan \left( \frac{h}{L} \right) \right) \times \sqrt{L^2 + h^2} + d \right)^2} \quad (94)$$

Le calcul de ces paramètres dépend de la hauteur du pied de Mach ( $h$ ). La hauteur ( $h$ ) peut être estimée à partir de formules empiriques issues de la littérature (TM5-1300 (2008) et Kinney (1985)). Celles-ci estiment la hauteur d'un pied de Mach ( $h$ ) lors de la réflexion de l'onde incidente avec le sol pour une charge hémisphérique placée au-dessus du sol ( $HOB \neq 0$  m,  $HOB$  : Height Of Burst), figure 23.

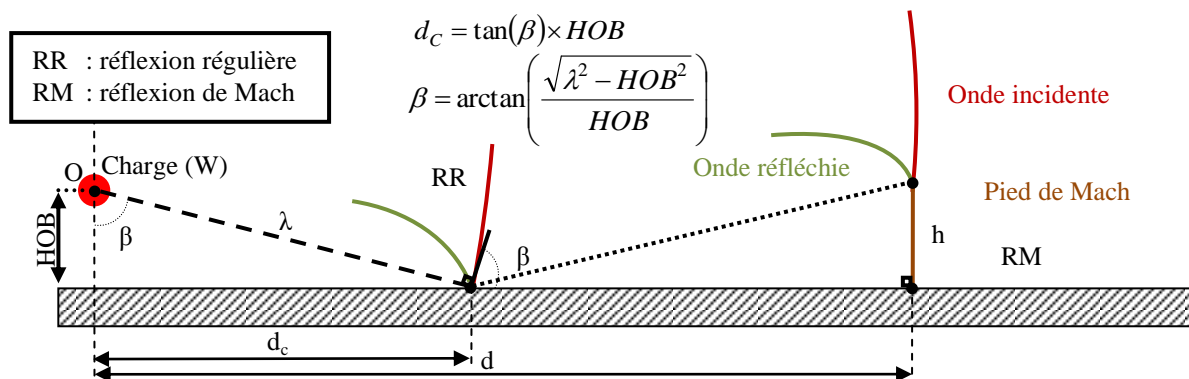


Figure 23 : Représentation schématique de la réflexion de l'onde sur le sol

La hauteur du pied de Mach peut être estimée en fonction de la hauteur de la charge explosive (HOB), de la distance parcourue au niveau du sol par l'onde de choc ( $d$ ) et de la distance critique ( $d_c$ ) (distance d'apparition d'un pied de Mach sur le sol, transition entre une réflexion RR et RM). La formule empirique (52) est issue du Kinney (1985).

$$h = 0,07 \times HOB \times \left( \frac{d}{d_c} - 1 \right)^2 \quad (\text{Kinney (1985)}) \quad (95)$$

L'abaque issu du TM5-1300 (2008) présente l'évolution de la hauteur du pied de Mach pour plusieurs valeurs de la HOB, figure 24.

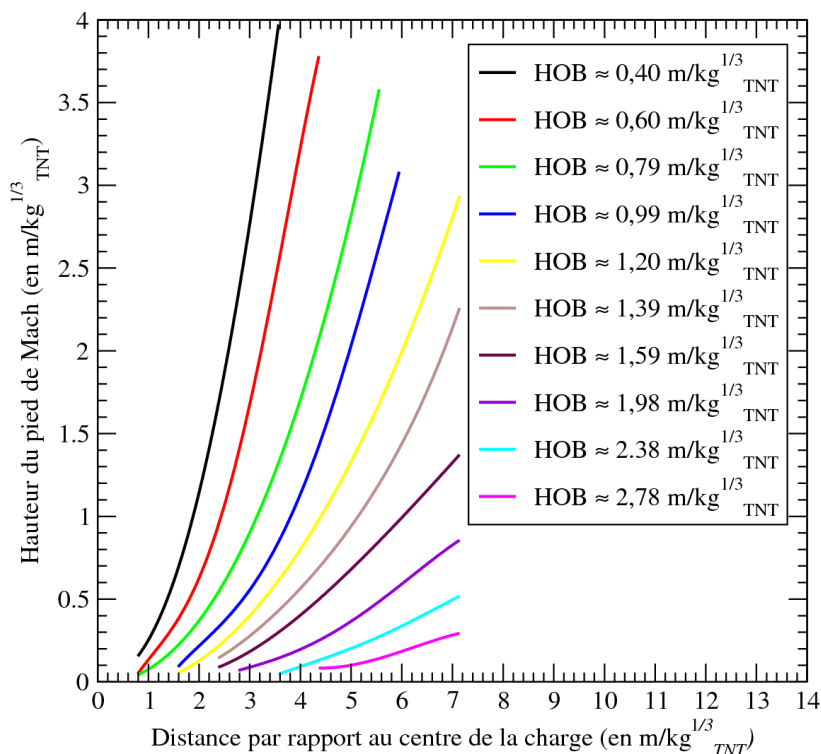


Figure 24 : Evolution de la hauteur du pied de Mach (h) à partir de l'abaque du TM5-1300 (2008)

A partir de cet abaque (TM5-1300 (2008)), le tableau 2 présente plusieurs formules en fonction de la distance (HOB).

Hauteur du pied de Mach, $h = A \times e^{B \times d} + C \times e^{D \times d} + E$					
HOB (en m/kg <sup>1/3</sup> )	A	B	C	D	E
0,40	0,948456	1,02556	-0,631174	1,103690	-0,494357
0,60	0,841852	1,06821	-0,681878	1,105940	-0,262945
0,79	0,904921	0,67185	-0,655098	0,710201	-0,375960
0,99	0,770490	0,781987	-0,659416	0,801206	-0,195280
1,20	0,920745	0,465213	-0,626991	0,498803	-0,508861
1,39	0,940126	0,298604	-0,612279	0,298574	-0,522499
1,59	0,843185	0,428564	-0,618021	0,457382	-0,426245
1,98	0,741337	0,682466	-0,709188	0,687320	-0,081506
2,38	0,795341	0,335186	-0,652736	0,348738	-0,314555
2,78	0,712893	1,207970	-0,712498	1,208040	-0,041153

Tableau 2 : Hauteur du pied de Mach en fonction de la HOB d'après l'abaque du TM5-1300 (2008)

La hauteur du pied de Mach peut être également estimée à partir de la formule du NRDC (2001), formule (96). Les distances  $d_c$  et  $d$  sont normalisées pour une masse en kilotonne de TNT ( $W$  en kT).

$$\frac{h}{W^{1/3}} = \frac{0,9 \times d_c - 3,6 \times \frac{HOB}{W^{1/3}} + \sqrt{\left(0,9 \times d_c - 3,6 \times \frac{HOB}{W^{1/3}}\right)^2 + (d - 0,9 \times d_c)^2 - \frac{d_c^2}{100}}}{5,98 \cdot 10^{-5} \times \frac{HOB}{W^{1/3}} + 3,8 \cdot 10^{-3} \times \frac{HOB}{W^{1/3}} + 0,766} \quad (96)$$

Les formules empiriques présentées ci-dessus peuvent être adaptées aux cas étudiés, afin d'estimer la hauteur du pied de Mach ( $h$ ) en fonction des paramètres de la configuration étudiée (dimensions de la paroi :  $d = HOB$ ,  $d_c = L_c$  et  $d = L$ ). La figure 25 présente une comparaison des résultats obtenus à partir de l'abaque du TM5-1300 (2008), de la formule empirique du Kinney (1985) et de la formule du NRDC (2001) pour quatre distances  $d$  ( $d = 0,40$  ;  $0,99$  ;  $1,58$  et  $2,78 \text{ m/kg}^{1/3}$ ). L'angle d'incidence de transition (passage entre une réflexion RR et RM) est estimé à  $43,8^\circ$  pour une paroi inclinée à  $90^\circ$ .

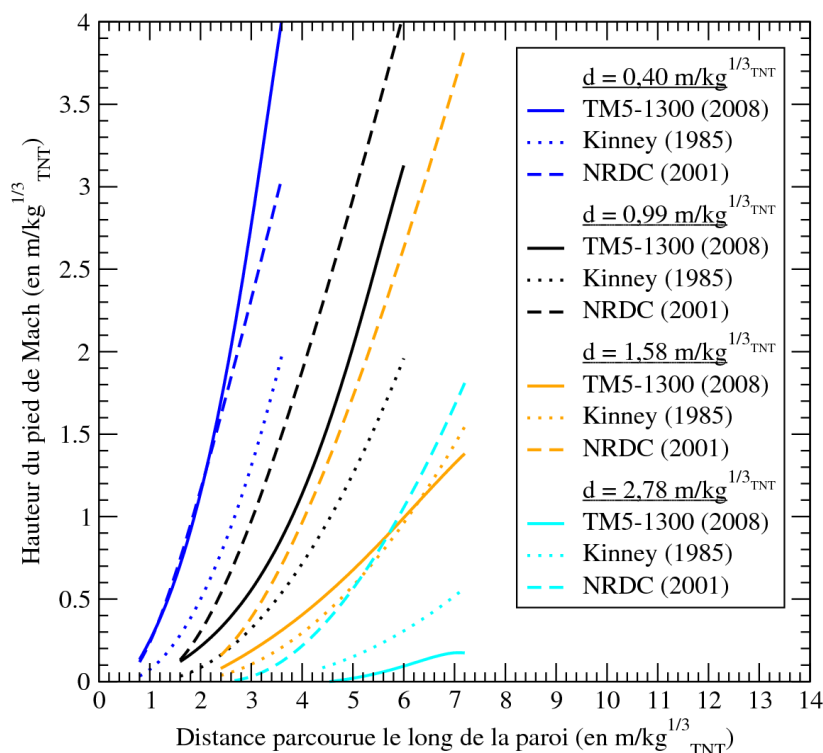


Figure 25 : Evolution de la hauteur du pied de Mach en fonction de la distance parcourue sur la paroi, de la hauteur de l'explosion et pour une charge de 1 kg de TNT

Les résultats obtenus suggèrent que la première formule empirique (Kinney (1985)) sous-estime la hauteur du pied de Mach en champ proche ( $d \leq 0,99 \text{ m/kg}^{1/3}$ ). A l'inverse en champ lointain, la hauteur du pied de Mach est surestimée par rapport à l'abaque du TM5-1300 (2008) ( $d \geq 2,78 \text{ m/kg}^{1/3}$ ). Pour une distance  $d$  proche de  $1,58 \text{ m/kg}^{1/3}$ , les estimations obtenues par la première formule empirique se situent dans un intervalle de - 50% à + 13% par rapport à l'abaque du TM5-1300 (2008). La seconde formule empirique (NRDC (2001)) permet une estimation satisfaisante en champ proche ( $d < 1 \text{ m/kg}^{1/3}$ ), mais surestime la hauteur du pied de Mach en champ lointain ( $d \gg 1,58 \text{ m/kg}^{1/3}$ ).

Dans le cas d'une réflexion de Mach, l'approche analytique nécessite d'estimer l'évolution de la hauteur du pied de Mach ( $h$ ). L'utilisation des abaques disponibles dans la



littérature implique que cette approche se base sur la formule empirique issue du Kinney (1985) et de la formule du NRDC (2001) pour des configurations situées en dehors du réseau de courbes du TM5-1300 (2008). Suivant la position de la charge ( $d < 1 \text{ m/kg}^{1/3}$  et  $d > 2,78 \text{ m/kg}^{1/3}$ ), l'approche analytique présentée peut conduire à une surestimation ou une sous-estimation du maximum de surpression réfléchi : si  $d$  est faible,  $h$  est sous-estimée,  $\beta$  est sous-estimé, le maximum de surpression réfléchi est surestimé et inversement si  $d$  est grand ( $h$  surestimé,  $\beta$  surestimé, maximum de surpression réfléchi sous-estimé). Par conséquent les abaques de réflexion sont à privilégier dans ce cas de figure. Il vaut mieux en effet majorer les effets en sécurité pyrotechnique.

Les formulations de Kinney (1985), du TM5-1300 (2008) et du NRDC (2001) fournissent des évolutions de la hauteur du pied de Mach qui peuvent être différentes en fonction de la position du point d'observation par rapport au centre de la charge. Cette thèse étudiant la propagation d'une onde de choc issue de la détonation de deux natures de charge explosive (gaz et TNT) et ne pouvant définitivement conclure sur la formule la plus pertinente, on retiendra par la suite celle qui est la plus simple car ne reposant que sur des paramètres géométriques, c'est-à-dire la formule de Kinney (1985).

### 1.3.1.8 Estimation de la surpression réfléchie

Le maximum de surpression réfléchi le long de la paroi plane est déterminé en fonction des paramètres de la configuration ( $W$ ,  $d$ ,  $H$  et  $\Omega$ ) à partir de l'angle d'incidence ( $\beta$ ) et de la distance réduite ( $\lambda$ ). La distance ( $\lambda$ ) permet d'estimer le nombre de Mach incident à partir du maximum de surpression incidente ( $\Delta P_i^+$ ) issu de formules empiriques (TNT : Kinney (1985) ; propane-oxygène à la stœchiométrie : Trélat (2006)). Lors de la propagation de l'onde de choc, le régime de réflexion évolue le long de la paroi : RR (Réflexion Régulière) ou RM (Réflexion de Mach). Le point de transition entre ces régimes de réflexion peut être déterminé à partir de la relation simplifiée de Kinney (1985). Dans le cas d'une approche analytique, le calcul des variables ( $\beta$  et  $\lambda$ ) varie en fonction du régime de réflexion, figure 26.

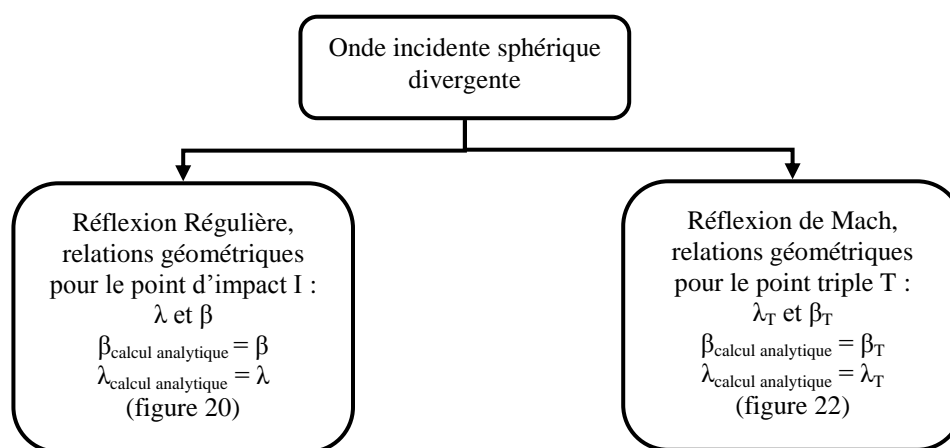


Figure 26 : Diagramme des réflexions sur une paroi plane pour une onde incidente sphérique divergente

Dans le cas d'une réflexion de Mach, le point à considérer est le point triple (point T) et non le point d'impact sur la paroi (point I). Le point d'impact sur la surface (point I) est utilisé dans le cas d'une réflexion régulière. Les abaques de réflexion (TM5-1300 (2008)) tiennent compte de l'effet du pied de Mach, les valeurs des variables  $\lambda$  et  $\beta$  sont donc obtenues à partir des relations géométriques pour le point d'impact I (figure 20).

### 1.3.2 Phénomène de détente

Le second phénomène physique présent lors de l'interaction d'un écoulement supersonique avec une structure est le phénomène de détente. Ce phénomène est peu abordé dans la littérature pour des ondes de choc aériennes issues de la détonation d'une charge explosive. Les parties, qui suivent, présentent les relations pour un choc infinitésimal (lignes de Mach), le phénomène de détente pour un choc droit dans le cadre d'un écoulement isentropique supersonique et enfin l'approche empirique de Mohanty (2004).

#### 1.3.2.1 Choc infinitésimal (lignes de Mach)

Dans cette partie, une onde de choc (supersonique) est incidente à une paroi plane inclinée avec un angle d'inclinaison ( $\theta$ ) faible. Dans le cas où l'angle ( $\theta$ ) est faible, l'angle d'incidence ( $\beta$ ) de l'onde de choc incidente est proche de l'angle minimum ( $\beta \approx \beta_{\min}$ ). Cet angle limite est également appelé angle de Mach, figure 27.

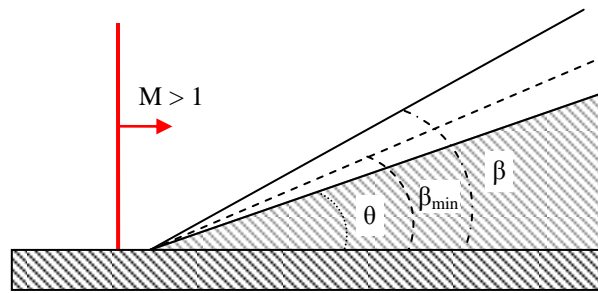


Figure 27 : Représentation schématique d'une configuration de choc faible

L'angle d'inclinaison étant petit ( $\theta \ll 1$ ), il est possible de réaliser un développement de Taylor limité à l'ordre 1 de la relation (80), équations (97) à (100).

$$\tan(\beta - \theta) = \left( \frac{(2 + (\gamma - 1) \times M_1^2 \times \sin^2(\beta))}{(\gamma + 1) \times M_1^2 \times \sin^2(\beta)} \right) \times \tan(\beta) \quad (97)$$

$$\tan(\beta - \theta) = \tan(\beta) - \frac{\theta}{\cos^2(\beta)} \quad \text{développement limité à l'ordre 1 } (\theta \approx 0) \quad (98)$$

$$\tan(\beta) - \frac{\theta}{\cos^2(\beta)} = \left( \frac{(2 + (\gamma - 1) \times M_1^2 \times \sin^2(\beta))}{(\gamma + 1) \times M_1^2 \times \sin^2(\beta)} \right) \times \tan(\beta) \quad (99)$$

$$M_1^2 \times \sin^2(\beta) - 1 = \frac{(\gamma + 1)}{2} \times M_1^2 \times \tan(\beta) \times \theta \quad (100)$$

L'angle d'incidence ( $\beta$ ) est proche de l'angle d'incidence minimal ( $\beta_{\min}$ ), la relation (100) peut se simplifier à partir de cet angle limite, équations de (101) à (103).

$$\sin(\beta_{\min}) = \frac{1}{M_1} \quad (101)$$

$$\tan(\beta_{\min}) = \frac{\sin(\beta_{\min})}{\cos(\beta_{\min})} = \frac{\sin(\beta_{\min})}{\sqrt{1 - \sin^2(\beta_{\min})}} = \frac{1}{\sqrt{M_1^2 - 1}} \quad (102)$$

$$M_1^2 \times \sin^2(\beta) - 1 = \frac{(\gamma + 1)}{2} \times \frac{M_1^2}{\sqrt{M_1^2 - 1}} \times \theta \quad (103)$$

A partir des relations développées ci-dessous, il est possible de réécrire les équations de variation des grandeurs thermodynamiques (P et u) présentées dans le cas d'un choc oblique (relations (76) et (77)) pour un choc faible, équations (104) à (106).

$$\frac{P_2}{P_1} = \frac{M_1^2 \times \gamma \times \theta}{\sqrt{M_1^2 - 1}} + 1 \quad (104)$$

$$\frac{u_1}{u_2} = \frac{(\gamma + 1) \times (g(M_1^2) \times \theta + 1)}{(\gamma - 1) \times (g(M_1^2) \times \theta + 1) + 2} \text{ avec } g(M_1^2) = \frac{(\gamma + 1)}{2} \times \frac{M_1^2}{\sqrt{M_1^2 - 1}} \quad (105)$$

$$\frac{u_1}{u_2} = \frac{1 + g(M_1^2) \times \theta}{1 + \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} \times g(M_1^2) \times \theta} \quad (106)$$

Dans le cas d'un choc faible, l'angle ( $\theta$ ) étant petit, un développement limité à l'ordre 1 peut être utilisé.

$$\frac{u_1}{u_2} = (1 + g(M_1^2) \times \theta) \times \left( 1 - \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} \times g(M_1^2) \times \theta \right) = 1 + g(M_1^2) \times \theta \times \left( 1 - \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} \right) + o(\theta^2) \quad (107)$$

$$\frac{u_1}{u_2} = \frac{M_1^2 \times \theta}{\sqrt{M_1^2 - 1}} + 1 \quad (108)$$

La variation de la norme de la vitesse ( $\omega = \|u\|$ ) peut être déterminée pour un choc faible ( $\theta$  petit) à partir de la variation de la vitesse (u) et des relations géométriques sur les composantes des vitesses développées lors de l'étude de l'angle de déviation, relation (109).

$$\frac{\omega_2}{\omega_1} = 1 - \frac{\theta}{\sqrt{M_1^2 - 1}} \quad (109)$$

Les variations des grandeurs thermodynamiques présentées ci-dessus pour un choc faible peuvent permettre de décrire un écoulement lors d'un phénomène de compression en considérant une succession de segments faiblement inclinés les uns par rapport aux autres. Le passage entre deux segments successifs correspond à un passage d'un état uniforme à un autre avec de faibles variations sur les grandeurs thermodynamiques. Le long de ces segments, la variation des grandeurs est nulle. Ces lignes séparées par un angle de déviation très faible ( $d\theta \rightarrow 0$ , choc infinitésimal) sont appelées lignes de Mach. Les relations (110) et (111) permettent de calculer la variation des grandeurs thermodynamiques au passage d'une ligne de Mach par rapport au milieu amont du segment courant.

$$\frac{dP}{P} = \frac{M^2 \times \gamma \times d\theta}{\sqrt{M^2 - 1}} \quad (110)$$

$$\frac{d\omega}{\omega} = - \frac{d\theta}{\sqrt{M^2 - 1}} \quad (111)$$

### 1.3.2.2 Fonction de Prandtl-Meyer

Le phénomène de détente est l'inverse du phénomène de compression décrit précédemment (phénomène de réflexion). Dans le cas d'une détente, l'écoulement (isentropique) subit au passage de chaque ligne de Mach une « légère » accélération de la vitesse et une diminution de la pression ( $M_2 > M_1$  et  $P_2 < P_1$ ). Pour décrire ce phénomène, les lignes de Mach pour une détente centrée au niveau d'un coin sont considérées, figure 28.

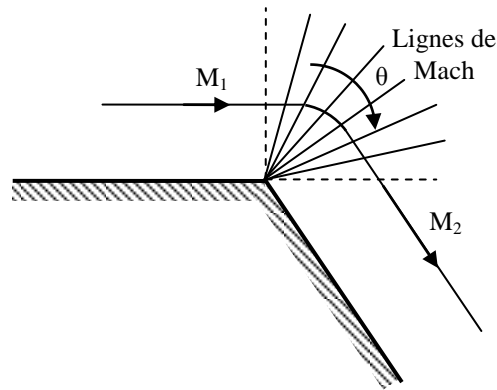


Figure 28 : Détente centrée en un coin

Dans le cas d'une détente, l'angle d'inclinaison correspond à l'angle de déviation ( $\theta$ ). Cet angle est compté positivement (à l'inverse d'une compression), équations (112) et (113).

$$\frac{d\omega}{\omega} = \frac{d\theta}{\sqrt{M^2 - 1}} \quad (112)$$

$$\text{Soit } d\theta = \sqrt{M^2 - 1} \times \frac{d\omega}{\omega} \quad (113)$$

L'angle de déviation peut s'écrire en fonction du nombre de Mach à partir de la norme de la vitesse et des grandeurs d'arrêt absolues. Les grandeurs d'arrêt sont calculées pour un écoulement permanent et uniforme, sans échange de chaleur, ni de travail avec l'extérieur. La relation (114) présente l'enthalpie totale pour cet écoulement. Cette enthalpie peut être également obtenue en considérant l'arrêt du fluide, d'où son nom de grandeur d'arrêt (indice 0).

$$h_0 = h + \frac{u^2}{2} \quad (114)$$

$$h = c_p \times T \text{ et } M = \frac{u}{\sqrt{\gamma \times R \times T}} \text{ pour un gaz parfait (R = 8,3413 J.mol}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}) \quad (115)$$

$$\frac{T_0}{T} = 1 + \frac{\gamma - 1}{2} \times M^2 \quad (116)$$

La variation de la norme de la vitesse peut s'exprimer en fonction du nombre de Mach.

$$\omega = c \times M \quad (117)$$

$$\frac{d\omega}{\omega} = \frac{dc}{c} + \frac{dM}{M} \quad (118)$$

$$\frac{c^2}{c_0^2} = \frac{\gamma \times R \times T}{\gamma \times R \times T_0} = \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} \times M^2\right)^{-1} \quad (119)$$

$$\frac{dc}{c} = -\frac{(\gamma-1) \times M}{(\gamma-1) \times M^2 + 2} \times dM \quad (120)$$

$$\frac{d\omega}{\omega} = \frac{dc}{c} + \frac{dM}{M} = \frac{2}{(\gamma-1) \times M^2 + 2} \times \frac{dM}{M} \quad (121)$$

$$d\theta = \frac{\sqrt{M^2 - 1}}{1 + \frac{(\gamma-1)}{2} \times M^2} \times \frac{dM}{M} \quad (122)$$

Cette dernière relation permet d'obtenir la fonction de Prandtl-Meyer qui permet de calculer le nombre de Mach en aval d'une détente à partir de l'angle de déviation ( $\theta$ ) et du nombre de Mach en amont de la détente pour un choc droit, équations (123) et (124).

$$f(M) = \int \frac{\sqrt{M^2 - 1}}{1 + \frac{(\gamma-1)}{2} \times M^2} \times \frac{dM}{M} \quad (123)$$

$$f(M) = \sqrt{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}} \times \arctan\left(\sqrt{\frac{\gamma-1}{\gamma+1} \times (M^2 - 1)}\right) - \arctan(\sqrt{M^2 - 1}) \quad (124)$$

A partir du nombre de Mach en amont de la détente ( $M_1$ ) et de l'angle de déviation ( $\theta$ ), il est possible de déterminer  $f(M_2)$ , équation (125). Le nombre de Mach à la fin de la détente ( $M_2$ ) peut ensuite être déduit par dichotomie de la fonction de Prandtl-Meyer.

$$f(M_2) = f(M_1) + \theta \quad (125)$$

Lors d'un phénomène de détente pour un écoulement supersonique isentropique d'un gaz parfait, il est possible d'exprimer la variation de température et de pression, relations (126) et (127).

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{1 + \frac{(\gamma-1)}{2} \times M_1^2}{1 + \frac{(\gamma-1)}{2} \times M_2^2} \quad (126)$$

$$C_d = \frac{P_2}{P_1} = \left(\frac{1 + \frac{(\gamma-1)}{2} \times M_1^2}{1 + \frac{(\gamma-1)}{2} \times M_2^2}\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \quad (127)$$

Lors d'une détente, la vitesse de l'onde de choc est accélérée ( $M_1 < M_2$ ), la température et la pression diminuent ( $T_1 > T_2$  et  $P_1 > P_2$ ), le fluide se détend en aval.

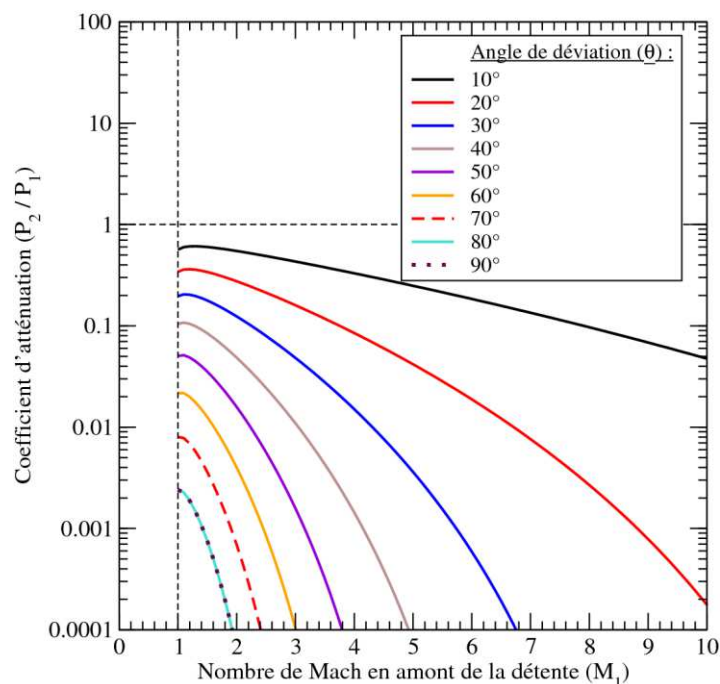


Figure 29 : Evolution du coefficient d'atténuation en fonction du nombre de Mach ( $M_1$ ) en amont de la détente

La figure 29 présente l'évolution du coefficient de détente ( $C_d$ ) en fonction de l'angle de déviation ( $\theta$ ) et du nombre de Mach incident en amont de la détente ( $M_1$ ). Ce réseau de courbes permet d'observer que pour un nombre de Mach donné, le coefficient de détente est plus important dans le cas d'un petit angle de déviation (par exemple,  $\theta = 10^\circ$ ) que lors d'une forte détente ( $\theta = 90^\circ$ ). En effet, si l'angle de déviation est important, l'onde se détache temporairement de la paroi située en aval. A l'inverse, la détente est accompagnée, dite « détente guidée », lorsque l'angle de déviation est suffisamment petit. L'onde de choc reste plus facilement au contact de la paroi.

### 1.3.2.3 Coefficient empirique de détente dans le cas d'une détonation

La présence de phénomènes de diffraction et de détente d'une onde de choc conduit à atténuer le maximum de surpression et à augmenter la vitesse de l'onde (le fluide se détend en aval). Ce phénomène physique dépend de l'angle de déviation de l'écoulement ( $\theta$ ). Ce constat est issu de l'analyse de la fonction de Prandtl-Meyer pour un écoulement supersonique isentropique. Cette même fonction permet également de constater que le phénomène est non linéaire et qu'il dépend de l'angle de déviation ( $\theta$ ) ainsi que de l'état de l'onde de choc en amont de la rupture de pente de l'obstacle sur lequel défile l'onde de choc ( $M_1$ ).

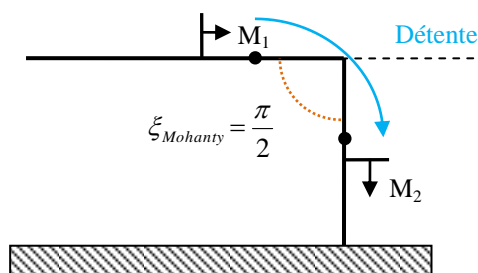


Figure 30 : Coefficient de détente de Mohanty (2004)

Le phénomène de détente d'une onde de choc a été étudié par Mohanty et Ripley (2004) (cité par Miller (2004)). A partir de données expérimentales obtenues lors de l'étude

de l'interaction d'une onde de choc avec une structure parallélépipédique, Mohanty (2004) a établi un coefficient de détente en fonction du nombre de diffraction et de détente subi par l'onde de choc autour d'un obstacle parallélépipédique ( $\xi = 90^\circ$ ) (Miller (2004)), relation (128) et figure 30. Ce coefficient de détente ( $C_d$ ) permet une estimation rapide de la surpression en aval du phénomène de détente. Il ne prend néanmoins pas en compte l'angle de déviation ( $\theta$ ), ni le nombre de Mach incident ( $M_1$ ). Ce coefficient est donc établi pour une configuration particulière.

$$C_d = \frac{P_2}{P_1} = 0,35^n \text{ avec } n, \text{ le nombre de diffraction et de détente} \quad (128)$$

Lors de la détonation d'une charge explosive un réseau d'ondes de détente est généré en aval de l'onde de choc. L'approche selon la fonction de Prandtl-Meyer ne tient pas compte de la présence de ce réseau d'ondes de détente (étude réalisée pour un front de choc considérée comme une simple discontinuité de contact entre un état aval et amont du front).

L'utilisation de coefficients empiriques peut permettre de prendre en compte l'influence de ce réseau d'ondes de détente à condition d'inclure la variation du nombre de Mach et l'angle de déviation suivi par l'écoulement.

### 1.3.3 Cas d'une barrière de protection

Les paragraphes, qui suivent, résument une partie de l'état d'avancement des recherches ouvertes d'optimisation et de conception des barrières de protection. Ces travaux présentent différentes configurations d'obstacles : murs, barricades,... L'ensemble de ces études converge toutes vers la même conclusion, « une barrière de protection n'est efficace que sous certaines conditions et suivant des paramètres prédéfinis » : taille de la charge ( $W$ ), hauteur et largeur au sommet de l'obstacle ( $H$ ,  $e$ ), angle d'inclinaison des faces du merlon par rapport au sol ( $\alpha$ ), distance entre la charge et la barrière ( $d$ ), (voir figure 31)...

La première partie présente l'état d'avancement pour des obstacles de forme proche d'un merlon conventionnel (annexe 1, ici sans sommet,  $e = 0$ ). La seconde partie décrit les travaux de recherche concernant les murs de protection. Cette structure présente des paramètres similaires aux merlons et elle est une forme envisageable de barrières de protection. Cependant, le comportement de l'onde pourrait être différent, notamment pour les ondes de contournement, les points de focalisation,...

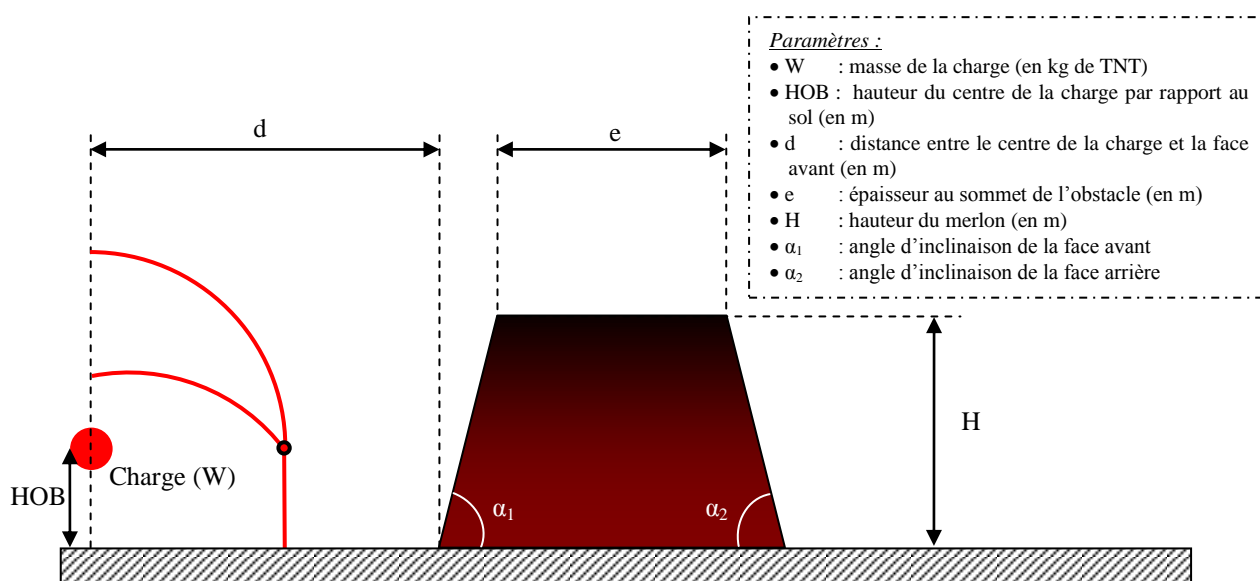


Figure 31 : Représentation schématique d'une configuration de merlon

### 1.3.3.1 Structures proches d'un « Merlon »

Les merlons sont des obstacles de protection placés sur le parcours de l'onde de choc visant à atténuer ses effets (surpression, impulsion...). Les travaux de Allain (1994) et de Borgers (2010) proposent différentes observations et constatations pour ce type de structure sans épaisseur au sommet ( $e = 0$  m) et possédant une ou deux pentes inclinées à  $45^\circ$  (figure 33).

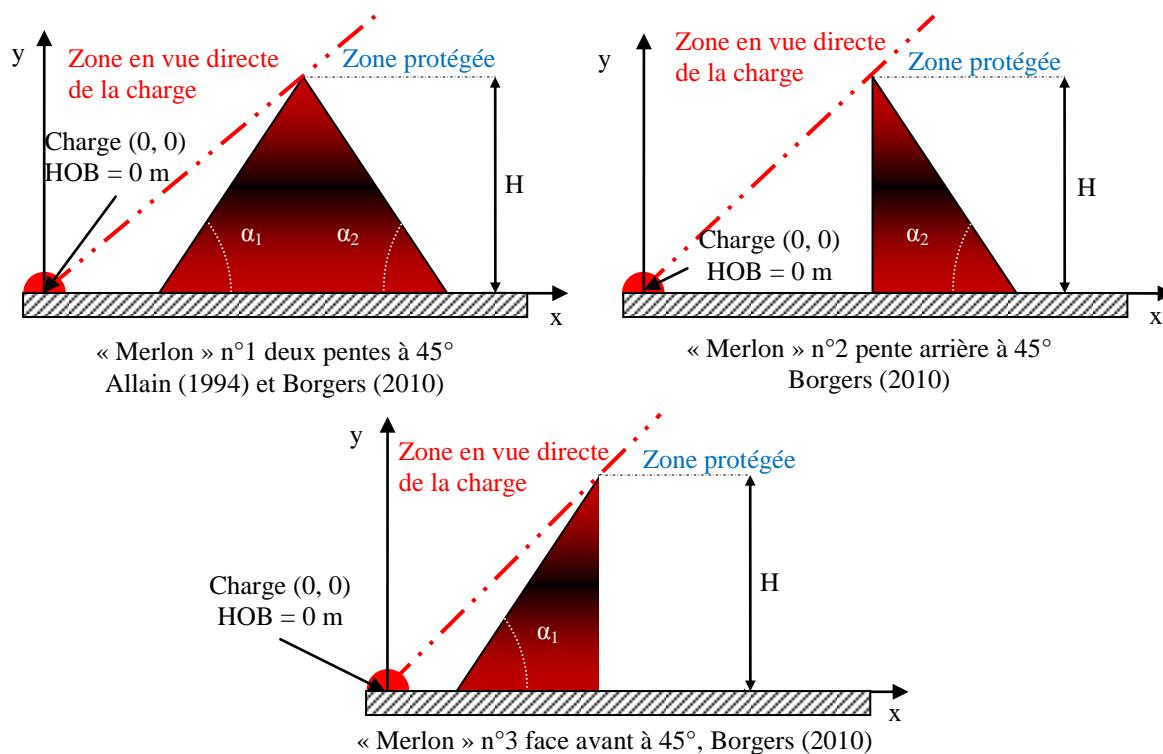


Figure 32 : Représentation schématique des configurations étudiées par Borgers (2010) et Allain (1994)

A partir de la figure 32, les paramètres suivants permettent de décrire une configuration de barrière de type proche du merlon :

- $d$  représente la distance entre le centre de la charge et le pied avant de l'obstacle,
- $H$  est la hauteur de la barrière de protection,
- $\alpha$  désigne l'angle d'inclinaison d'une surface de l'obstacle par rapport au sol,
- HOB identifie la hauteur du centre de la charge par rapport au sol.

La zone dite « directe » délimite la zone en vue de la charge, à l'inverse la zone dite « protégée » identifie une zone où la barrière de protection fait obstacle à l'arrivée de l'onde. Cette dernière est comprise dans la zone d'intérêt de cette étude.

L'étude réalisée par Allain (1994) se divise en deux étapes. La première est constituée d'une étude expérimentale du merlon n°1 à moyenne échelle (avec  $\alpha_1 = \alpha_2 = 45^\circ$  et  $H = 1,5$  m) pour des charges de TNT ( $W = 8$  et  $37$  kg, charge sphérique équivalente en champ libre) et de composition B<sup>2</sup> (50 kg). La distance entre la charge et l'obstacle ( $d$ ) varie de  $0,75$  à  $17$  m/kg<sup>1/3</sup>. Dans une seconde étape, les données expérimentales sont comparées à des

<sup>2</sup> Composition B : explosif militaire composé de 59,5 % de RDX (Cyclonite) et de 40,5 % de TNT (paraffine comme liant). Il possède une vitesse de détonation de 8050 m/s.



résultats de simulations numériques avec le logiciel PATRIC (logiciel hydrodynamique). L'auteur ne donne pas de description détaillée de ce code de calcul, ni les conditions physico-numériques de son utilisation pour les configurations qu'il a étudiées par simulation.

Les travaux réalisés par Borgers (2010) reposent uniquement sur des résultats de simulations numériques avec le logiciel AUTODYN. Borgers (2010) étudie l'effet protecteur des structures présentées ci-dessus (merlons n°1, 2 et 3) en effectuant une variation sur la hauteur de la charge par rapport au sol (HOB : de 0 et 1,58 m ; charge sphérique de 230 kg de TNT) pour chacune des formes de merlon étudiées.

- Travaux de Allain (1994) : « Merlon » n°1

L'obstacle est considéré comme infiniment rigide, la réflexion est donc supposée « parfaite » sur ses surfaces. Les essais à moyenne échelle effectués par Allain (1994) permettent d'observer qu'un merlon, suivant sa géométrie et ses rapports de forme, peut conduire à l'apparition de différents régimes d'écoulement. Ils sont alors susceptibles de produire l'effet inverse recherché par la mise en place de ces dispositifs de protection et peuvent également accentuer certaines caractéristiques de l'onde de choc (surpression, impulsion,...).

Les données expérimentales obtenues par Allain (1994) en champ libre (sans obstacle) peuvent être comparées avec la formule empirique de Kinney (1985) (relation (6)). La comparaison de ces données avec une référence bibliographique permet d'estimer l'incertitude expérimentale des résultats de ses essais. Le tableau 3 présente les configurations étudiées par Allain (1994) pour une charge sphérique en champ libre de 37 et de 8 kg de TNT (soit respectivement une charge hémisphérique expérimentée au niveau du sol de 18,5 kg et de 4 kg de TNT).

Paramètres du merlon	Numéro de la configuration	W (en kg de TNT)	HOB (en m)	d (en m)	H (en m)	$\alpha$ (en degré)
Valeurs sur la configuration étudiée (e = 0 m)	1	37	0	13,3	1,5	45°
	2	37	0	18,4	1,5	45°
	3	37	0	33,32	1,5	45°
	4	37	0	56,65	1,5	45°
	5	8	0	1,5	1,5	45°
	6	8	0	Double merlon	1,5	45°

Tableau 3 : Configurations à moyenne échelle étudiées par Allain (1994)

Les travaux de Allain (1994) présentent donc une étude paramétrique pour un merlon donné ( $H = 1,5$  m,  $e = 0$  m et  $\alpha_1 = \alpha_2 = 45^\circ$ ). Les variations paramétriques sont effectuées sur la distance entre la charge et l'obstacle (d) et de la masse de TNT (W).

Etude des écarts entre les résultats d'expériences pour une charge sphérique de 37 kg de TNT et une référence bibliographique

Les premières configurations sont des barrières positionnées à une distance (d) de 13,3, 18,4, 33,32 et 56,65 m par rapport au centre de la charge. A partir des données en champ libre de Allain (1994), il est possible de calculer les écarts entre les résultats expérimentaux et la référence bibliographique sélectionnée, ici Kinney (1985). Les comparaisons sont présentées sur la figure 33. A partir de ces graphiques, un intervalle maximal des écarts entre la référence bibliographique (Kinney (1985)) et les données expérimentales de Allain (1994) a pu être établi pour l'ensemble des essais réalisés, il est de - 10 à + 18% par rapport à

Kinney (1985), tableau 4. Les mesures de Allain (1994) restent proches des valeurs attendues par Kinney (1985).

Numéro de configuration	Numéro de figure	Ecart maximal par rapport à Kinney (1985)	
1	33-a	- 10%	+ 2,7%
2	33-b	- 2,5%	+ 5,2%
3	33-c	- 10%	+ 18%
4	Pas d'information disponible		

Tableau 4 : Intervalles des écarts entre la référence bibliographique et les résultats expérimentaux pour une charge sphérique de 37 kg de TNT en champ libre

Sur la figure 33-c, l'évolution de l'écart entre les résultats du code PATRIC et la référence bibliographique est présentée. L'auteur ne précise pas les conditions physico-numériques de calculs, ni les schémas numériques utilisés dans le code. Les résultats numériques en champ libre permettent de constater une sous-estimation jusqu'à - 65% par rapport à Kinney (1985). Les simulations numériques effectuées en présence d'une barrière de protection seront donc sujettes à des écarts du même ordre de grandeur.

En dépit de ces écarts, les calculs réalisés avec le code PATRIC pour les configurations expérimentées peuvent être une source de comparaison pour les évolutions de la surpression, mais ils ne restituent pas l'expérience.

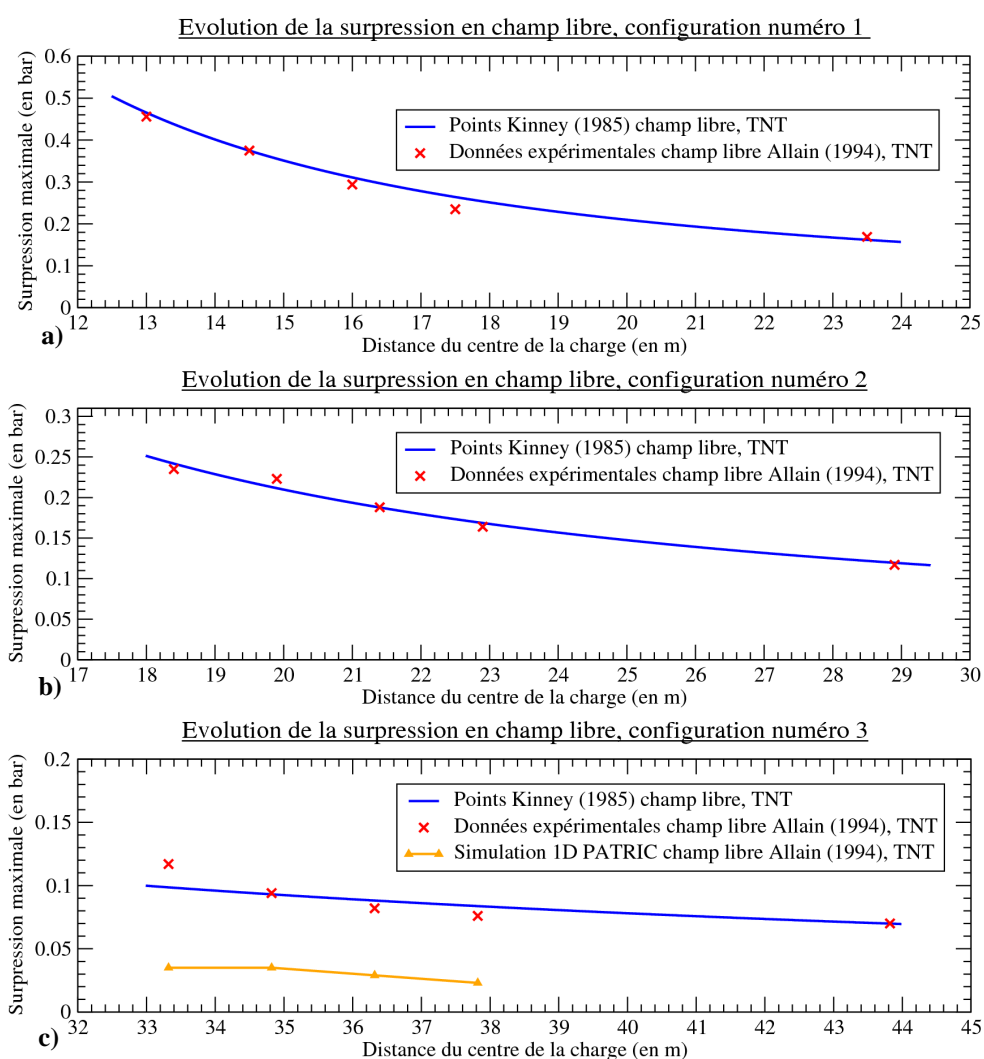


Figure 33 : Analyse des écarts expérimentaux / bibliographiques / simulations avec le code PATRIC (Allain (1994)) pour une charge sphérique de 37 kg de TNT

Pour la configuration 4, les graphiques présentés dans la publication de Allain (1994) ne donnent pas de points de mesure suffisamment précis. Il est donc difficile d'établir les écarts entre les résultats expérimentaux et les données bibliographiques. Ces écarts seront donc supposés être du même ordre de grandeur que ceux des configurations 1 à 3.

#### Etude des écarts entre les résultats d'expériences pour une charge sphérique de 8 kg de TNT et une référence bibliographique

Une étude similaire est réalisée pour les cas avec une charge sphérique de 8 kg de TNT. Pour ces essais, des écarts de - 12 à + 40% sont constatés par rapport à Kinney (1985), figure 34 et tableau 5. Ce sont les pressions les plus fortes (0,5 à 1,2 bar) qui présentent les mesures les plus erronées. En comparaison avec l'étude pour une charge de 37 kg de TNT, l'intervalle d'incertitude est plus important.

Numéro de configuration	Numéro de figure	Ecart maximal par rapport à Kinney (1985)	
		Suppression	Pression
5	34-a	+ 40%	0
6	34-b	+ 33%	- 12%

Tableau 5 : Intervalles des écarts entre la référence bibliographique et les résultats expérimentaux pour une charge sphérique de 8 kg de TNT en champ libre

Deux hypothèses peuvent donc expliquer ces écarts importants :

- un problème dans la chaîne de mesures,
- une plage d'acquisition de la surpression plus étroite sur les capteurs (par exemple un problème d'acquisition des chocs forts).

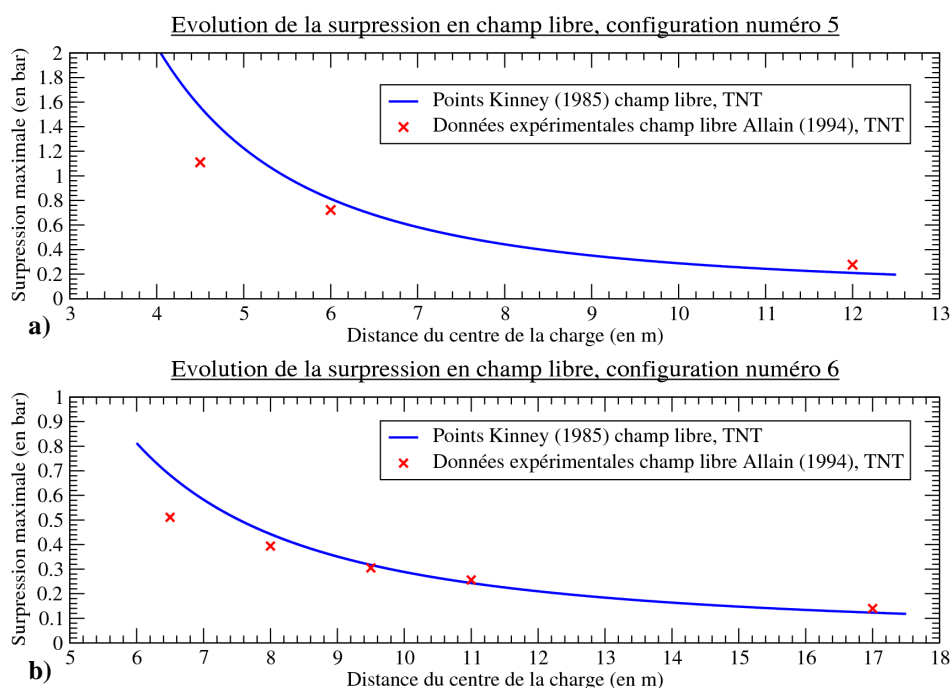


Figure 34 : Analyse des écarts expérimentaux / bibliographiques pour une charge sphérique de 8 kg de TNT

#### Etude paramétrique pour une charge sphérique de 37 kg de TNT

Les résultats expérimentaux obtenus par Allain (1994) sont représentés sur les graphiques de la figure 35. La barrière de protection de Allain (1994) n'a pas d'effet protecteur. Elle accentue les caractéristiques de l'onde de choc (ici la surpression positive, l'impulsion positive n'étant pas étudiée). Une remarque qui est valable pour l'ensemble des

configurations avec une charge de 37 kg de TNT et avec une hauteur d'obstacle de 1,5 m (soit  $0,45 \text{ m/kg}^{1/3}$ ). Pour expliquer ce résultat, il est possible d'établir un historique des phénomènes physiques apparus lors de l'interaction de l'onde de choc avec la structure.

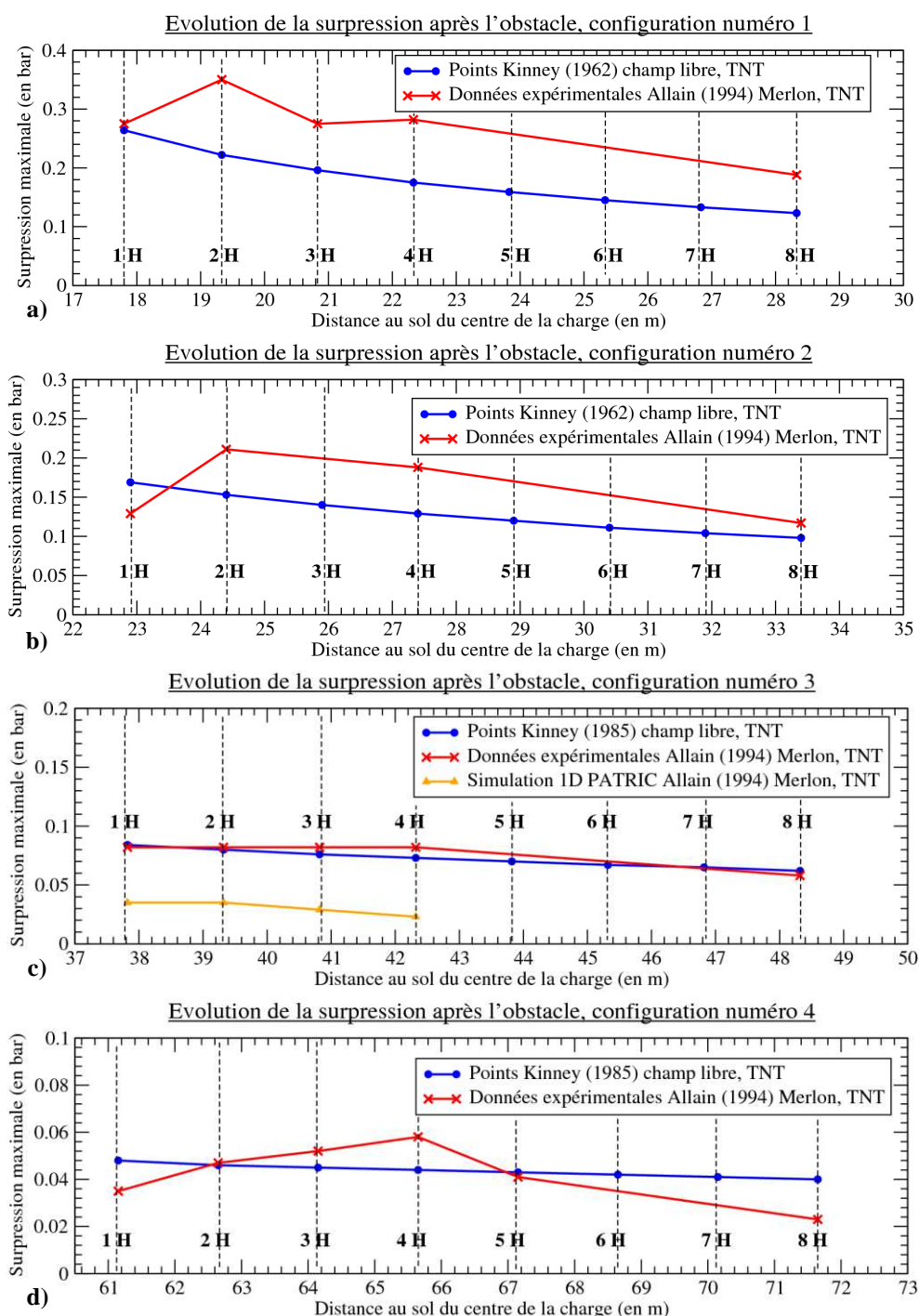


Figure 35 : Evolution de la surpression après le passage de l'obstacle pour une charge de 37 kg de TNT<sup>3</sup>

<sup>3</sup> Comme précédemment la simulation PATRIC de Allain (1994), configuration n°4, ne restitue pas l'expérience.

### *Réflexion sur la face avant*

Le premier phénomène est une réflexion de l'onde de choc sur la face avant de l'obstacle. A partir des formules empiriques, géométriques et analytiques associées à l'abaque du TM5-1300 (2008), le régime de réflexion et la surpression réfléchie peuvent être déterminés et évalués. Le tableau 6 synthétise une analyse réalisée sur trois points de mesure placés sur la barrière de protection pour une charge sphérique de 37 kg de TNT.

Numéro de configuration	Coordonnées des points de mesure (en m)		Surpression incidente (en bar) (Kinney (1985))	Nombre de Mach incident	Angle incident (en degré)	Régime de Réflexion (Kinney (1985))	Surpression réfléchie (en bar) (TM5-1300 (2008))	Nombre de Mach au niveau du pied de Mach
	X	Y						
1	13,55	0,25	0,448	1,180	45°	RR	1,11	/
	14,05	0,75	0,415	1,175	48°	RM	1,11	1,40
	14,55	1,25	0,385	1,153	50°	RM	1,04	1,38
2	18,65	0,25	0,236	1,097	45°	RR	0,53	/
	19,15	0,75	0,226	1,093	45°	RR	0,51	/
	19,65	1,25	0,216	1,089	49°	≈RM	0,51	1,20
3	33,57	0,25	0,098	1,041	45°	RR	0,21	/
	34,07	0,75	0,096	1,040	45°	RR	0,20	/
	34,57	1,25	0,094	1,039	47°	RR	0,20	/
4	56,9	0,25	0,052	1,022	45°	RR	0,104	/
	57,4	0,75	0,051	1,022	45°	RR	0,102	/
	57,9	1,25	0,051	1,022	45°	RR	0,102	/

RR : Réflexion Régulière ; RM : Réflexion de Mach

Tableau 6 : Réflexion sur la face avant de l'obstacle pour une charge sphérique de 37 kg de TNT

### *Détente sur la face arrière - réflexion sur le sol après l'obstacle*

Il est possible d'émettre l'hypothèse que la diffraction et la détente sur la face arrière, du pied Mach, provenant de la réflexion sur la face avant, ou de l'onde incidente conduisent à conserver le nombre de Mach du front de choc (faible atténuation de la surpression) et à imposer un angle d'incidence proche de 45° pouvant approcher les conditions nécessaires à la formation d'un nouveau pied de Mach sur la fin de la face arrière du merlon pour certaines configurations. Le nombre de Mach du front de choc doit être supérieur ou proche de 1,3 pour permettre la formation de ce pied de Mach. Cette éventuelle détente s'accompagne donc d'une réflexion sur le sol, et peut conduire à la création d'un nouveau pied de Mach plus fort sur la surpression et l'impulsion, figure 36. A ce stade, cette description n'est qu'une hypothèse de travail car elle est basée sur l'approche de la détente de Prandtl-Meyer pour un simple front de choc (§ 1.3.2.2).

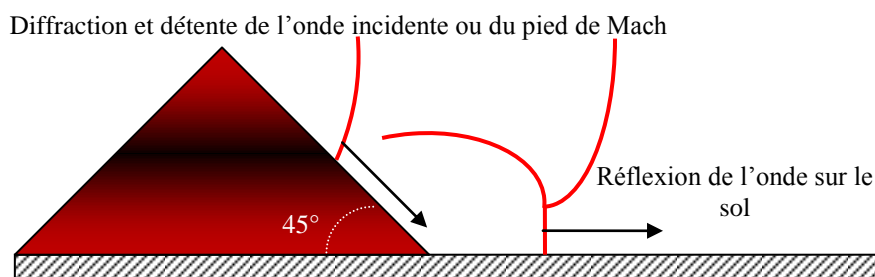


Figure 36 : Hypothèses des régimes d'écoulement après l'obstacle

A partir des essais de Allain (1994), il est possible de constater que le problème n'est pas linéaire. En effet, l'observation des graphiques de la figure 35 permet de constater que l'effet « amplificateur » du merlon n'évolue pas linéairement avec la distance entre la charge et la structure.

Pour les configurations 1 et 2, l'augmentation de la surpression maximale se situe à  $2H$  avec un écart qui a priori décroît avec l'augmentation de la distance entre la charge et l'obstacle ( $d$ ). Cependant, pour les configurations 3 et 4, la surpression croît à l'arrière de l'obstacle jusqu'à  $4H$  avec l'augmentation de la distance  $d$ . De plus, une singularité est visible sur la configuration 3 avec une augmentation de la surpression par rapport au champ libre de manière constante, sans montée brutale, commençant à la valeur du champ libre à  $1H$ . A partir de cette distance, et sur une certaine plage de valeurs de la distance  $d$ , la détente derrière le merlon peut être moins marquée du fait d'une instabilité des régimes de réflexion (RR et RM) sur la face avant, voir tableau 6. L'auteur ne précise pas la longueur de la barrière, un effet de contournement ne peut donc pas être totalement exclu à partir d'une certaine distance  $d$ .

#### Etude paramétrique pour une charge sphérique de 8 kg de TNT

Pour ces essais, Allain (1994) fait varier non seulement la distance par rapport à la charge, mais il ajoute également un second merlon sur la configuration 6, voir figure 37. L'objectif est de vérifier dans quelle mesure une deuxième barricade pourrait augmenter l'effet protecteur du merlon. Cependant, au regard des résultats précédents, il est possible que ces configurations puissent produire un effet inverse et finalement accentuer les caractéristiques de l'onde de choc même après ce deuxième obstacle.

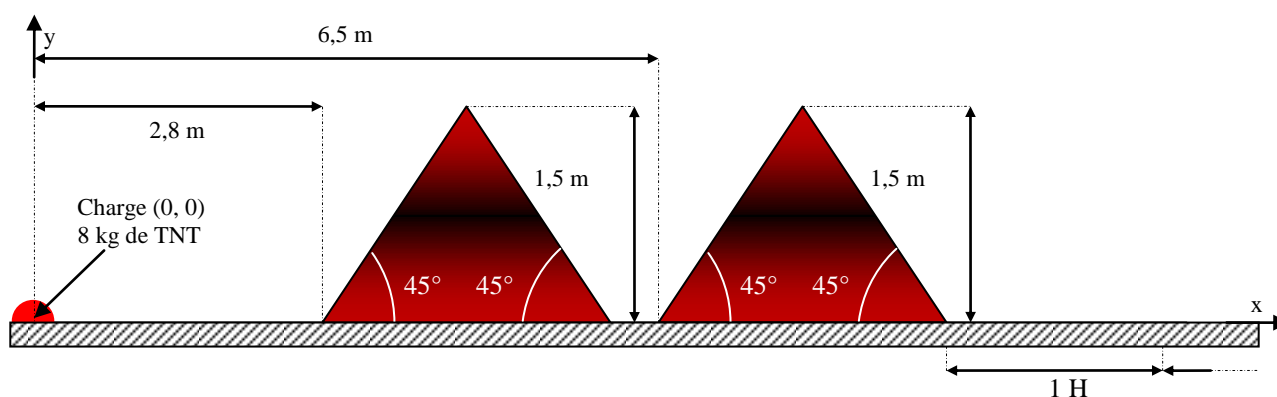


Figure 37 : Représentation schématique de la configuration 6 avec une charge sphérique de 8 kg de TNT

L'ensemble des résultats pour ces configurations est présenté sur la figure 38. En observant les données expérimentales obtenues, une augmentation de la surpression est observée, comme lors de l'analyse précédente. Pour la configuration 5, l'effet d'« augmentation » de la surpression est visible, mais il tend à se réduire et permet de

retrouver les données du champ libre vers 8 H. Cette observation peut s'expliquer avec les mêmes hypothèses que pour la charge sphérique de 37 kg de TNT, voir tableau 7.

Numéro de configuration	Coordonnées des points de mesure (en m)		Surpression incidente (en bar) (Kinney (1985))	Nombre de Mach incident (Kinney (1985))	Angle incident (en degré)	Régime de Réflexion (Kinney (1985))	Surpression réfléchie (en bar) (TM5-1300 (2008))	Nombre de Mach au niveau du pied de Mach
	X	Y						
5	1,75	0,25	12,93	3,48	54	RM	47,16	6,43
	2,25	0,75	6,85	2,62	63	RM	12,90	3,47
	2,75	1,25	3,95	2,10	70	RM	5,58	2,40
6	3,05	0,25	3,83	2,07	50	RM	9,46	3,02
	3,55	0,75	2,57	1,79	57	RM	4,54	2,21
	4,05	1,25	1,79	1,59	62	RM	2,95	1,88

Tableau 7 : Réflexion sur la face avant de l'obstacle pour une charge sphérique de 8 kg de TNT

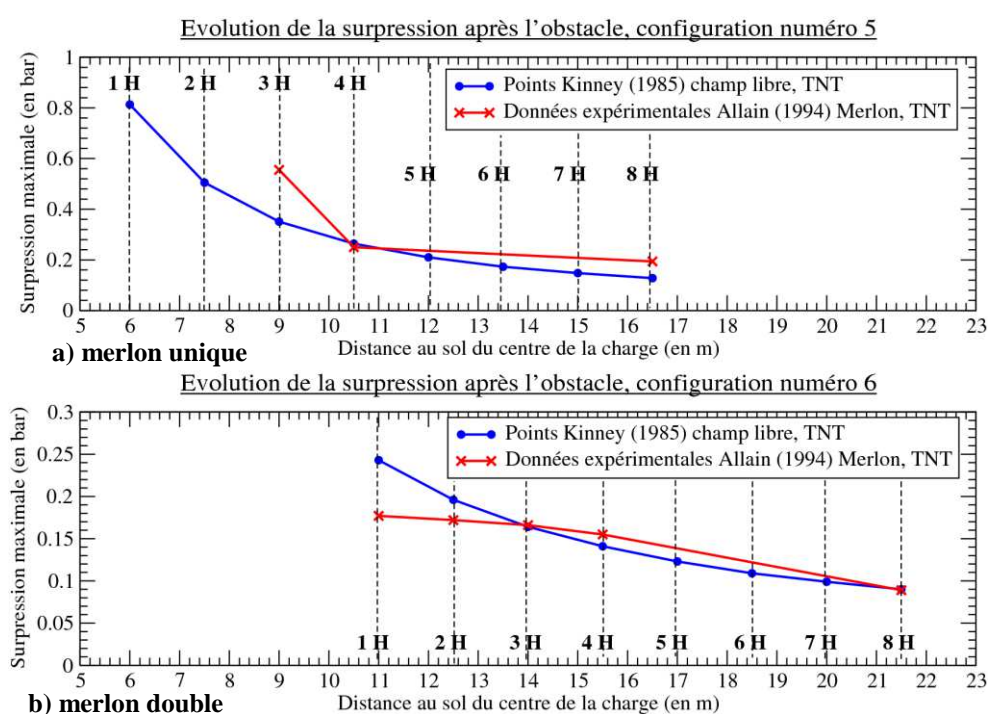


Figure 38 : Evolution de la surpression après le passage de l'obstacle pour une charge 8 kg de TNT

L'ajout d'un second merlon permet de réduire l'effet d'« augmentation » de la surpression après l'obstacle. En effet, une zone protectrice est visible au pied du second merlon jusqu'à 3 H. Par la suite, l'hypothèse de formation d'un pied de Mach après l'obstacle pourrait expliquer la légère augmentation de la surpression par rapport au champ libre. Cependant, l'effet est de courte durée et les données expérimentales à compter de 8 H tendent vers les valeurs de surpression du champ libre issues de la bibliographie (Kinney (1985)). La présence du second obstacle n'est plus visible à partir de cette distance pour la configuration 6. L'ajout d'un second merlon peut permettre de réfléchir encore une fois l'onde de choc en atténuant un peu plus l'énergie de l'onde qui passe au-dessus du deuxième merlon.

### Synthèse des observations

Numéro de configuration	Masse de TNT (en kg)	Distance entre le centre de la charge et le pied avant de la barrière de protection (en m)	Augmentation maximale de la surpression en aval de l'obstacle par rapport à Kinney (1985)	Observations
1	37	13,3 (soit 4 m/kg <sup>1/3</sup> )	à 2 H + 58%	A 1 H la valeur de la surpression est identique au champ libre, puis augmente jusqu'à 4 H. A partir de ce point, elle décroît selon une tendance similaire au champ libre.
2	37	18,4 (soit 5,5 m/kg <sup>1/3</sup> )	à 2 H + 38%	Un effet protecteur est observé sur une courte distance à partir du pied de la face arrière de l'obstacle et avant une augmentation de la surpression. A partir de 2 H, la surpression se stabilise avant de décroître.
3	37	33,32 (soit 10 m/kg <sup>1/3</sup> )	à 4 H + 12%	Une légère augmentation de la surpression est visible par rapport au champ libre. Il n'y pas d'effet protecteur marquant constaté jusqu'à 8 H.
4	37	56,65 (soit 17 m/kg <sup>1/3</sup> )	à 4 H + 32%	Un effet protecteur est visible jusqu'à 2 H, puis la surpression subit une augmentation avant de retomber sous les valeurs du champ libre à partir de 5 H.
5	8	1,5 (soit 0,75 m/kg <sup>1/3</sup> )	à 3 H + 58%	La surpression est supérieure au champ libre à 3 H. Cependant, l'écart entre les deux tend à diminuer. L'écart est nul vers 8 H.
6	8	Double merlon (soit 1,4 et 3,25 m/kg <sup>1/3</sup> )	à 4 H + 10%	Un effet protecteur est visible jusqu'à 3 H avant que la surpression ne subisse une légère augmentation en dépassant les valeurs du champ libre. Cette augmentation de pression tend à décroître avant de retrouver les valeurs du champ libre vers 8 H. L'influence du second merlon permet d'offrir une seconde « déviation » au front.

Tableau 8 : Synthèse des observations à partir des données expérimentales de Allain (1994)

Les données expérimentales de Allain (1994) permettent d'observer qu'une barrière de protection, suivant sa topologie, peut conduire à l'effet inverse attendu (tableau 8).

L'effet protecteur éventuel dépend de la topologie de l'obstacle. La recommandation de l'OTAN évoquée dans le « Guide des bonnes pratiques pyrotechniques » (2009) qui fixe une épaisseur minimale de 0,5 m au sommet du merlon, permettrait une détente en deux étapes. L'ajout d'une seconde détente permettrait d'atténuer un peu plus le pied de Mach et d'éviter ainsi l'apparition d'une réflexion de Mach au pied aval du merlon. La prédominance d'une des phénoménologies conduit à un changement profond des caractéristiques de l'onde de choc après le merlon (forte détente, formation d'un pied de Mach, contournement, focalisation,...).



Cette hypothèse et l'ensemble de celles évoquées lors de cette analyse feront l'objet d'une comparaison et d'une validation par des calculs CFD avec le code HERA. Le tableau 8 synthétise les effets constatés pour chaque configuration étudiée par Allain (1994). Les configurations étudiées par l'auteur avec le logiciel PATRIC ne sont pas abordées. En effet, les simulations numériques menées par l'auteur ne restituent pas assez bien les expériences pour apporter des informations supplémentaires à la problématique étudiée.

- Travaux de Borgers (2010) : « Merlon » n°1, 2 et 3

Les observations de Allain (1994) peuvent être comparées aux travaux de Borgers (2010) issus de simulations numériques avec le logiciel AUTODYN. L'auteur étudie les merlons n°1, 2 et 3 (figure 32). Les pieds avant des merlons n°1 et n°3 sont placés à une distance au sol de 4,3 m du centre de la charge (soit  $0,70 \text{ m/kg}^{1/3}$ ,  $W = 230 \text{ kg}$  de TNT) et la face avant du merlon n°2 est située à 8,6 m (soit  $1,40 \text{ m/kg}^{1/3}$ ). L'auteur choisit de considérer deux hauteurs de HOB : une charge au sol (HOB = 0 m) et une charge au-dessus du sol (HOB = 1,58 m, soit  $0,26 \text{ m/kg}^{1/3}$ ). La hauteur du « merlon » reste pour sa part fixée à 4,3 m (soit  $0,70 \text{ m/kg}^{1/3}$ , et pour Allain (1994)  $0,45 \text{ m/kg}^{1/3}$ ).

Les conditions physico-numériques de calcul utilisées par l'auteur pour l'étude d'une configuration de type merlon sont les mêmes que celles mises en œuvre pour l'étude d'un mur de protection (§ 1.3.3.2). Lors de cette étude, la masse de la charge varie de 1 à 300 kg de TNT. Les mailles sont cubiques, d'arête de 100 mm (pour  $W$  de 1 à 300 kg de TNT, soit un maillage de  $15$  à  $100 \text{ mm/kg}^{1/3}$ ), et induisent une sous-estimation de la surpression positive en champ proche de l'ordre de 10 à 15% par rapport à CONWEP selon l'étude des écarts réalisée par l'auteur. Les résultats des simulations numériques deviennent cohérents avec ceux fournis par le logiciel CONWEP à partir de  $4 \text{ m/kg}^{1/3}$ . Le même constat avait été effectué lors de l'étude préliminaire du projet BARPPRO (Eveillard (2010)) pour des simulations AUTODYN avec des mailles de 120 mm et une charge sphérique de 4,3 kg de TNT (soit  $74 \text{ mm/kg}^{1/3}$ ). Les résultats en champ proche sont sous-estimés avec un écart maximal de 50% par rapport à Kinney (1985) à  $1 \text{ m/kg}^{1/3}$ . Des écarts jugés acceptables par rapport à la référence bibliographique (Kinney (1985)) avaient été observés à partir de  $7 \text{ m/kg}^{1/3}$ , la différence maximale était alors de - 15%. Certains des résultats, qui suivent, peuvent donc être sujets à un défaut de convergence numérique important en champ proche (exemple : simulation d'une charge sphérique inférieure ou égale à 3 kg de TNT (soit un maillage  $> 70 \text{ mm/kg}^{1/3}$ ), les valeurs sont cohérentes à partir de 10 m de la charge (pour une distance  $> 7 \text{ m/kg}^{1/3}$ ). Les capteurs numériques d'historique de pression sont placés à une hauteur de 0,05 m du sol. L'auteur a probablement choisi ce décalage pour placer les capteurs au centre de la maille (maillage cubique de 0,1 m d'arête).

Dans ces travaux, Borgers (2010) effectue une comparaison avec l'étude de Rose (1995) pour une configuration particulière ( $H = 4,3 \text{ m}$  ;  $HOB = 1,58 \text{ m}$  ;  $d = 1,8 \text{ m}$  ;  $e = 0,2 \text{ m}$  ;  $W = 230 \text{ kg}$  de TNT ;  $\alpha_1 = \alpha_2 = 90^\circ$ ). En se basant sur cette configuration, il a estimé une distance d'effet protecteur jusqu'à 6 fois égale à la hauteur du mur avec une atténuation maximale de 50% pour la surpression et de 70% pour l'impulsion par rapport au champ libre. De plus, il observe derrière le mur la formation d'un pied de Mach à partir de 8 H.

Ce cas est utilisé par l'auteur comme un « cas test ». Borgers (2010) effectue une simulation de cette configuration, puis il compare ses observations issues des simulations numériques à celles de Rose (1995). L'auteur retrouve des observations similaires qui lui permettent de conclure sur la validité de ses conditions de calculs. Cependant pour de petites charges en champ proche, il faut garder à l'esprit la probable sous-estimation des valeurs simulées du fait

de l'utilisation par l'auteur de conditions de calculs insuffisamment numériquement convergées.

Les résultats de Borgers (2010) pour les configurations de merlon indiquent un effet protecteur en aval de la barricade avec une atténuation de l'ordre 50% de la surpression à une distance de  $2 H$  (8,6 m) par rapport au champ libre (figure 39). De plus, l'effet protecteur reste encore visible, suivant la configuration, jusqu'à 17 m (soit  $\approx 4 H$  (17,2 m)) pour les cas étudiés.

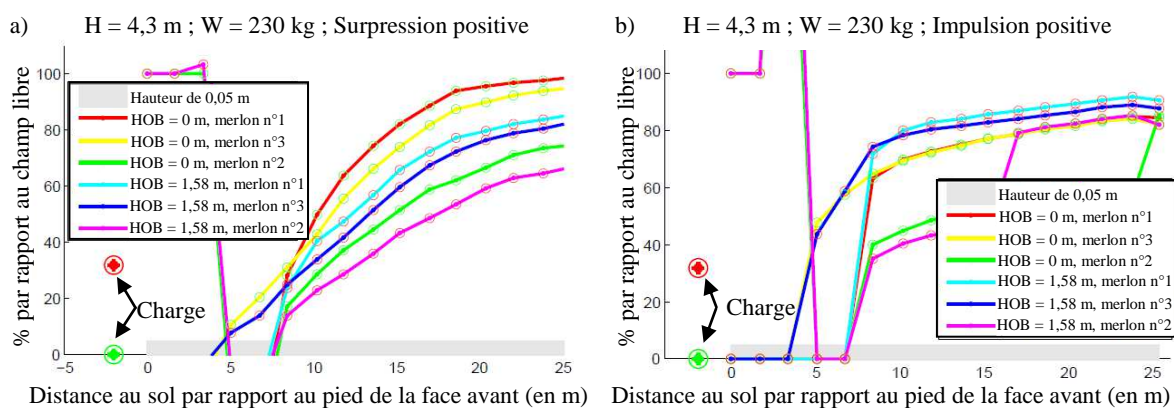


Figure 39 : Evolution des caractéristiques de l'onde de choc en présence d'un obstacle (Borgers 2010)

Les cartes du maximum de surpression et d'impulsion de Borgers (2010) indiquent la possible formation d'un pied de Mach après l'obstacle par une réflexion sur le sol juste après la barrière (figure 40, augmentation rapide de l'impulsion).

Une comparaison entre les résultats de Borgers (2010) et les travaux de Allain (1994) permettrait de comprendre pourquoi ces configurations offrent un effet protecteur. Une méthode d'analyse bibliographique similaire à l'étude des résultats de Allain (1994), via un historique des phénomènes physiques rencontrés, pourrait permettre d'expliquer les conditions d'apparition de cette zone protectrice.

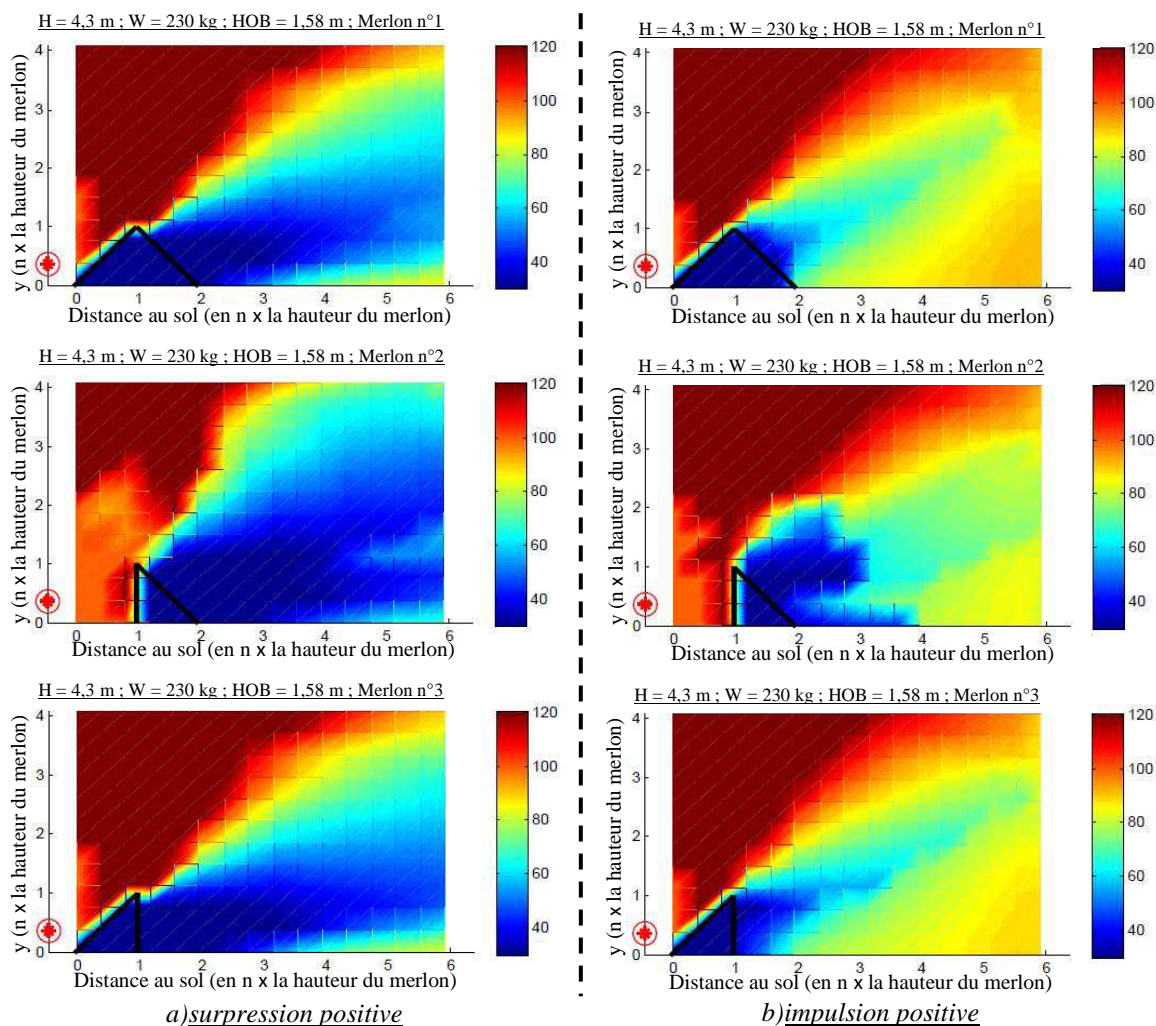


Figure 40 : Maximum de surpression et d'impulsion positive en aval des merlons de Borgers (2010) (% par rapport au champ libre)

### Réflexion sur la face avant

Il est essentiel de traiter séparément les deux hauteurs de HOB. Une charge possédant une HOB  $\neq 0$  m, tout en étant proche du sol, implique généralement la création d'un pied de Mach par une réflexion au sol. Les deux cas ne possèdent donc pas le même type de réflexion sur la face avant de l'obstacle. La méthode d'analyse pour une charge au sol reste donc identique au cas de Allain (1994). En revanche, pour une charge en hauteur par rapport au sol, la formule (95) de Kinney (1985) permet d'estimer la hauteur du pied de Mach ainsi formé. La HOB est égale à 1,58 m pour une masse de TNT de 230 kg. A partir de ces données d'entrée et en tenant compte de l'hypothèse que la réflexion de Mach apparaît sur le sol pour un angle d'incidence supérieur à  $40^\circ$  (cas pour un nombre de Mach supérieur à 1,6), il est possible d'estimer la hauteur du pied de Mach arrivant sur l'obstacle (voir figure 23), tableau 9.

Numéro du merlon étudié par Borgers (2010)	Distance entre le centre de la charge et l'obstacle, d (en m)	Hauteur du pied de Mach, hm (en m) (Kinney (1985))
1 – 3	4,3	0,56
2	6,45	1,65

Tableau 9 : Hauteur du pied de Mach suivant les configurations de Borgers (2010)

D'après les résultats du tableau 9, la hauteur du pied de Mach (hm) est inférieure à la hauteur de l'obstacle ( $hm < H$ ). La formation de ce pied de Mach sur le sol devrait induire un nombre de Mach incident plus élevé, suite à la réflexion sur le sol, qu'une onde incidente sphérique (exemple pour une charge au sol). Cette phénoménologie place donc le pied de Mach dans le cas d'un nombre de Mach supérieur à 3 (minimum du nombre Mach observé pour une onde frappant la paroi avec une charge au sol). Pour les merlons n°1 et 3, l'angle d'incidence entre l'onde de choc et la structure est supérieur ou égal à  $45^\circ$ . Il est donc difficile d'estimer avec certitude la nature de la réflexion. Pour la structure possédant une face avant à  $90^\circ$ , le pied de Mach subit une réflexion normale à la paroi, seule l'onde incidente provenant directement de la charge passe par-dessus l'obstacle.

Pour une HOB = 0 m, la bibliographie est plus fournie et donc la compréhension de l'interaction de l'onde de choc avec la structure est plus simple. Le tableau 10 ci-dessous résume les résultats, obtenus par les formules analytiques et empiriques, de la réflexion sur la face avant de l'obstacle suivant la configuration étudiée. Les merlons n°1 et 3 étudiés pour une charge au sol conduisent à la formation d'un premier pied de Mach lors de la réflexion sur la face avant. Concernant le merlon n°2, la réflexion sera régulière avec un angle d'incidence inférieur à  $40^\circ$  (incidence maximale de  $\beta = 35^\circ$ ).

Numéro de configuration	Coordonnées des points de mesure (en m)		Surpression incidente (en bar) (Kinney (1985))	Nombre de Mach incident	Angle incident (en degré)	Régime de Réflexion (Kinney (1985))	Surpression réfléchie (en bar) (TM5-1300 (2008))	Nombre de Mach au niveau du pied de Mach
	X	Y						
Merlon 1 (d = 4,3 m)	4,5	0,2	18,98	4,16	47,5	RM	109,41	9,74
	6,3	2	8,44	2,87	62,6	RM	18,87	4,14
	8,5	4,2	3,73	2,05	71,3	RM	5,27	2,35
Merlon 2 (d = 6,45 m)	6,45	0,2	8,90	2,94	2	RR	41,17	/
	6,45	2	8,06	2,81	18	RR	38,88	/
	6,45	4,2	6,00	2,48	33	RR	24,00	/
Merlon 3 (d = 4,3 m)	4,5	0,2	18,98	4,16	47,5	RM	109,41	9,74
	6,3	2	8,44	2,87	62,6	RM	18,87	4,14
	8,5	4,2	3,73	2,05	71,3	RM	5,27	2,35

Tableau 10 : Réflexion sur la face avant de l'obstacle pour une charge au sol de 230 kg de TNT

#### *Détente sur la face arrière - réflexion sur le sol après l'obstacle*

La phénoménologie sur la face arrière de l'obstacle est identique au cas de Allain (1994) pour les merlons n°1 et 2. L'onde de choc va subir une détente le long de la pente inclinée à  $45^\circ$ . La différence se situe sur la nature de l'onde qui va se détendre.

Pour le merlon n°1, l'onde au sommet est un pied de Mach issu de la réflexion sur la face avant de l'obstacle. Ce front a subi une première accélération au cours de cette interaction avec la structure (Pression du front > Pression incidente  $\leftrightarrow$  Nombre de Mach du pied de Mach > Nombre de Mach de l'onde incidente).

Par la suite cette onde, au nombre de Mach élevé, va subir une réflexion sur le sol au pied de la face arrière. L'angle incident est alors égal à l'angle d'inclinaison, soit  $45^\circ$ . Ces deux paramètres peuvent permettre la formation d'un nouveau pied de Mach qui peut être mis en évidence à partir de la formule simplifiée de Kinney (1985) sur les régimes de réflexion ( $M_i \gg 1,3$  pour un angle à  $45^\circ$ ). Cette hypothèse est confortée en partie par les travaux de Borgers (2010). En effet sur la figure 39-b pour le merlon n°1, l'impulsion augmente très

rapidement dès le pied de la face arrière ce qui peut indiquer la présence d'une réflexion de type Mach sur le sol.

Dans le cas du merlon n°2, l'onde qui va subir une diffraction et une détente est l'onde incidente qui passe par-dessus l'obstacle. Cette onde va donc, en accord avec les hypothèses émises précédemment, se détendre ce qui induit une atténuation du maximum de surpression de l'onde. Par la suite, l'onde va se réfléchir sur le sol. L'observation de la figure 39-b pour le merlon n°2 montre que l'impulsion n'augmente rapidement qu'à partir de  $2 H$  après le merlon. A cette distance l'angle incident est de  $71^\circ$ , soit vis-à-vis d'une éventuelle formation d'un pied de Mach, un nombre de Mach faible et proche de 1.

Cette observation rappelle que les phénomènes de diffraction et de détente sont des phénomènes physiques complexes et non-linéaires. L'impact de ces phénomènes sur l'évolution du maximum de surpression dépend de l'intensité de l'onde qui se détend en aval et de l'angle de déviation de l'écoulement : l'onde incidente possède un nombre de Mach plus faible qu'un pied de Mach issu d'une réflexion de Mach.

Concernant le merlon n°3, la différence avec le merlon n°1 se situe sur l'inclinaison de sa face arrière, ici à  $90^\circ$ . L'onde qui va se détendre est également un pied de Mach dont l'origine se situe à la réflexion de l'onde sur la face avant de l'obstacle. Cependant, la trajectoire de la détente n'est pas « guidée »<sup>4</sup> pour le merlon n°3 ( $\alpha = 90^\circ$  sur la face arrière) et la réflexion sur le sol en aval de l'obstacle commence donc dans un premier temps par une réflexion régulière ( $\beta < 40^\circ$ ). Puis, dès que l'angle d'incidence est supérieur ou égale à  $40^\circ$ , la réflexion devient une réflexion de type Mach. Ce phénomène est visible sur la figure 39-b pour le merlon n°3 avec une augmentation de l'impulsion juste avant  $1 H$  après l'obstacle, soit avant  $\beta \approx 45^\circ$ .

---

<sup>4</sup> Détente « guidée » : détente d'une onde de choc sur une paroi inclinée, l'obligeant à se détendre suivant une trajectoire bien définie.

### Synthèse des observations

L'étude de Borgers (2010) reste succincte et l'étude paramétrique semble incomplète. Les résultats sont figés pour une configuration donnée avec une charge  $W$  et une distance  $d$  données. Cependant, ces travaux permettent de mettre en évidence des problématiques fondamentales et importantes. En effet, ces études offrent un aperçu des phénomènes physiques présents qui seront repris lors des études expérimentales et des simulations numériques, tableau 11.

Numéro de merlon	Masse de TNT (en kg)	Distance entre le centre de la charge et le pied avant de la barrière de protection (en m)	Effet protecteur sur la surpression à 2 H après la structure par rapport au champ libre	Observations
1	230	4,3 m (soit $0,70 \text{ m/kg}^{1/3}$ )	<ul style="list-style-type: none"> <li>➤ HOB = 0 m, - 7%</li> <li>➤ HOB = 1,58 m, - 25%</li> </ul>	Cette topologie d'obstacle est la moins efficace des structures étudiées par Borgers (2010). A la fin de l'intervalle d'étude, ici 3 H pour cette barrière, les suppressions retrouvent les valeurs du champ libre.
3	230	4,3 m (soit $0,70 \text{ m/kg}^{1/3}$ )	<ul style="list-style-type: none"> <li>➤ HOB = 0 m, - 40%</li> <li>➤ HOB = 1,58 m, - 50%</li> </ul>	Cette structure est quasi-similaire au merlon n°2 pour l'effet protecteur en champ proche du merlon. Cependant, les phénoménologies observées sont différentes pour chaque obstacle, notamment pour la réflexion sur la face avant de l'obstacle.
2	230	8,6 m (soit $1,40 \text{ m/kg}^{1/3}$ )	<ul style="list-style-type: none"> <li>➤ HOB = 0 m, - 45%</li> <li>➤ HOB = 1,58 m, - 60%</li> </ul>	La différence avec le merlon n°3 se situe dans la durée de l'effet protecteur. Pour cette topologie de merlon l'effet protecteur dure beaucoup plus longtemps, avec encore : <ul style="list-style-type: none"> <li>➤ 25% d'atténuation à 3 H</li> <li>➤ 10% pour le merlon n°3.</li> </ul>

Tableau 11 : Synthèse des observations à partir des résultats numériques de Borgers (2010)

Les travaux de Borgers (2010) et de Allain (1994) permettent de constater que la détente sur la face arrière d'un pied de Mach issu de la réflexion sur la face avant inclinée ou bien d'une onde incidente (pour une réflexion régulière) pour certaines configurations, peut conduire à accentuer la réflexion de cette onde sur le sol en aval de l'obstacle (en fonction de la nature de l'onde et de l'angle d'inclinaison de la paroi). Le diagramme de la figure 41 illustre les constatations et les hypothèses évoquées au cours de l'analyse des configurations de Allain (1994) et de Borgers (2010).

Ce diagramme présente le couplage des différents phénomènes physiques présents (réflexions et détentes), pour les trois zones étudiées, en fonction des caractéristiques géométriques de la barrière de protection et de la position de la charge par rapport au sol.

En amont de la barrière de protection, pour une charge explosive placée au-dessus du sol ( $\text{HOB} \neq 0 \text{ m}$ ), l'onde incidente se réfléchit sur le sol entre le centre de la charge et la barrière. Cette première réflexion peut conduire à l'apparition d'un pied de Mach en fonction de la position (HOB) et de la masse ( $W$ ) de la charge. Le régime de l'écoulement est alors modifié. La distance d'apparition de ce pied de Mach ( $d_c$ ) peut être estimée à partir de la

formule (83), ainsi que des caractéristiques mécaniques ( $M_i$ ) et géométriques ( $\beta = f(\text{HOB})$ ) de l'onde incidente (§ 1.3.1.7).

- Si cette distance ( $d_c$ ) est inférieure à la distance entre le centre de la charge et le pied amont du merlon ( $d_c < d$ ), un pied de Mach se propage sur le sol. La hauteur de ce pied de Mach, au niveau de la face avant de la barrière de protection, peut être estimée à partir de la formule (95). Le régime de réflexion sur la face avant (réflexion de Mach direct, inverse ou stationnaire,...) dépend alors de la hauteur ( $h_m$ ) et de l'intensité du pied de Mach ( $\Delta P^+$ ,  $M_i$ ), ainsi que des dimensions de la paroi ( $d$ ,  $\alpha_1$ ,  $H$ ).
- Si la distance d'apparition du pied de Mach est supérieure à la distance entre le centre de la charge et la barrière ( $d < d_c$ ), les conditions nécessaires à l'apparition d'un pied de Mach ne sont pas réunies. L'onde incidente issue de la charge se réfléchit sur la face avant du merlon.

Dans le cas d'une charge placée au niveau du sol, l'onde incidente se réfléchit sur la paroi avant du merlon ( $\text{HOB} = 0$  m ou si  $\text{HOB} \neq 0$  m et  $d < d_c$ ). Le régime de réflexion (réflexion régulière (RR) ou réflexion de Mach (RM)) dépend des caractéristiques mécaniques ( $M_i$ ) et géométriques ( $\beta = f(d, \alpha_1, H)$ ) de l'onde incidente.

Le régime de réflexion au sommet du merlon permet d'identifier la nature et l'intensité de l'onde qui se propage en aval de la barrière de protection : pied de Mach (RM) ou onde incidente (RR).

Sur le sommet de la barrière de protection, l'onde incidente (RR) ou le pied de Mach (RM) subit une ou deux détente en fonction du dimensionnement de l'épaisseur ( $e$ ). En effet, la présence d'une épaisseur non nulle ( $e \neq 0$  m) sur le sommet de la barrière permet de réaliser une détente dite « en deux étapes » : première détente sur l'arête de la face avant et une seconde sur l'arête de la face arrière. Les recommandations de l'OTAN (GBPP (2009)) évaluent une épaisseur minimale de 0,5 m ( $e > 0,5$  m). Si l'épaisseur est nulle ( $e \approx 0$  m), l'onde subit une seule détente sur l'arête entre les faces avant et arrière de la barrière de protection.

En aval de la barrière de protection, l'onde issue du sommet du merlon se réfléchit sur le sol. Le régime de réflexion en aval du merlon (RR ou RM) peut être identifié et la surpression réfléchie estimée à partir des caractéristiques mécaniques ( $M_s$ ,  $\Delta P_s$ ) et géométriques ( $\beta = f(\alpha_2, H)$ ) de l'onde au niveau du sol.

Il est important de garder à l'esprit que l'interaction d'une onde de choc avec une structure, atténuation ou augmentation de la surpression ou de l'impulsion, dépend de la configuration de l'obstacle et de la position de la charge. Ces paramètres conditionnent alors le régime d'écoulement incident qui parvient sur la structure (RR, RM, détente,...).

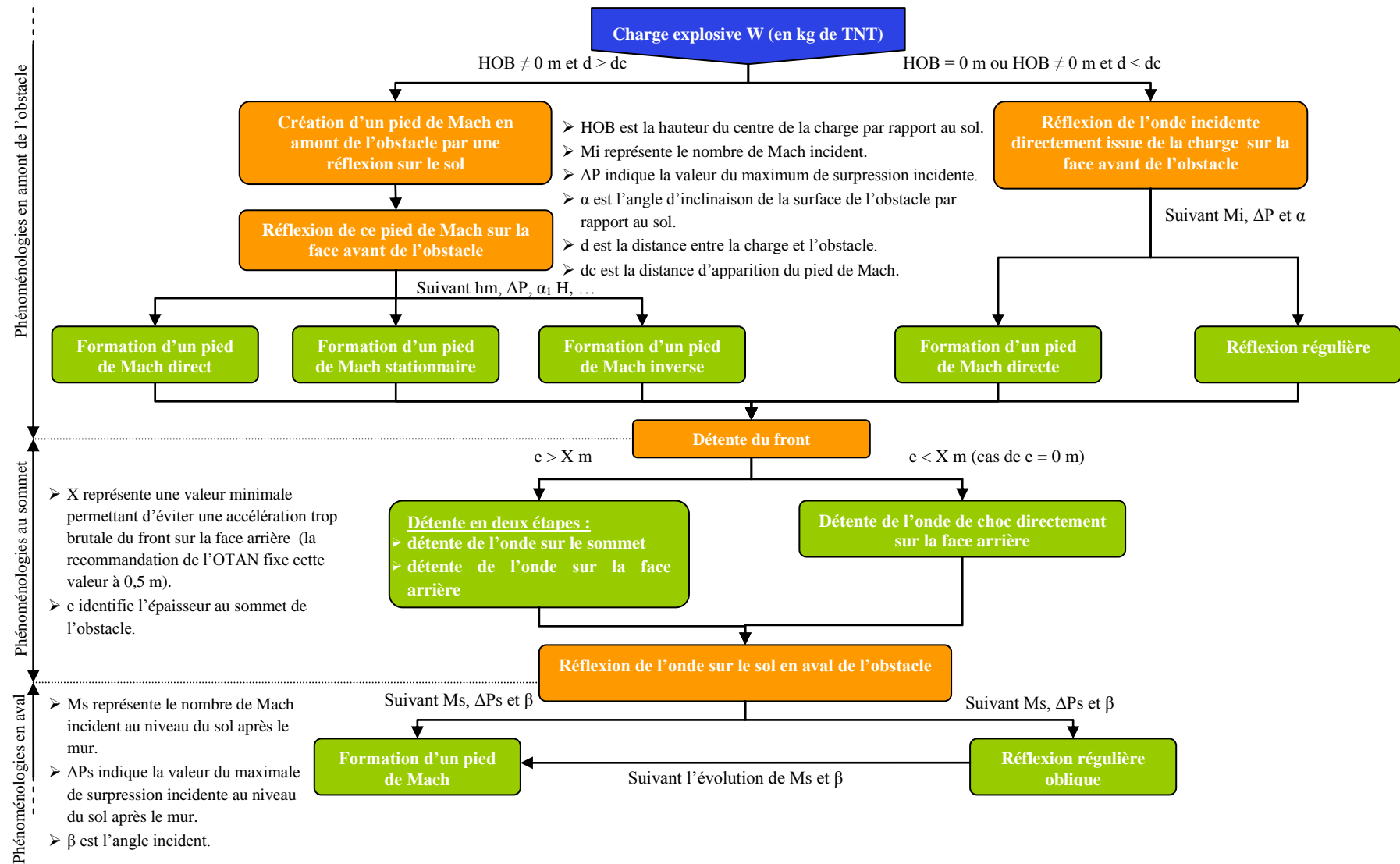


Figure 41 : Diagramme des phénomènes physiques présents lors de l'interaction d'une onde de choc avec une barrière de protection



### 1.3.3.2 Mur de protection

Les configurations avec un mur de protection possèdent des paramètres similaires au merlon ( $d$ ,  $H$ ,...). Cependant, l'angle d'inclinaison de l'obstacle ( $\alpha$ ) est de  $90^\circ$  des deux côtés et sa largeur au sommet est beaucoup plus faible que sa hauteur ( $e < H$ ).

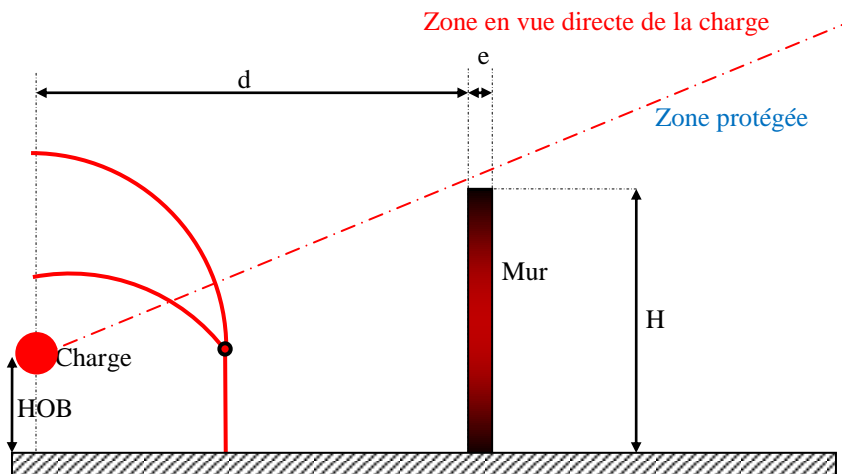


Figure 42 : Caractéristiques d'un mur de protection

La figure 42 présente l'ensemble des paramètres nécessaires à la caractérisation de ce type d'obstacle :

- $d$  représente la distance entre le centre de la charge et le mur,
- $H$  est la hauteur de la barrière de protection,
- HOB identifie la hauteur du centre de la charge par rapport au sol,
- $e$  est l'épaisseur au sommet du mur.

- Quelques notions (Hulton (2010))

Le développement des murs de protection remonte à la deuxième guerre mondiale, mais connaît un réel essor depuis les années 90. L'objectif de ces barrières est de fournir un effet protecteur contre les attaques terroristes sur des bâtiments, des lieux sensibles ou bien encore des bases avancées (voir figure 43). Dans un premier temps, différents essais peuvent permettre de constater si les bâtiments bénéficient d'un « effet écran » du à la présence du mur et ceci même si celui-ci subit de lourds dommages. De plus, ce type de dispositif contribue également à stopper les débris de l'explosion principale, par exemple les éclats issus de l'explosion d'un véhicule piégé. Ce type de structure permet aussi de compartimenter les sites et d'éviter la propagation de la détonation ou tout simplement de limiter les dommages à une seule zone. Cependant dans certains cas, sa destruction même partielle, peut conduire à la production de fragments secondaires. Il est donc essentiel de calculer au plus juste sa résistance face à une explosion. La valeur de l'effet protecteur reste soumise à la variation des mêmes paramètres que précédemment : HOB,  $d$ ,  $e$ ,  $H$ , ...



Figure 43 : Photo de configuration d'essais (Hulton (2010))

Il existe aujourd'hui différents types de compositions pour les murs de protection. Les premiers murs étaient réalisés avec des sacs de sable. Ils possèdent l'avantage de ne produire aucun fragment secondaire susceptible de tuer ou de blesser. Les murs en béton ou en acier sont cependant préférés pour des installations permanentes. En effet, ils résistent mieux aux épreuves du temps, même s'ils sont plus susceptibles de produire des fragments secondaires lors de leur endommagement éventuel. Notons que ces dernières années, la recherche sur ces structures s'oriente vers des barrières composites, alliant le métal et le béton pour un coût raisonnable et une résistance satisfaisante. Dans ce qui suit, les cas analysés se restreindront à des murs infiniment rigides, indéformables et donc sans production d'éclats.

- Travaux de Borgers (2010)

L'étude de Borgers (2010) se concentre sur l'observation des effets induits par la variation des paramètres précédemment évoqués :

- variation de la masse ( $W$  : 1, 3, 10, 30, 100 et 300 kg de TNT),
- variation de la hauteur du mur ( $H$  : 0,5 jusqu'à 5 m),
- variation de la hauteur de la charge ( $HOB$  : 0 jusqu'à 4 m),
- variation de la distance entre le centre de la charge et le mur ( $d$  : 2 à 30 m).

L'objectif est simplement d'évaluer la distance maximale de la zone protectrice. Le mur est supposé infiniment rigide, il renvoie donc toute l'énergie reçue. Les valeurs présentées ci-dessous se basent sur les travaux de Borgers (2010). L'ensemble des résultats est obtenu par des simulations numériques avec le logiciel AUTODYN. Les conditions physico-numériques de calcul sont identiques aux conditions utilisées lors de l'étude d'une structure proche d'un merlon (maillage cubique de 0,1 m d'arête).

Variation de la charge ( $H = 4,3$  m ;  $HOB = 1,58$  m ;  $d = 2$  m)

A partir de ses simulations, Borgers (2010) confirme que plus la charge augmente plus la zone protectrice diminue à l'arrière du mur (exemple : pour une charge de 1 kg, le facteur d'atténuation pour l'impulsion est de 80% par rapport au champ libre à 6 H, alors que pour une charge de 10 kg l'atténuation est de 20%, figure 44). Il relève toutefois une valeur

asymptotique sur la distance maximale de protection, elle atteint 6 H pour des charges comprises entre 30 et 100 kg de TNT.

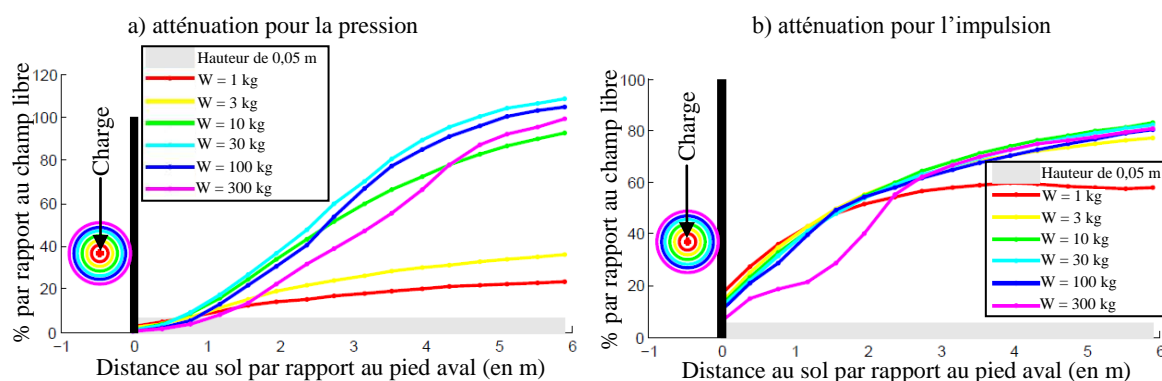


Figure 44 : Evolution de l'effet protecteur suivant la valeur de la masse de la charge W (Borgers (2010)),  
HOB = 1,58 m, H = 4,3 m

Pour expliquer ces résultats, une étude sommaire des phénoménologies est présentée ci-dessous. La méthode et les formules utilisées sont identiques à celles de l'étude bibliographique réalisée précédemment pour les configurations de type merlon. L'étude bibliographique se décompose en deux étapes. La première consiste à déterminer la hauteur du pied de Mach ( $h_m$ ) formé par une réflexion sur le sol en amont du mur de protection. Si la hauteur du mur est supérieure à la hauteur du pied, alors les caractéristiques de l'onde de choc incidente en haut du mur sont déterminées. L'épaisseur du mur étant simplement considérée comme fine par l'auteur (aucune indication de valeur n'est donnée par l'auteur,  $e \approx 0$ ), la diffraction et la détente de cette onde ne se feront qu'après la barrière de protection.

### *Calcul de la hauteur du pied de Mach*

L'évaluation de la hauteur  $h_m$  s'effectue avec la formule (95) issue du Kinney (1985) en déterminant la distance critique à partir de laquelle le pied de Mach se forme après sa réflexion sur le sol. Le pied de Mach se forme pour un angle incident ( $\beta$ ) supérieur à  $40^\circ$  et pour un nombre de Mach supérieur à 1,6. Les surpressions incidentes et le nombre de Mach sont déterminés à partir de la formule de Kinney (1985) et des relations de Rankine-Hugoniot, voir tableau 12.

Masse étudiée W (en kg de TNT)	L'angle incident $\beta$ (en degré)	Nombre de Mach incident sur le sol à $d_c$ (Kinney (1985))	Distance critique $d_c$ (en m)	Hauteur du pied de Mach $h_m$ (en m) (Kinney (1985))
1	40°	1,62	1,33	$2,8 \cdot 10^{-2}$
3		2,2		
10		3,22		
30		4,57		
100		6,53		
300		8,72		

Tableau 12 : Hauteur du pied de Mach en fonction de la masse, HOB = 1,58 m

Pour cette configuration, la hauteur du pied de Mach est négligeable par rapport à la hauteur du mur. L'onde subira donc une réflexion régulière et une réflexion de Mach sur la face avant de l'obstacle. L'onde qui subira la détente en aval du mur est donc le pied de Mach issu de

cette réflexion. Les valeurs sont estimées à partir des formules analytiques et empiriques de Kinney (1985), voir tableau 13.

Distance entre le centre de la charge et le sommet : 3,38 m Angle incident de l'onde au sommet de la face avant : 54° (nombre de Mach de transition de 1,12)				
Charge étudiée W (en kg de TNT)	Surpression incidente (en bar) (Kinney (1985))	Nombre de Mach incident	Surpression réfléchie au sommet (en bar) TM5-1300 (2008)	Nombre de Mach au niveau du pied de Mach
1	0,63	1,24	1,59	1,54
3	1,42	1,49	3,08	1,91
10	3,61	2,02	7,44	2,72
30	8,29	2,85	26,41	4,86
100	19,31	4,19	78,58	8,27
300	38,83	5,86	195,02	12,97

Tableau 13 : Onde incidente au sommet du mur en fonction de la charge W

La détente après le mur de protection est « quasiment libre » en comparaison du merlon, la paroi du mur est à 90° (elle n'est pas « guidée » par une pente descendante douce). L'hypothèse qui peut être envisagée et que cette condition d'écoulement va permettre d'atténuer le maximum de surpression. Les configurations possédant un nombre de Mach supérieur à 2 pour le pied de Mach au niveau du sommet du mur (charge supérieure ou égale à 10 kg de TNT) vont conduire à la création d'un nouveau pied de Mach après la barrière pour un angle d'incidence égale à 40°, soit à 3,1 m après l'obstacle. Sur les courbes de la figure 44, ce phénomène est visible par une augmentation de la surpression et de l'impulsion un peu avant 1 H à l'aval du mur. Pour les autres configurations, la formation du pied de Mach est retardée jusqu'à ce que le nombre de Mach et l'angle incident soient suffisamment grands. Cette analyse permet d'expliquer l'augmentation brusque de la surpression pour des charges supérieures à 10 kg de TNT par rapport aux configurations de charges inférieures (1 et 3 kg de TNT). L'impulsion reste du même ordre de grandeur pour quasiment toutes les hauteurs étudiées ici, du fait de la présence d'une réflexion régulière entre le mur et le début de la formation du pied de Mach.

#### Variation de la hauteur du mur (HOB = 1,58 m ; d = 2 m ; W = 230 kg de TNT)

Pour les variations de ce paramètre (hauteur du mur), les distances ne seront plus considérées par rapport à la hauteur du mur, mais prises en grandeur absolue par rapport à la face arrière du mur de protection (en mètre).

Borgers (2010) observe que « l'effet écran » est maximal lorsque la hauteur du mur est supérieure à deux fois la HOB : si la hauteur du mur augmente, la zone protectrice sera plus importante, figure 45.

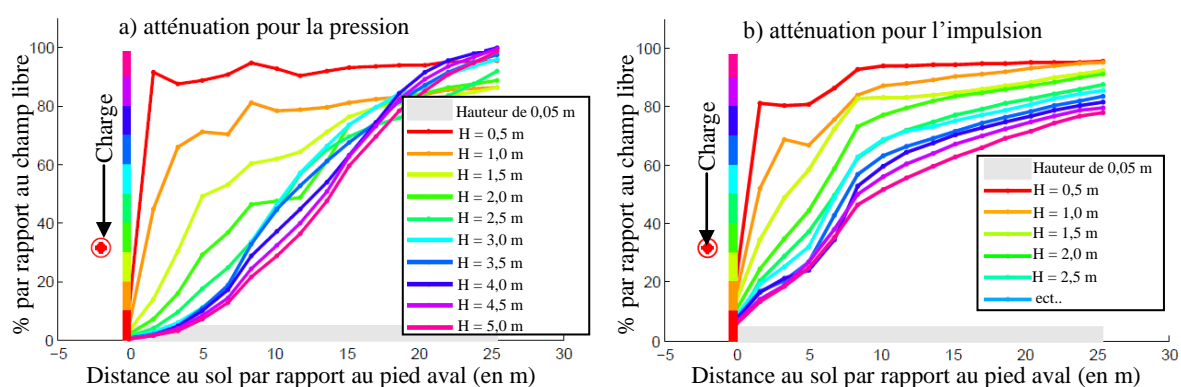


Figure 45 : Evolution de l'effet protecteur en fonction de la hauteur du mur (Borgers (2010)), HOB = 1,58 m, W = 230 kg de TNT

Pour comprendre cette observation, une analyse est effectuée selon le même principe que l'étude précédente (variation de  $W$ ). La hauteur du pied de Mach sur le sol et une partie des caractéristiques de l'onde incidente sur le sommet de la barrière de protection sont ainsi estimées à partir de formules issues de la littérature.

Les résultats sont présentés dans le tableau 14 ci-dessous. Les deux premières réflexions calculées ( $H = 0,5$  et  $1$  m) après le mur indiquent la présence d'un pied de Mach en aval du mur pour ces configurations.

Les valeurs du nombre de Mach au sommet du mur permettent de conclure que même si la détente derrière le mur permet d'atténuer le maximum de surpression, un pied de Mach se formera après l'obstacle pour un angle d'incidence égal à  $40^\circ$  compte tenu des « forts » niveaux de surpression estimés. Ces distances correspondent, sur la figure 45, à une augmentation brusque de la surpression ( $x = 1$  m). L'intensité de cette augmentation (due au phénomène de réflexion) dépend ensuite de la valeur du nombre de Mach au sommet du mur. Si l'onde doit parcourir une distance plus importante ( $2,04$  m pour  $H = 2$  m et  $3,96$  m pour  $H = 5$  m), le nombre de Mach au sommet sera pour sa part plus faible ( $M_i = 8,23$  pour  $H = 2$  m et  $M_i = 4,68$  pour  $H = 5$  m) ce qui peut retarder la possibilité de formation d'un pied de Mach après le mur (effet protecteur).

Hauteur du pied de Mach en amont du mur (hm) : $2,8 \cdot 10^{-2}$ m Si $H \ll HOB$ , point d'observation placé après le mur de protection, mais si $H > HOB$ alors le point d'observation devient le sommet du mur.					
Hauteur du mur étudiée H (en m)	Surpression incidente Kinney (1985) (en bar) / Point d'observation	Nombre de Mach incident	L'angle incident $\beta$ (en degré)	Surpression réfléchie après le mur (en bar) (TM5-1300 (2008))	Distance approximative de création du pied de Mach après le mur (en m)
0,5	32,82 / 1 m après le mur	5,4	$62^\circ$	88,22	/
	68,74 / sommet du mur	7,54	/	/	0,42
1	12,48 / 3,5 m après le mur	3,42	$72^\circ$	21,70	/
	75,54 / sommet du mur	8,10	/	/	0,84
1,5	80,31 / sommet du mur	8,36	H > HOB, pas de réflexion derrière le mur en vue directe du centre de la charge		1,26
2	77,77 / sommet du mur	8,23			1,68
2,5	68,99 / sommet du mur	7,75			2,10
3	58,12 / sommet du mur	7,13			2,52
3,5	47,59 / sommet du mur	6,46			2,94
4	38,13 / sommet du mur	5,80			3,36
4,5	30,37 / sommet du mur	5,20			3,78
5	24,42 / sommet du mur	4,68			4,20

Tableau 14 : Etude des configurations en fonction de la hauteur H du mur

#### Variation de la hauteur de charge (HOB) ( $H = 4,3$ m ; $d = 2$ m ; $W = 230$ kg de TNT)

Pour la plage des variations de la HOB étudiée par Borgers (2010), l'auteur observe que l'effet protecteur est maximal quand la charge est au plus près du sol. Ces résultats permettent aussi de constater que pour une HOB inférieure à deux fois la hauteur du mur, la distance maximale protectrice vaut  $6H$ . De plus, l'atténuation sera optimale sur cette plage de variation : effet max si  $0,5 < HOB/H < 1$  (figure 46).

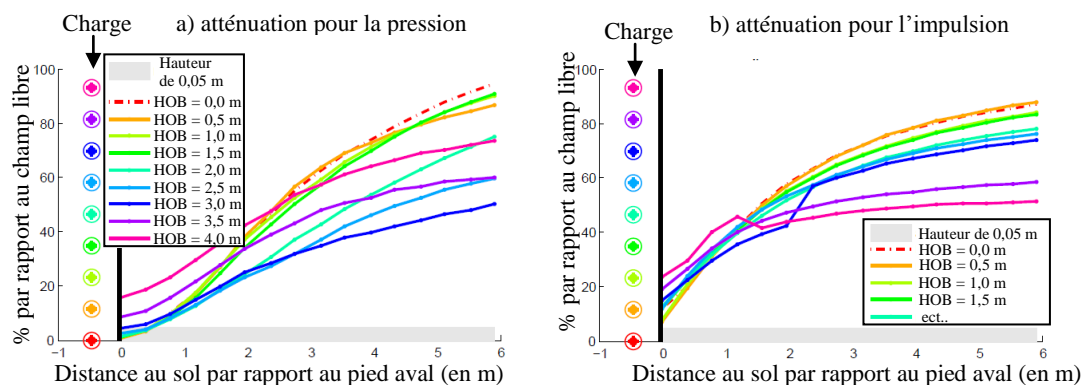


Figure 46 : Evolution de l'effet protecteur en fonction de la HOB (Borgers (2010)),  $W = 230$  kg de TNT,  $H = 4,3$  m

L'analyse bibliographique est résumée dans le tableau 15. Il présente, suivant la valeur de la HOB, la hauteur du pied de Mach ( $h_m$ ) et le nombre de Mach de l'onde incidente au sommet du mur.

Variation de la hauteur du pied de Mach avec la variation de la HOB				
Hauteur du mur fixée à 4,3 m pour une charge 230 kg de TNT				
La distance entre la charge et la barrière de protection ( $d$ ) est fixée à 2 m				
Hauteur de la charge par rapport au sol (en m)	Distance critique $d_c$ (en m)	Hauteur du pied de Mach $h_m$ (en m) (Kinney (1985))	Surpression incidente (en bar) (Kinney (1985))	Nombre de Mach incident
0	/	/	17,07	3,95
0,5	$0,42 < d$	0,500	20,90	4,35
1	$0,84 < d$	0,133	25,70	4,80
1,5	$1,26 < d$	0,036	31,96	5,33
2	$1,68 < d$	0,005	39,83	5,93
2,5	$2,09 > d$	Pas de pied de Mach	49,66	6,60
3	$2,51 > d$		60,56	7,27
3,5	$2,94 > d$		71,85	7,91
4	$3,36 > d$		79,19	8,30

Tableau 15 : Etude des configurations en fonction de la HOB

Pour une HOB comprise entre 2,5 et 4 m, la distance critique de formation d'un pied de Mach en amont de la barrière est plus grande que la distance entre le centre de la charge et le mur ( $d_c > d$ ). Pour cette gamme de hauteurs de la charge, il n'y a donc pas formation d'un pied de Mach sur le sol avant le mur. Et inversement, pour une HOB inférieure à 2,5 m, un pied de Mach se forme et une partie de l'énergie sera réfléchi sur le mur par celui-ci.

La remarque de Borgers (2010) sur la plage optimale d'effet protecteur ( $0,5 < HOB/H < 1$ ) peut aussi simplement s'expliquer par la variation de la distance parcourue par l'onde pour passer au-dessus de l'obstacle. En effet, la distance à parcourir par l'onde avec une HOB = 0 m est 2,3 fois plus élevée que pour une charge à 4,3 m du sol. Cet écart réduit bien évidemment les caractéristiques mécaniques de l'onde de choc arrivant au sommet du mur avec l'effet d'atténuation par la distance parcourue. Ceci est notamment visible pour le nombre de Mach incident au sommet avec une valeur deux fois plus faible pour une charge au sol par rapport à une charge à 4,3 m du sol.

Variation de la distance entre le centre de la charge et le mur ( $H = 4,3$  m ;  $HOB = 1,58$  m ;  $W = 230$  kg de TNT)

Les résultats obtenus indiquent que la distance maximale d'effet est quasiment identique pour l'ensemble de la gamme des distances  $d$  étudiées avec un effet jusqu'à 5 - 6

fois la hauteur du mur. Cependant, la valeur d'atténuation de la surpression n'est pas strictement la même : si la charge est proche du mur, la surpression sera d'avantage atténuée à son aval (effet écran).

La distance  $d = 7$  m apparaît comme étant une valeur singulière qui offre la plus grande protection avec 70% d'effet protecteur par rapport au champ libre pour la valeur maximale de surpression à 6 H derrière le mur (figure 47). Borgers (2010) émet donc l'hypothèse qu'une grande partie de l'énergie serait d'avantage réfléchi par la formation partielle d'un pied de Mach devant le mur par rapport aux autres configurations.

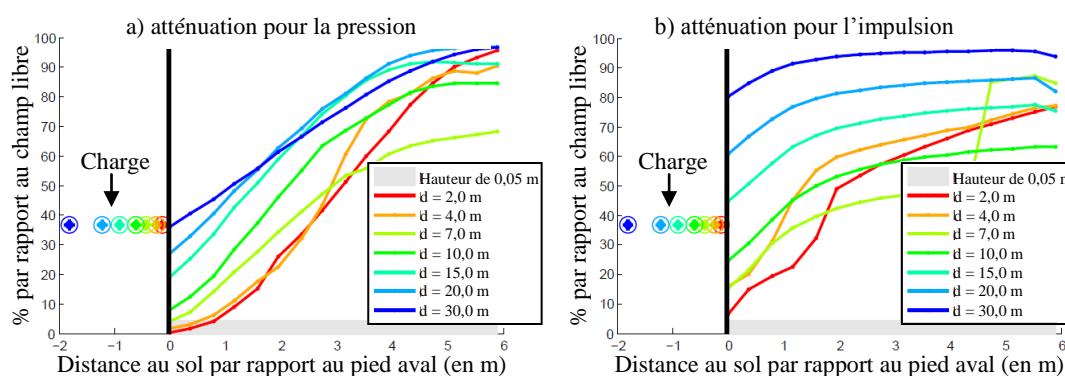


Figure 47 : Evolution de l'effet protecteur en fonction de la distance  $d$  entre le centre de la charge et le mur (Borgers 2010), HOB = 1,58 m, W = 230 kg de TNT, H = 4,3 m

Variation de la distance entre la charge et la barrière de protection ( $d$ ) Hauteur du mur fixée à 4,3 m pour une charge 230 kg de TNT et une HOB de 1,58 m			
Distance entre le centre de la charge et la barrière de protection $d$ (en m)	Hauteur du pied de Mach $H_m$ (en m) (Kinney (1985))	Surpression incidente (en bar) (Kinney (1985))	Nombre de Mach incident
2	0,028	33,09	5,42
4	0,45	16,79	3,88
7	2,01	6,30	2,53
10	4,70	/	/
15	11,68	/	/
20	21,79	/	/
30	51,39	/	/

Tableau 16 : Etude des configurations pour une variation de la distance  $d$

L'étude de ces résultats montre deux types de phénoménologies, voir tableau 16. La première phénoménologie est visible pour une variation de la distance  $d$  comprise entre 2 et 7 m. Pour ces distances, la hauteur du pied de Mach formé lors de la réflexion sur le sol reste inférieure à la hauteur du mur. Cette observation permet de conclure que l'onde qui arrive au sommet du mur est l'onde incidente directement issue de la charge.

Dans ces variations de  $d$ , la singularité à  $d = 7$  m peut potentiellement s'expliquer par la formation d'un pied de Mach avec une hauteur plus grande que les autres. Une plus grande partie de l'énergie sera réfléchi sur le mur par rapport aux autres configurations ( $d < 7$  m).

La seconde observation concerne les distances  $d$  supérieures ou égales à 10 m. Pour ces configurations, un pied de Mach se forme également en amont du mur. Cependant, la hauteur du pied de Mach ainsi formé est supérieure à la hauteur du mur, ce qui entraîne que c'est un pied de Mach et non une onde incidente issue de la charge qui parvient au sommet. Ce régime d'écoulement ne va générer un effet protecteur que sur de courtes distances avant que le pied de Mach ne puisse potentiellement se reformer « correctement ».

## Synthèse des analyses

Variation	W	H	HOB	d
Phénomènes	« Plus la charge augmente plus la zone protectrice diminue à l'arrière du mur »	« Si la hauteur du mur augmente, la zone protectrice sera plus importante »	« L'atténuation sera maximale pour une HOB comprise entre : $0,5 < HOB/H < 1$ »	« Si la charge est proche du mur, « l'effet écran » est maximal »
Singularités	« la distance maximale de protection est atteinte à 6 H pour des charges comprises entre 30 et 100 kg de TNT »	« Pour les variations de hauteurs de l'ensemble des configurations étudiées, la zone de protection se termine à partir de 25 m »	« la distance maximale protectrice est similaire entre les différents essais avec une valeur de l'ordre de 6 H »	« La distance pour d égale 7 m est la valeur singulière. Elle offre la plus grande protection avec 70% d'effet protecteur sur la valeur maximale de la surpression à une distance de 6 H après le mur »

Tableau 17 : Synthèse des analyses de Borgers (2010)

Les observations de Borgers (2010) sont résumées dans le tableau 17. Les travaux de Borgers (2010) confirment l'intérêt d'étudier les variations des paramètres suivants : d, e, W, H,  $\alpha_1$  et  $\alpha_2$ .

### **1.4 Conclusion de l'état de l'art**

Les travaux de Allain (2004) et de Borgers (2010) donnent un large aperçu des phénomènes physiques qui pourront être observés en présence d'un mur ou d'un merlon faisant obstacle à la propagation d'une onde de choc aérienne issue de la détonation d'une source de nature chimique (par exemple une charge de TNT) ou gazeuse (propane-oxygène à la stœchiométrie). Le diagramme sur la figure 41 présente quelques hypothèses sur le couplage des différents phénomènes physiques présents lors de l'interaction d'une onde de choc avec une barrière de protection (merlon ou mur) en fonction de ses caractéristiques géométriques (d, e, H,  $\alpha_1$  et  $\alpha_2$ ). Cependant, une étude plus approfondie est nécessaire afin de confirmer ces hypothèses et d'identifier les couplages qui peuvent conduire à la formation d'un effet protecteur en aval d'un merlon (mise en place de recommandations sur le dimensionnement d'une barrière).

Qualitativement, les travaux présentés précédemment permettent de conclure à la non-linéarité de l'effet protecteur par rapport aux différentes variations des caractéristiques géométriques de la barrière. Lors de l'étude paramétrique, une discrétisation « fine » des intervalles d'étude de chaque paramètre géométrique est donc nécessaire afin de tenir compte de la non linéarité de la phénoménologie présente autour de la barrière (couplage des phénomènes de réflexion et de détente).

La recommandation de l'OTAN fixant une épaisseur non-nulle au sommet d'une barrière de protection paraît être un prérequis pour le dimensionnement d'un mur ou d'un merlon. La présence d'une épaisseur au sommet de la barrière permet la présence d'une détente dite « en deux étapes ».

Quantitativement, les simulations numériques de Allain (1994) et de Borgers (2010) ne sont pas toujours satisfaisantes. En effet, les résultats de simulation numérique obtenus en géométrie 2D-axisymétrique sous-estiment les valeurs du maximum de surpression du fait d'un niveau de convergence numérique insuffisant. En effet, les auteurs mettent en œuvre des



résolutions de maillage trop grossières pour assurer, avec une précision suffisante, la restitution des valeurs de crête du maximum de surpression. La mise en œuvre d'un maillage suffisamment fin est donc nécessaire afin de se placer dans des conditions de convergence numérique satisfaisantes. De ce fait, dans les chapitres deux et cinq, un standard de calcul (gaz et TNT) est mise en place afin d'assurer le calcul des valeurs de crête du maximum de surpression.

Lors de ces travaux de thèse, la propagation d'une onde de choc issue de la détonation de deux natures de charge explosive est étudiée : une charge gazeuse (propane-oxygène à la stœchiométrie) et une charge chimique condensée (TNT, Trinitrotoluène). Ces deux types d'explosif se différencient, notamment, par leur composition et leur célérité de détonation ( $D_{CJ}$ ). Ces deux charges explosives conduisent donc à l'établissement d'ondes de souffles aériennes différentes.

Tous les problèmes liés à une éventuelle équivalence entre les natures de charge gazeuse et charge chimique condensée seront évités en simulant de manière différenciée ces deux natures de sources explosives. Ainsi la détonation d'une charge gazeuse est directement simulée à partir de ses caractéristiques de détonation suivant le modèle de Chapman-Jouguet et de l'équation d'état des produits de détonation. Cette équation d'état est obtenue à partir d'un code de thermochimie du CEA – DAM.

## Chapitre 2 - Démarche de l'étude

Les travaux de cette thèse étudient l'interaction d'une onde de choc avec une barrière de protection en fonction de ses dimensions. L'analyse de différentes études issues de la littérature ont permis d'identifier les phénomènes physiques présents de : réflexion, détente, ... L'objectif est donc d'analyser le couplage de ces phénomènes physiques et de comprendre comment il conduit à l'apparition d'un effet protecteur en aval d'un merlon et de quantifier cet effet.

Lors de cette étude, plusieurs géométries de barrière de protection sont expérimentées à petites échelles en présence de la détonation d'une charge gazeuse (propane-oxygène à la stœchiométrie). Les données expérimentales obtenues sont ensuite comparées aux résultats de simulation numérique. Cette comparaison permet d'analyser le couplage des différents phénomènes physiques présents et de valider les conditions physico-numériques d'utilisation de l'outil de simulation (code de calcul HERA (Jourden (2005))), en vue d'une étude paramétrique pour des explosions de TNT. Les résultats de l'étude paramétrique permettront d'établir des abaques d'aide au dimensionnement d'une barrière de protection.

Ce deuxième chapitre présente la démarche de cette étude et les moyens associés : approche expérimentale et approche par simulation numérique. La première partie explique la démarche utilisée. La seconde partie est consacrée à la présentation des moyens expérimentaux (description de la charge gazeuse utilisée, banc d'expérimentation, ...). La troisième partie décrit la chaîne de calcul utilisée : plateforme de calcul TERA 100 et le code de calcul HERA. La dernière partie est consacrée à une étude comparative entre un cas en géométrie 2D-axisymétrique et de son équivalent en géométrie 3D : étude de l'approximation axisymétrique pour traiter le cas d'une géométrie 3D.

### 2.1 Description de la démarche de l'étude

L'analyse bibliographique des travaux de Allain (2004) et de Borgers (2010) a permis d'identifier les phénomènes physiques présents (réflexion et détente) et d'émettre quelques hypothèses de travail sur leur couplage en fonction des paramètres géométriques de la barrière de protection (diagramme des phénomènes physiques, figure 41). Dans la suite de ces travaux de thèse, la charge hémisphérique est uniquement placée au niveau du sol ( $HOB = 0$  m). Les caractéristiques géométriques d'une barrière de protection sont rappelées sur la figure 48 :  $W$ , masse de la charge,  $d$ , distance entre le centre de la charge et pied amont du merlon,  $H$ , hauteur du merlon,  $e$ , épaisseur au sommet de la barrière et  $\alpha$ , angle d'inclinaison des faces avant et arrière du merlon.

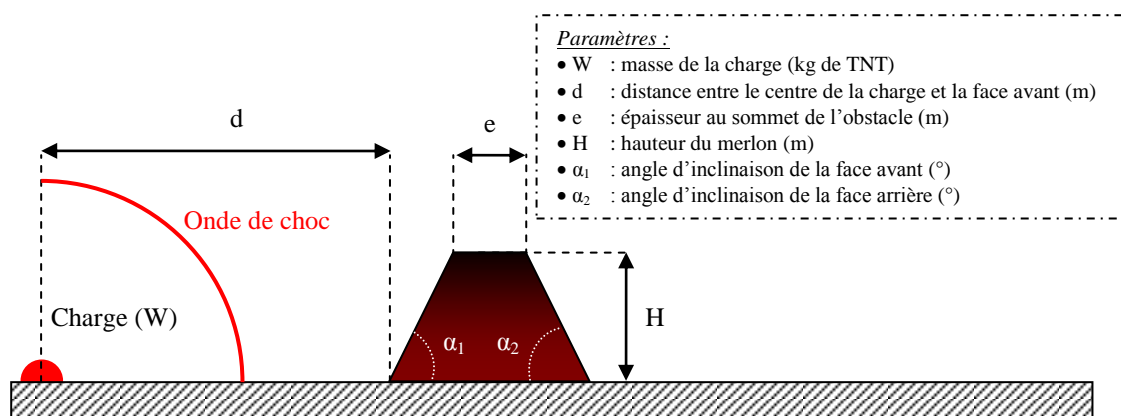


Figure 48 : Représentation schématique d'une barrière de protection pour une charge placée au niveau du sol

Dans un premier temps, une configuration de barrière expérimentée lors de l'étude préliminaire du projet ANR BARPPRO (Eveillard (2010)) est étudiée à l'aide de l'outil de simulation : plateforme TERA 100 et code de calcul HERA (Jourden (2005)). Cette étude permet d'analyser l'effet axisymétrique de l'approche en géométrie 2D pour traiter le cas d'une configuration en géométrie 3D (§ 2.4). La comparaison des résultats de simulation et des données expérimentales permet également d'établir une proposition de standard de calcul (dimension des arêtes des mailles pour la détonation d'une charge gazeuse (propane-oxygène à la stœchiométrie)) reproductible de cette expérience et qui devrait être applicable aux expériences réalisées au cours de la thèse.

Dans une seconde partie, des configurations élémentaires sont étudiées par simulation numérique (chapitre 3), figure 49. Les configurations parallélépipédiques et cylindriques expérimentées par Trélat (2006) et plusieurs géométries de barrière de protection expérimentées au cours de cette thèse sont restituées avec l'outil de simulation. L'étude de ces structures élémentaires permet d'étudier l'interaction d'une onde de choc avec différentes géométries d'obstacle. A l'issue de cette étude, quelques recommandations, ou « bonnes pratiques », d'aide au dimensionnement d'une barrière de protection ont pu être établies. L'étude du couplage des différents phénomènes physiques a permis de mettre en place un algorithme simplifié, appelé également « méthode d'estimation rapide » (chapitre 4). L'étude de ces configurations élémentaires permet également de confirmer les capacités de restitution et donc de prédiction de l'outil de simulation (code de calcul et conditions physico-numériques) qui permet ainsi de restituer les phénomènes physiques présents (réflexion, détente, recombinaison d'ondes) pour une onde de choc issue de la détonation d'une charge gazeuse (propane-oxygène à la stœchiométrie).

Dans le cas d'une charge chimique condensée (TNT), les capacités prédictives de l'outil de simulation (standard de calcul et équation d'état des produits de détonation) sont également vérifiées par l'étude d'une configuration en champ libre (sans obstacle). A l'issue de cette étude, il est possible de conclure que l'outil numérique donne des résultats prédictifs pour une charge chimique condensée (TNT) en présence d'obstacle. A ce stade, cet outil de simulation va permettre de réaliser les simulations de configuration de barrière de protection nécessaire à la construction des abaques (chapitre 5).

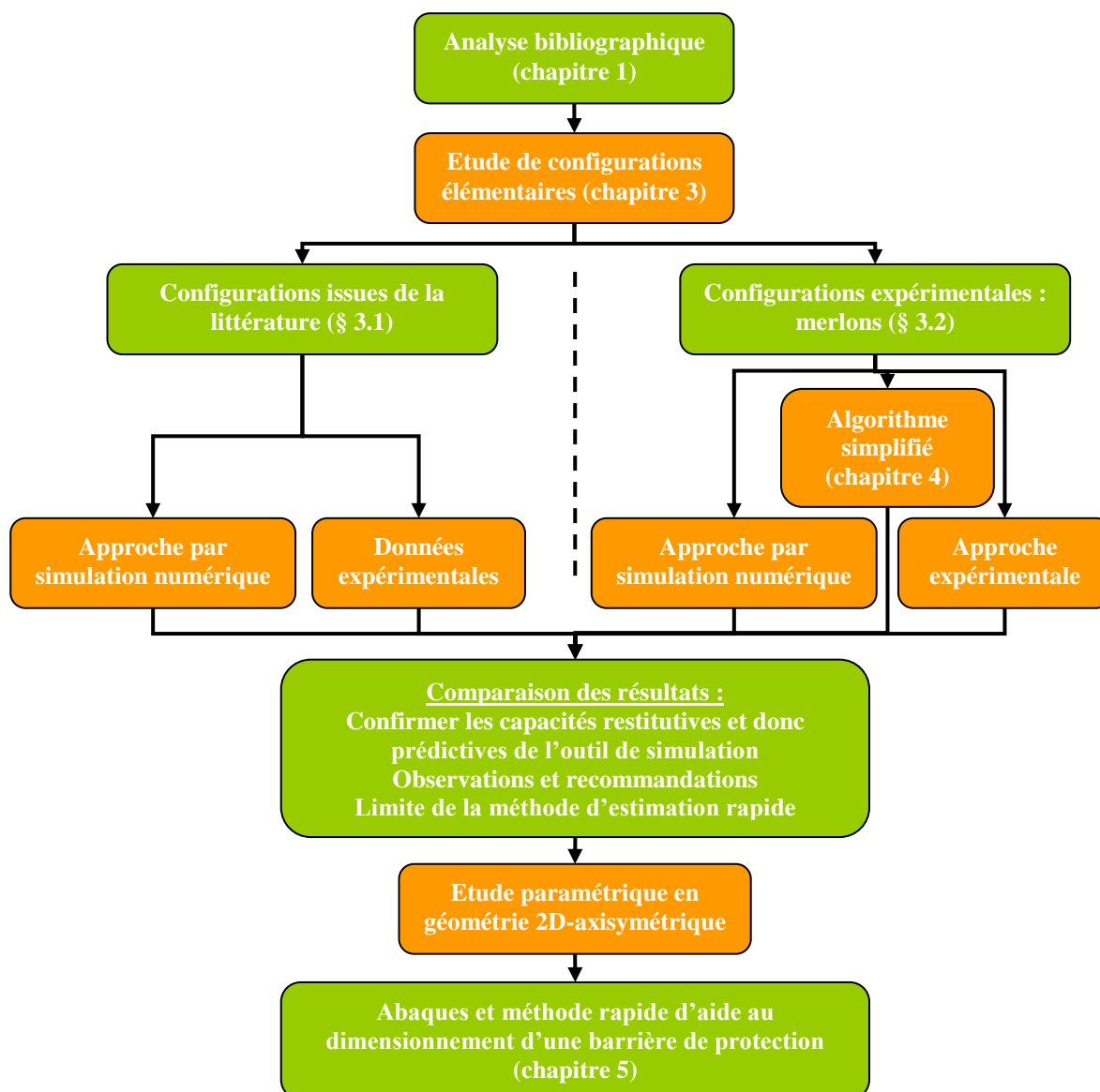


Figure 49 : Diagramme de la démarche des travaux de thèse

## 2.2 Moyens expérimentaux

Les expériences à petites échelles sont réalisées au sein du laboratoire PRISME sur le site de l'ENSI de Bourges. Les barrières de protection expérimentées sont placées devant le parcours d'une onde de souffle issue de la détonation d'une charge gazeuse.

La première partie est consacrée à la présentation de la charge gazeuse utilisée dans le cadre de ces travaux de thèse (propane-oxygène à la stœchiométrie). La partie suivante présente le dispositif d'amorçage, le banc d'expérimentation et la chaîne d'acquisition utilisés lors des essais.

### 2.2.1 Charge gazeuse (propane-oxygène à la stœchiométrie)

La charge explosive utilisée est un mélange gazeux de propane et d'oxygène à la stœchiométrie, équation (129). Le mélange est réalisé par le biais des pressions partielles dans une bouteille de pré-mélange.



La détonation d'une charge de gaz a une célérité de détonation bien plus faible,  $D_{CJ} \approx 2000-3000 \text{ m.s}^{-1}$ , que celle d'une charge chimique,  $D_{CJ} \approx 7000-9000 \text{ m.s}^{-1}$ . Les pressions engendrées par la détonation sont également bien plus faibles pour une charge gazeuse,  $P_{CJ} \approx 30-40 \text{ bar}$ , que pour une charge chimique,  $P_{CJ} \approx 150-400 \text{ kbar}$ .

L'énergie libérée par la combustion d'une charge gazeuse peut être estimée à partir des enthalpies de formation des produits (dioxyde de carbone ( $\text{CO}_2$ ) et l'eau ( $\text{H}_2\text{O}$ )) et de l'enthalpie de réaction du propane ( $\text{C}_3\text{H}_8$ ), équation (130) (enthalpies issues du Handbook of chemistry and Physics, 78<sup>th</sup> Edition).

$$\Delta H_r^* = 3 \times H_{CO_2}^* + 4 \times H_{H_2O}^* - H_{C_3H_8}^* - 5 \times H_{O_2}^* = -2,044 \text{ MJ} \quad (130)$$

L'énergie libérée par la réaction d'oxydoréduction du propane peut être ramenée par unité de volume de la charge (propane-oxygène) aux conditions normales de température et de pression, équation (131).

$$E_{gaz} = \frac{|\Delta H_r^*|}{n_{produits} \times V_{mol}} = 15,2 \text{ MJ.m}^{-3} \quad (131)$$

Les charges utilisées sont de forme hémisphérique et positionnées sur le sol. La charge de gaz est confinée dans une bulle de savon (combinaison d'eau savonneuse et de glycérine) dont la capacité de confinement est suffisante pour assurer la forme hémisphérique et négligeable devant l'énergie de l'explosion. Pour réaliser la bulle de savon, un cercle métallique est centré par rapport à la source d'amorçage (centre de la charge explosive). Le gaz sous pression dans la bouteille de pré-mélange est ensuite injecté dans le mélange aqueux, permettant ainsi de former la charge gazeuse. Lors des différents essais, deux rayons de charges sont utilisés :  $R_1 = 0,06 \text{ m}$  et  $R_2 = 0,03 \text{ m}$ . L'énergie libérée par la détonation de ces charges gazeuses est présentée dans le tableau 18.

Charge de gaz : propane-oxygène à la stoechiométrie ( $\text{C}_3\text{H}_8 + 5 \text{ O}_2$ )		
Rayon de la charge explosive (en m)	$R_1 = 0,06$	$R_2 = 0,03$
Energie libérée par la détonation d'une sphère de gaz (en MJ)	$E_1 = 13,75.10^{-3}$	$E_2 = 1,72.10^{-3}$

Tableau 18 : Energie libérée par la détonation d'une charge sphérique de gaz pour les rayons ( $R_1$ ) et ( $R_2$ )

### **2.2.2 Présentation du dispositif expérimental**

Les expériences sont réalisées au sein du laboratoire PRISME sur le site de l'ENSI de Bourges. Le banc d'essai se décompose en trois parties (figure 50) :

1. la partie permettant de générer la charge gazeuse,
2. la zone d'expérimentation,
3. la chaîne d'acquisition.

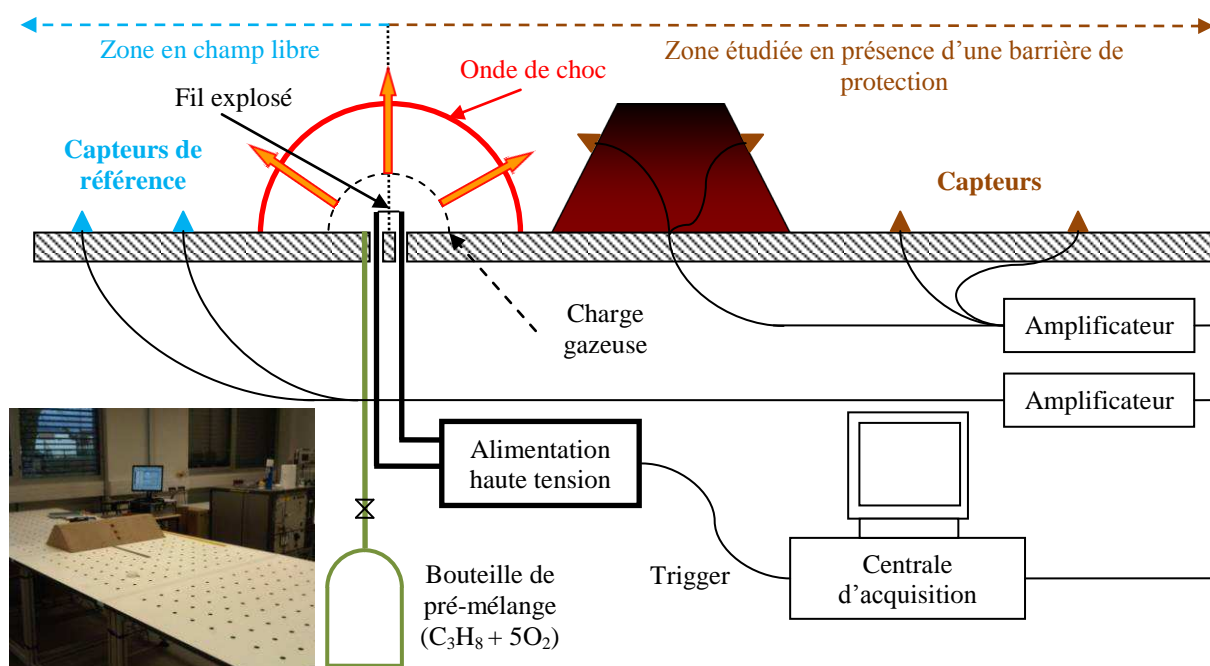


Figure 50 : Représentation schématique du banc d'essais des expériences à petites échelles

La zone d'expérimentation correspond à la table de manipulation où sont placés les merlons étudiés. Le dispositif d'amorçage, le positionnement des capteurs et la chaîne d'acquisition sont décrits dans les paragraphes qui suivent.

### 2.2.2.1 Dispositif d'amorçage

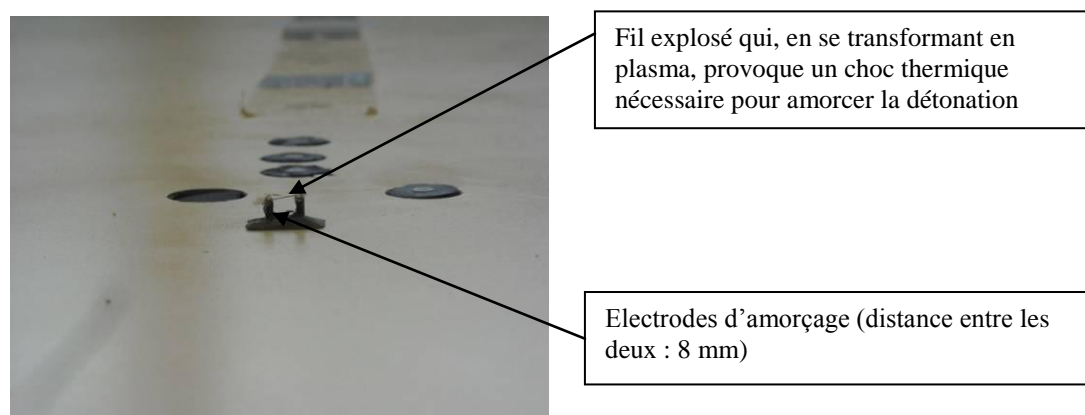


Figure 51 : Source d'amorçage de la charge explosive

L'amorçage de la charge gazeuse est réalisé par le biais d'un fil explosé de cuivre de diamètre 0,12 mm soudé entre deux électrodes, distantes de 8 mm, reliées à une alimentation haute-tension. Lors du passage de la décharge électrique, le fil explosé est vaporisé ce qui crée un point « chaud » dans la charge explosive par la formation d'un plasma métallique. Son expansion dans le mélange crée alors une onde de choc qui amorce la détonation du mélange gazeux, figure 51. Il est difficile d'établir précisément l'énergie d'amorçage transmise par cette onde. Il est néanmoins possible de calculer l'énergie électrique d'amorçage nécessaire à ce phénomène ( $E_{nom}$ , relation (132)).

$$\text{Energie électrique nominale : } E_{nom} = \frac{1}{2} \times Q \times V^2 \quad (132)$$

Dans le cadre des campagnes de tirs, une décharge électrique de 7 kV est utilisée, soit 199,43 J déchargé en 1  $\mu$ s. L'énergie d'amorçage ainsi estimée est alors très faible en

comparaison de l'énergie dégagée par la combustion du propane-oxygène de 1,72 kJ pour la plus petites charge ( $R_2 = 3$  cm) :

$$E_{\text{amorçage}} \ll E_{\text{gaz}} (E_1 \text{ et } E_2).$$

### 2.2.2.2 Table d'expérimentation

La zone d'expérimentation se décompose en deux secteurs par rapport au centre de la charge explosive : la zone dite « champ libre » et la zone d'étude. La zone en champ libre est une zone où l'onde de choc incidente issue de la détonation de la charge explosive se propage sans interagir avec la structure<sup>4</sup>. Les capteurs placés dans cette zone permettent d'évaluer l'incertitude expérimentale liée aux essais réalisés et de vérifier la bonne reproductibilité des tirs. Ces capteurs sont appelés « capteurs de référence ». Pour chaque configuration, trois tirs sont réalisés. La reproductibilité est vérifiée et l'incertitude expérimentale est déterminée sur le maximum de surpression obtenu pour deux capteurs de référence. Pour les configurations expérimentées, cette incertitude varie de +/- 14% (incertitude maximale mesurée) à +/- 10% (limite inférieure fixée, incertitude minimale mesurée de l'ordre de 8%). L'écart temporel mesuré est plus faible que l'incertitude du maximum de surpression, de l'ordre de 5 à 8% pour les différentes configurations. L'incertitude expérimentale maximale sera donc estimée à partir du maximum de surpression.

La structure est placée dans la zone d'étude face à la charge explosive. Les dimensions et le positionnement de la barrière de protection dépendent de la configuration étudiée (séries 1 et 2). Des capteurs sont placés sur la structure afin de mettre en évidence les couplages éventuels des différents phénomènes physiques présents (réflexion, détente et recombinaison d'ondes de choc), mais également en aval de la barrière pour étudier l'effet protecteur.

### 2.2.2.3 Positionnement des capteurs

Les capteurs sont positionnés sur la structure et sur le plan de la table d'expérimentation au niveau d'ouvertures effectuées préalablement. Chaque position est identifiée par une distance virtuelle entre la position du capteur et le centre de la charge explosive, appelée « distance en vue directe de la charge », figure 52.

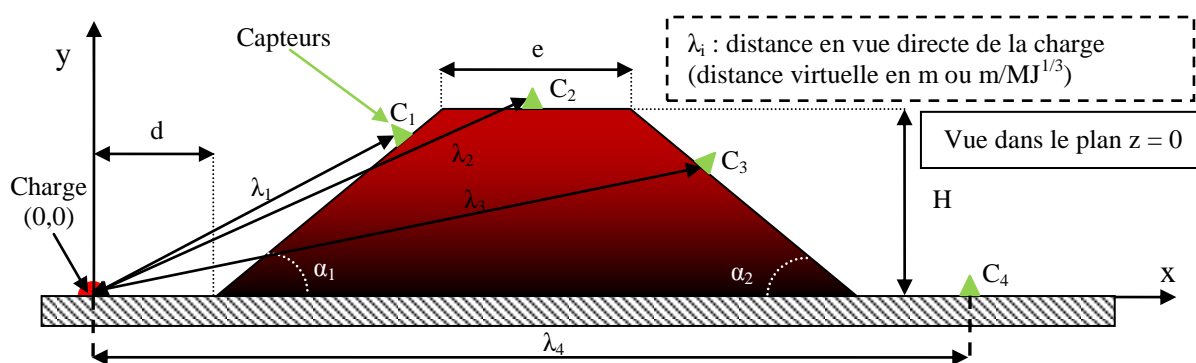


Figure 52 : Représentation schématique de la distance en vue directe de la charge pour des exemples de positions de capteurs

<sup>4</sup> Remarque valable pour la valeur de crête, la décroissance de la phase positive peut néanmoins être perturbée par l'onde réfléchiée sur la face avant de la structure. Il est donc uniquement possible de s'assurer de la reproductibilité sur les caractéristiques mécaniques du maximum de surpression ( $\Delta P^*$ ) et du temps d'arrivée ( $t_0$ ), mais pas forcément sur la durée de phase positive ( $dt^*$ ), ni de l'impulsion positive ( $I^*$ ).

Les capteurs utilisés sont des capteurs piézoélectriques IPC 113B26 (annexe 2) connectés à plusieurs amplificateurs (amplificateur 482C05, annexe 3) dont le signal de sortie est relié à une centrale d'acquisition avec une fréquence de 5 Mhz sur une période de 8 ms. Le déclenchement de l'enregistrement est donné par l'amorçage de la charge explosive à l'aide d'un trigger qui relie l'alimentation haute tension et la centrale d'acquisition.

## **2.3 Présentation des moyens de calcul**

Les simulations numériques sont toutes réalisées avec le code de calcul HERA (Jourdren (2005), Duboc (2010), Ballereau (2012)) sur la plateforme TERA 100 du CEA de Bruyères-Le-Châtel. TERA 100 est un supercalculateur développé par le CEA et destiné au programme simulation de la direction des applications militaires (CEA – DAM). Le code de calcul HERA permet notamment de simuler la propagation de l'onde de souffle aérienne issue de la détonation d'une charge chimique condensée ou gazeuse. HERA est un code hydrodynamique qui résout les équations d'Euler avec un schéma numérique Godunov d'ordre 2. Il est parallélisé et permet ainsi d'effectuer des simulations sur quelques processeurs et jusqu'à plusieurs milliers de processeurs. L'une des particularités de ce code est de permettre l'utilisation de l'AMR (Adaptative Mesh Raffinement ou Automatique de maillage). L'AMR permet de gérer et d'optimiser le nombre de mailles durant le calcul en ne discrétisant finement, par exemple, que le suivi d'un front de choc. Il permet alors à service rendu constant d'effectuer des simulations qu'il ne serait pas possible de réaliser avec un maillage uniformément fixe à tous les instants et en tous points du domaine de calcul.

Les premières parties sont consacrées à la présentation du supercalculateur TERA 100 et du code de calcul HERA. Les caractéristiques du traitement de la détonation des charges explosives et l'équation d'état des produits de détonation sont présentées pour une charge chimique condensée (TNT) et pour le cas d'une charge gazeuse (propane-oxygène à la stœchiométrie). Une présentation succincte de l'utilisation de l'AMR dans le code de calcul HERA est également faite.

### **2.3.1 Supercalculateur TERA 100**

*Les informations présentées ci-dessous sont issues de dossiers de presse disponibles sur le site internet du CEA ([www.cea.fr](http://www.cea.fr)).*

TERA 100 (figure 53) est l'un des premiers supercalculateurs européens à passer la barre du pétaflops, soit une capacité de calcul de plus d'un million de milliards d'opérations par seconde avec une efficacité record de 84% (ratio entre la puissance obtenue par un calcul test (celui du Linpack, utilisé pour le classement du Top 500) et la puissance théorique maximale (dite crête)).





Figure 53 : Photo du centre de calcul TERA 100

Au-delà de la performance enregistrée par le Top 500, le supercalculateur TERA 100 compte deux caractéristiques essentielles pour la recherche scientifique :

- TERA 100 est une machine très performante : l'efficacité mesurée par le test Linpack du Top 500 atteint près de 84%. Le débit de données et la capacité de mémoire de TERA 100 sont également dimensionnés pour répondre à la puissance de calcul. La machine est composée de 140 000 processeurs répartis entre les utilisateurs suivant leurs besoins.
- TERA 100 est une machine généraliste : si le supercalculateur lui-même est destiné exclusivement au programme Défense du CEA, la technologie employée est, elle, conçue pour un vaste éventail d'applications de simulation numérique. Quarante-vingt-dix pourcents des applications pourraient directement tourner sur le supercalculateur avec un bon rendement, ce qui le différencie de la plupart des machines classées en tête du Top 500. La technologie mise au point par Bull et le CEA pourrait ainsi profiter à de nombreux partenaires de la recherche et de l'industrie (santé, transports, développement durable...).

### **2.3.2 Modèle de détonation et équations d'état de l'explosif**

Dans le cadre de cette étude, une des modélisations de la détonation implémentée dans le code HERA est basée sur le modèle de Chapman-Jouguet et la méthode du front d'onde géométrique<sup>5</sup>. La théorie de Chapman-Jouguet ne tient pas compte de la cinétique chimique de la réaction, mais uniquement de l'état initial et de l'état final, une approximation licite pour les détonations d'explosif condensé (type TNT) ou de mélanges gazeux à la stœchiométrie. D'autre part, l'onde de détonation sera considérée comme se propageant de manière sonique dans la charge par rapport à l'état aval ( $D_{CJ} = u_{CJ} + c_{CJ}$ ). Ce modèle considère également que le front de flamme et l'onde de choc forment une simple discontinuité de contact qui transforme instantanément les gaz frais en gaz brûlés. Le modèle ZND tient compte d'une zone de réaction d'épaisseur non nulle entre le front de flamme et l'onde de choc.

<sup>5</sup> Cette méthode, qui correspond à une approche 1D, permet de déterminer la position du front de choc dans la charge explosive à partir de sa célérité de détonation suivant le modèle de Chapman-Jouguet. Ce front délimite alors les états dits de gaz frais (inerte) et de gaz brûlés (produits de détonation).

L'utilisation de ce modèle implique de tenir compte de la cinétique chimique de la réaction, ce qui peut s'avérer très coûteux, voir rédhibitoire, en temps de calcul. Dans le cas de l'étude de la propagation d'une onde de choc aérienne pour les explosifs condensés (type TNT) ou en mélanges gazeux à la stœchiométrie, la différence de résultats entre les deux modèles est négligeable. Le modèle de Chapman-Jouguet est donc ici utilisé pour modéliser la source de détonation de charge de TNT et de mélange propane-oxygène à la stœchiométrie.

Les caractéristiques de détonation, notées CJ, dépendent de la composition de l'explosif (voir l'exemple du modèle de Kamlet-Jacobs (§ 1.2.2)). Le calcul des grandeurs thermodynamiques des gaz brûlés après la détonation, appelés produits de détonation, nécessite de connaître leur équation d'état. Les produits de détonation sont constitués d'un mélange de plusieurs espèces chimiques (dioxyde de carbone, vapeur d'eau, ...). L'équation d'état résulte donc de la somme des équations d'état des différentes espèces en fonction de leur concentration dans le mélange. L'équation d'état des différentes espèces chimiques présentes n'est pas facilement accessible et dépend de l'interaction des molécules entre elles. Cette équation doit donc être calculée par un code de thermochimie du CEA pour obtenir l'isentropique de détente des produits de détonation à partir des caractéristiques CJ de l'explosif étudié.

Le formalisme le plus utilisé est l'équation d'état de Jones Wilkins Lee (JWL) (Fickett (1979)). Cette équation d'état permet d'obtenir la pression ( $P_s(t)$ ) en fonction du ratio ( $\eta$ ) des volumes spécifiques (ou masses volumiques) le long de l'isentropique de détente des gaz brûlés, relation (133).

$$P_s(\eta) = A_1 \times e^{-\eta \times \omega} + A_2 \times e^{-r_2 \times \eta} + C \times \eta^{-(\omega+1)} \quad \text{avec} \quad \eta = \frac{V}{V_0} = \frac{\rho_0}{\rho} \quad (133)$$

Ce formalisme comprend 6 coefficients à ajuster à partir d'un code de thermochimie ( $A_1$ ,  $A_2$ ,  $C$ ,  $r_1$ ,  $r_2$  et  $\omega$ ). L'expression de l'équation d'état (fonction du ratio des volumes spécifiques) peut se déduire de la relation (133), équation (134).

$$e(P, \eta) = A_1 \times V_0 \times \left( \frac{1}{r_1} - \frac{\eta}{\omega} \right) \times e^{-\eta \times \omega} + A_2 \times V_0 \times \left( \frac{1}{r_2} - \frac{\eta}{\omega} \right) \times e^{-r_2 \times \eta} + \frac{P \times V_0 \times \eta}{\omega} \quad (134)$$

Les coefficients de la JWL et les caractéristiques de détonation CJ sont obtenus à partir d'un code de thermochimie du CEA – DAM. Le tableau 19 synthétise les résultats issus du code de thermochimie pour l'équation d'état d'une charge de TNT.

Charge explosive de TNT ( $C_7H_5N_3O_6$ )								
$A_1$ (Pa)	$A_2$ (Pa)	$r_1$	$r_2$	$\omega$	$V_0$ ( $m^3/kg$ )	$e_0$ (J/kg)	$D_{CJ}$ (m/s)	$P_{CJ}$ (Pa)
$3,54283.10^{11}$	$7,7732.10^9$	4,20463	1,37927	0,225042	$6,06061.10^{-4}$	$5,08515.10^6$	6850,8	$2,1315.10^{10}$

Tableau 19 : Coefficients de l'équation d'état de type JWL et caractéristiques de détonation d'une charge explosive de TNT

Le tableau 20 présente les coefficients de l'équation d'état des produits de détonation dans le cas d'une charge de gaz (propane-oxygène à la stœchiométrie).

Charge gazeuse ( $C_3H_8 + 5 O_2$ )									
$A_1$ (Pa)	$A_2$ (Pa)	$r_1$	$r_2$	$\omega$	$V_0$ ( $m^3/kg$ )	$e_0$ (J/kg)	$D_{CJ}$ (m/s)	$P_{CJ}$ (Pa)	$\gamma$
$3,54283.10^{11}$	$7,7732.10^9$	4,20463	1,37927	0,225042	0,72372	$5,08515.10^6$	2357	$34,58.10^5$	1,22

Tableau 20 : Coefficients de l'équation d'état de type JWL et caractéristiques de détonation d'une charge gazeuse (propane-oxygène à la stœchiométrie)

Il est important de noter que l'équation d'état des gaz non brûlés (en amont du front de détonation) est différente entre une charge explosive de TNT et une charge gazeuse. Dans le cas d'une charge de gaz, l'équation des gaz inertes (non brûlés) est l'équation d'état d'un gaz parfait ( $\gamma = 1,29$ ), alors que pour une charge de TNT, la même équation d'état est utilisée pour les gaz inertes et pour les produits de détonation.

### **2.3.3 Equations d'Euler**

Le code de calcul HERA résout les équations d'Euler sur un volume fini à partir d'un schéma numérique Godunov (schéma conservatif, résolution du problème de Riemann). Les équations d'Euler sont obtenues pour un fluide compressible, non visqueux et sans source de chaleur au sein de l'écoulement, relations (135) à (137).

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho u) = 0 \quad (135)$$

$$\frac{\partial \rho u}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho u \otimes u) + \nabla P = 0 \quad (136)$$

$$\frac{\partial \rho e}{\partial t} + \nabla \cdot ((\rho e + P)u) = 0 \quad (137)$$

Ces équations sont complétées par l'équation d'état du fluide étudié. Les produits de détonation sont modélisés par l'équation d'état de type JWL et l'air par l'équation d'état d'un gaz parfait. L'ensemble de ces équations forme un système de 4 équations à 4 inconnues. Dans le cas d'une onde de choc aérienne issue de la détonation d'une charge explosive (chimique ou gazeuse), les conditions des équations d'Euler sont remplies car les forces de pression sont bien supérieures aux forces dues au comportement visco-élastique.

### **2.3.4 Principe de l'AMR**

*Les paragraphes ci-dessous présentent de manière succincte le principe et l'utilisation de l'AMR, mais ils ne développent pas en détail son application et sa mise en œuvre. Le lecteur souhaitant plus de détail peut consulter les articles publiés sur le code HERA.*

L'AMR (Adaptative Mesh Refinement) permet de gérer la taille des mailles durant le calcul permettant ainsi d'optimiser le nombre de mailles mises en œuvre et donc le temps de restitution à service rendu constant pour les zones d'intérêt. Le code HERA résout les équations d'Euler avec un schéma numérique type Godunov sur des volumes finis. Les équations sont donc résolues sur des éléments de volume (mailles). Dans le cadre de cette étude, les zones d'intérêt sont le front de choc, la phase positive de l'onde de choc, et enfin les zones en aval des structures étudiées. Afin d'obtenir le meilleur niveau de convergence numérique dans ces zones, il est souhaitable d'intégrer les équations d'Euler sur des éléments de volume les plus petits possibles (maillage fin). Les zones ne représentant que peu d'intérêt peuvent être discrétisées avec des tailles de mailles plus importantes. La dimension de l'arête des mailles est gérée à l'aide de l'AMR durant le calcul en fonction de la zone d'intérêt et de la position du front de choc dans le domaine. L'AMR dans le code HERA permet de gérer la taille des mailles avec la méthode Khokhlov en fonction, notamment, de la valeur de la

pression, du temps et de l'espace. La taille d'une maille dépendra alors de la combinaison de ces critères dont les seuils sont fixés par l'utilisateur<sup>6</sup>.

- 1<sup>ère</sup> utilisation de l'AMR :

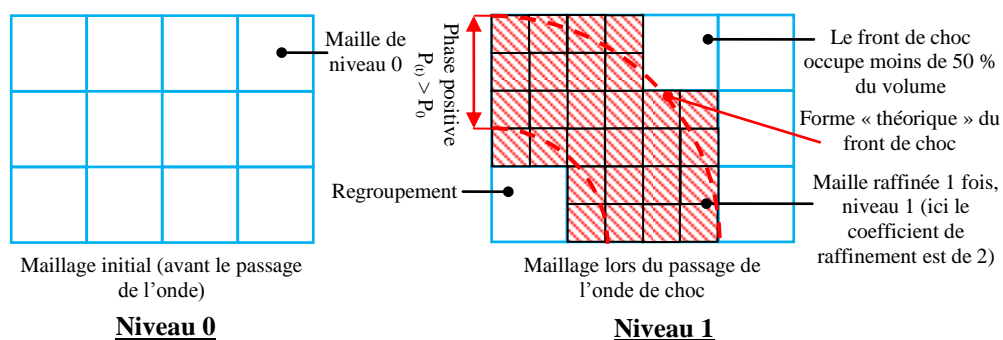


Figure 54 : Utilisation de l'AMR, suivi du front de choc et de la phase positive de l'onde de choc

La première zone d'intérêt correspond à la phase positive de l'onde de choc ( $P_{(t)} \geq P_0$ ,  $P_0$  pression initiale). Lors du passage du front de choc, la maille (de niveau 0) est découpée en mailles plus petites, figure 54. La phase positive terminée ( $P_{(t)} < P_0$ ), les mailles raffinées sont regroupées jusqu'à former à nouveau la maille de taille initiale (niveau 0). Cette utilisation de l'AMR est fonction du gradient de pression et d'une condition sur l'évolution de la phase positive ( $P_{(t)} > P_0$ ) pilotée par l'utilisateur.

- 2<sup>ème</sup> utilisation de l'AMR :

La fonctionnalité AMR du code HERA permet également de piloter la taille de l'arête des mailles en fonction de leurs positions dans le domaine étudié. Dans cette étude, seule l'interaction de l'onde de choc avec une structure et l'évolution des caractéristiques mécaniques de l'onde de souffle en aval du bâtiment sont étudiées, figure 55. Le reste du domaine n'appartient pas au périmètre de l'étude. Les mailles situées dans cette dernière zone possèdent une taille d'arête plus importante que les mailles situées dans la zone d'intérêt. Cette gestion intelligente et totalement automatique au cours du calcul de la taille des mailles permet de diminuer leur nombre et donc le temps de restitution.

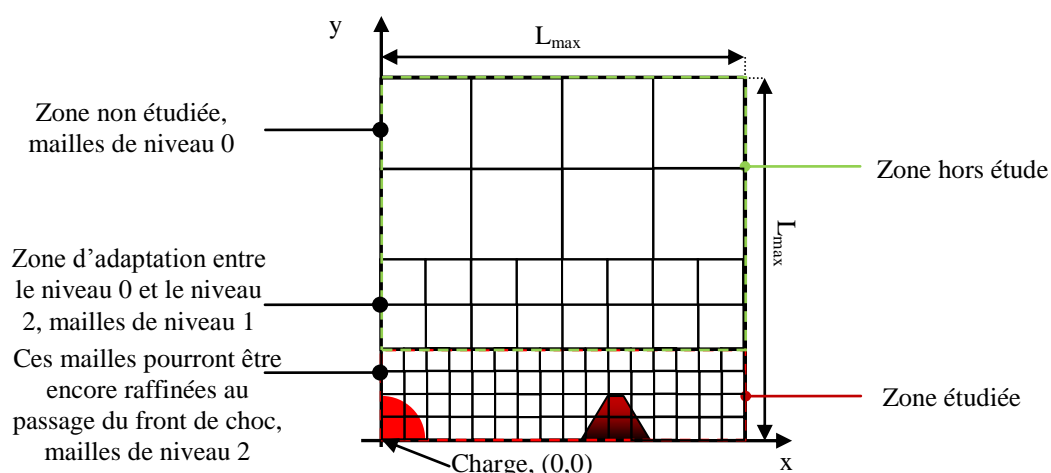


Figure 55 : Utilisation de l'AMR dans les zones d'intérêt

<sup>6</sup> Une étude comparative d'un cas de calcul simulé avec, et sans AMR, a été réalisée pour un même niveau de discrétisation spatiale en géométrie 2D. Les résultats de cette étude permettent de conclure que l'utilisation de l'AMR, dans le cadre de ces travaux de thèse, n'introduit pas une différence sur l'évolution des caractéristiques mécaniques de l'onde de souffle.

- 3<sup>ème</sup> utilisation de l'AMR :

Les grandeurs thermodynamiques ( $P$ ,  $u$ ,  $\rho$ , ...) sont calculées sur des volumes finis. Le maximum de surpression obtenu dans une maille représente donc la valeur moyenne de cette caractéristique sur le petit élément de volume. Lors de la propagation d'un front de choc, le maximum de surpression décroît en fonction de la distance parcourue (voir figure 3 et 4, effet des ondes de Taylor). Cela signifie que le gradient de pression (dans la direction de propagation) au niveau du choc (passage de  $P_0$  à  $P_{\max}$ ) diminue lorsque le choc s'éloigne de la source explosive. Il est donc possible de conserver le même niveau de convergence numérique pour le calcul du maximum de surpression avec des mailles plus grandes lorsqu'on s'éloigne de la source. Un critère temporel peut être utilisé pour décider de regrouper (d'un niveau par exemple) les mailles. Ce critère correspond à un certain instant au-delà duquel, à charge donnée, l'onde est supposée suffisamment éloignée de la source pour que le suivi de l'onde avec des mailles plus grandes qu'au voisinage de la source assure le même niveau de convergence numérique, figure 56.

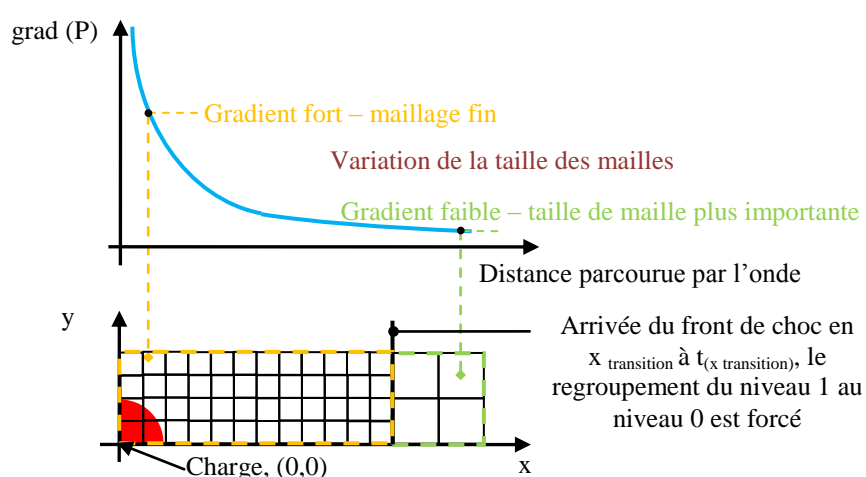


Figure 56 : Variation de la taille des mailles en fonction du temps

## 2.4 Etude de l'effet axisymétrique

Les paragraphes, qui suivent, présentent les résultats d'une étude comparative des simulations en géométrie 2D-axisymétrique et en géométrie 3D (étude de l'effet axisymétrique). Cette étude est appliquée à un cas 3D expérimenté lors de l'étude préliminaire du projet ANR BARPPRO (Eveillard (2010)).

L'étude paramétrique est réalisée en géométrie 2D-axisymétrique. L'utilisation d'un domaine en géométrie 2D-axisymétrique au lieu d'un domaine en géométrie 3D est une approximation qui peut induire des différences entre les résultats de simulation par un effet de compression de l'onde de choc avec le merlon autour de l'axe de révolution. En effet avec cette approche, le merlon « présenté » est droit alors que le merlon simulé en géométrie 2D-axisymétrique est torique de révolution autour de l'axe de la charge perpendiculaire à la table. L'intérêt de travailler en géométrie 2D-axisymétrique est qu'il est possible de travailler sur des maillages plus convergés, appelé maillage « fin ». Dans le cas d'une étude en géométrie 3D, l'utilisation d'un maillage aussi « fin » est difficilement réalisable, temps de calcul rédhibitoire ou dépassement des capacités du couple machine-code. Le maillage est donc dégradé et le calcul est réalisé sur un maillage moins convergé numériquement, dit maillage « grossier ».

L'objectif de cette étude comparative est d'évaluer la marge d'erreur entre les résultats obtenus par ces deux approches géométriques, géométrie 2D-axisymétrique et géométrie 3D, à partir d'une configuration expérimentée lors de l'étude préliminaire du projet ANR BARPPRO (Eveillard (2010)) et donc de pouvoir quantifier les écarts.

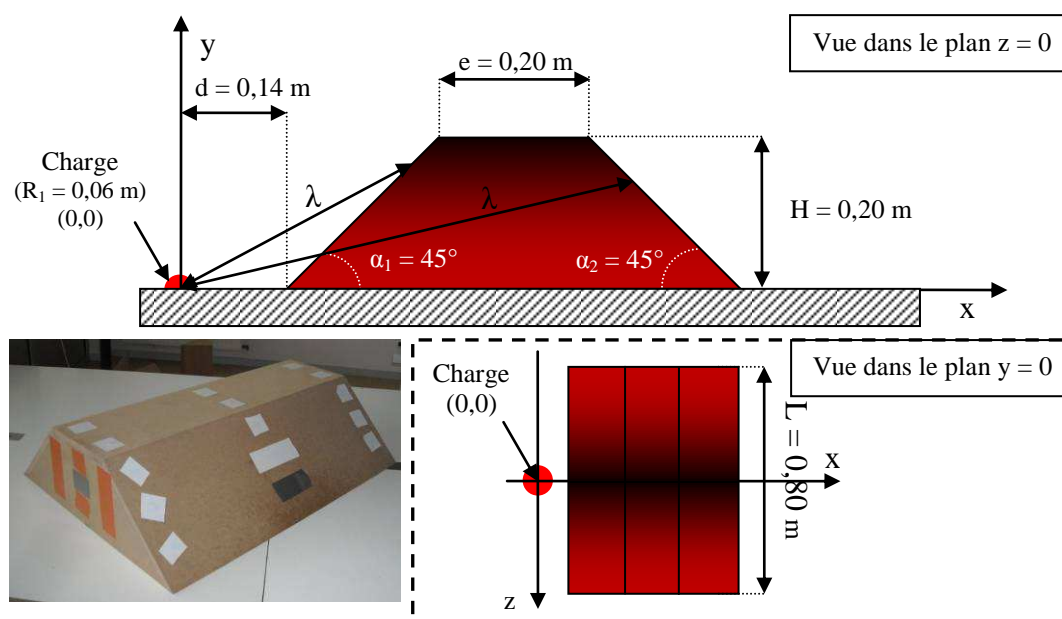


Figure 57 : Dimensions du merlon de l'étude préliminaire du projet ANR BARPPRO

La figure 57 présente les dimensions de la configuration expérimentée pour une charge gazeuse hémisphérique (propane-oxygène à la stœchiométrie) d'un rayon de 0,06 m ( $E_1 = 13,75 \cdot 10^{-3}$  MJ). La distance en vue directe de la charge représente la distance entre le centre de la charge et le point d'observation placé sur la barrière de protection (distance qui peut être ensuite exprimée en échelle réduite ( $\lambda$  en  $m/MJ^{1/3}$ )).

#### 2.4.1 Présentation des domaines d'étude

Pour analyser les effets d'une modélisation entre une géométrie 2D-axisymétrique et une géométrie 3D, cette étude compare 5 cas de calculs (figure 58) :

- n°1, domaine en géométrie 2D-axisymétrique « fin » (étude du profil trapézoïdal du merlon et analyse des écarts entre les résultats issus de la simulation numérique et les données expérimentales) ; le merlon, de révolution autour de l'axe axisymétrique Oy, est donc torique,
- n°2, domaine en géométrie 2D-axisymétrique « grossier [a] » (comparaison avec les cas en géométrie 3D pour des conditions de calculs équivalentes), merlon également torique,
- n°3, domaine en géométrie 3D construit par révolution du 2D autour de l'axe de symétrie, maillage « grossier [a] » (configuration équivalente au 2D-axisymétrique pour un domaine 3D), merlon 3D torique par construction,
- n°4, domaine en géométrie 3D merlon infini, maillage « grossier [a] » (configuration ne tenant pas compte des ondes de contournement), merlon droit de grande longueur assimilable à une longueur infinie,
- n°5, domaine en géométrie 3D merlon expérimenté, « grossier [a] » (configuration identique au merlon expérimenté), merlon droit géométriquement égal à celui expérimenté.

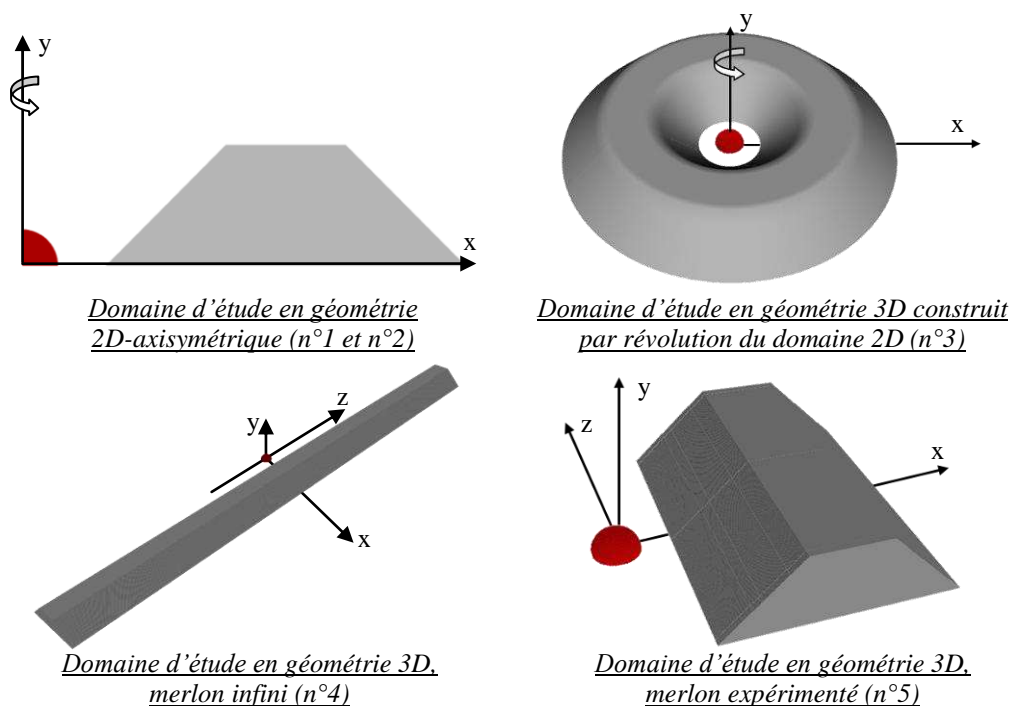


Figure 58 : Présentation des domaines étudiés

Cette étude comparative utilise deux tailles d'arête de mailles : maillage « fin », avec des mailles de 0,2 mm, soit  $0,8 \text{ mm/MJ}^{1/3}$  au passage de l'onde de choc et un maillage « grossier [a] », avec une taille d'arête de mailles de 4,4 mm, soit  $18,4 \text{ mm/MJ}^{1/3}$ .

#### **2.4.2 Comparaison des résultats des différents domaines**

L'analyse des différents capteurs placés sur le parcours de l'onde choc permettent d'analyser l'impact de l'approche géométrique sur les résultats de simulation numérique en fonction des phénomènes physiques présents dans la zone d'intérêt tout en ayant une référence quantitative grâce aux mesures.

- *Analyse des capteurs placés en amont de la barrière*

Les capteurs placés en amont de l'obstacle permettent d'observer le passage de l'onde incidente (champ libre) puis de l'onde réfléchi sur la face avant de la barrière de protection, figure 59. Pour le capteur placé à 0,103 m du centre de la charge (soit  $0,43 \text{ m/MJ}^{1/3}$ ), les calculs pour un maillage « grossier [a] » sous-estiment de - 34% le maximum de surpression par rapport à un calcul plus fin. Ce dernier ne présente que 3% d'écart avec la mesure expérimentale. Le maximum de surpression obtenu en géométrie 2D-axisymétrique est proche des résultats issus des géométries 3D pour les mêmes conditions physico-numérique de calcul (maillage « grossier [a] », écart de  $\approx 1 - 2\%$  imputable à l'anisotropie<sup>7</sup>).

<sup>7</sup> Une étude de l'anisotropie sur le code de calcul HERA a été réalisée. Les résultats de cette étude indiquent un écart de maximum 2-3% pour une approche en géométrie 2D-axisymétrique avec un maillage « fin » et « grossier [a] ». L'écart est légèrement plus important en géométrie 3D avec une variation au maximum de 7% pour le maillage « grossier [a] ».

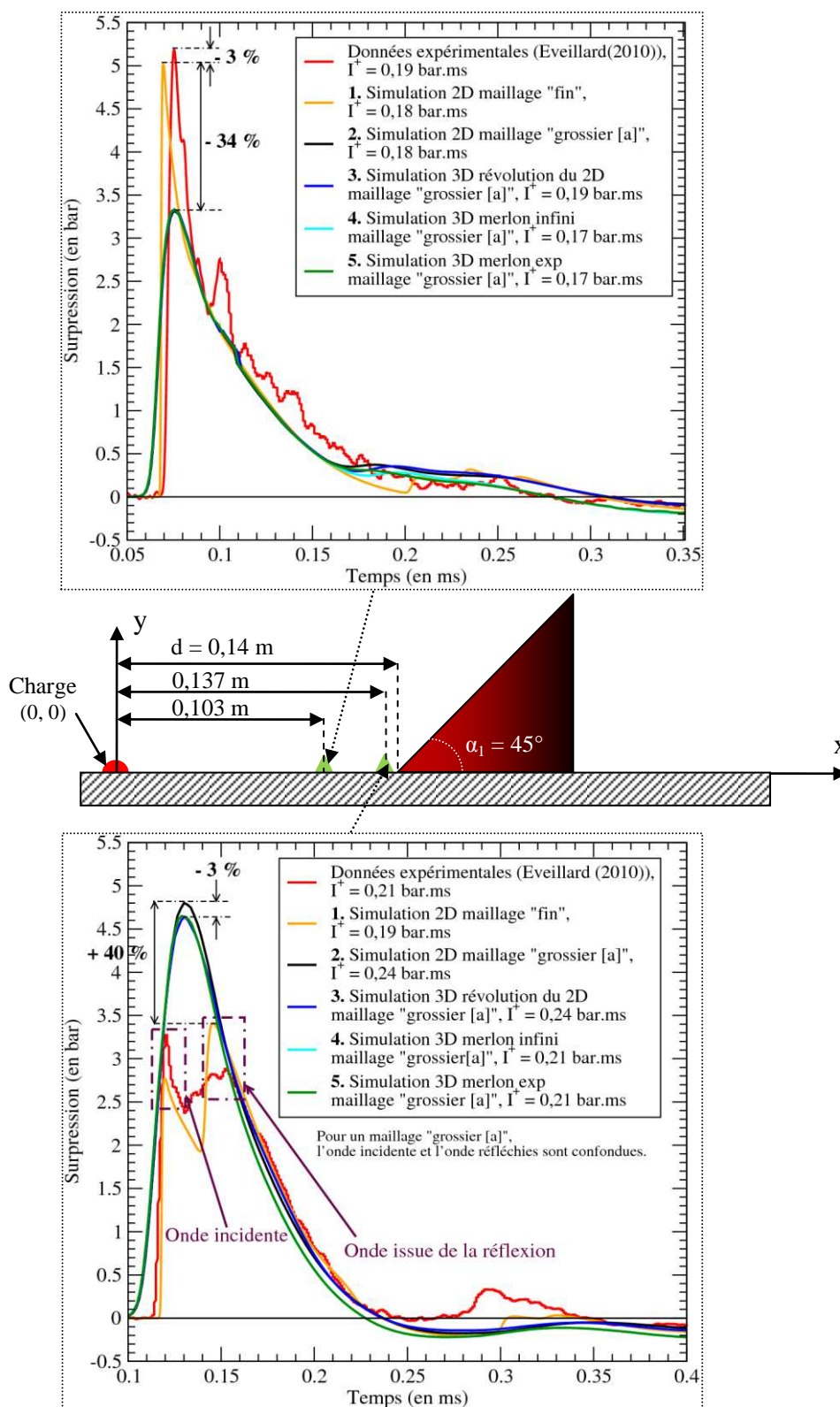


Figure 59 : Profils de surpression pour les capteurs placés en amont du merlon

Pour le capteur situé à 0,137 m (soit  $0,57 \text{ m/MJ}^{1/3}$ ), le maillage « grossier [a] » ne permet pas de faire la distinction entre l'onde incidente et l'onde réfléchiée (capteur très proche de la structure). Les deux ondes sont confondues, une seule valeur du maximum de surpression est alors mise en évidence. Cette valeur est logiquement plus forte que chacune de celles attendues sur le maximum de surpression de l'onde incidente et de l'onde réfléchiée



puisque la taille de mailles employée induit la fusion de ces deux ondes. La différence entre la géométrie 2D-axisymétrique et la géométrie 3D est faible en amont de la barrière avec un intervalle de - 3% à + 0,6% pour le maximum de surpression (domaine n°5). Les écarts entre les différents domaines pour le maximum de surpression et l'impulsion positive sont présentés dans le tableau 21.

Capteurs placés en amont du merlon	Capteur à 0,103 m		Capteur à 0,137 m	
Caractéristiques	$\Delta P^+$ (en bar)	$I^+$ (en bar.ms)	$\Delta P^+$ (en bar)	$I^+$ (en bar.ms)
Données expérimentales	5,18	0,19	3,27	0,21
n°1. 2D-axisymétrique maillage « fin » (% par rapport aux données expérimentales)	5,01 - 3%	0,18 - 5%	3,41 + 3%	0,19 - 10%
n°2. 2D-axisymétrique maillage « grossier [a] » (% par rapport 2D « fin »)	3,31 - 34%	0,18 identique	4,80 + 40%	0,24 + 26%
Les nouvelles valeurs de références sont les résultats de la géométrie 2D-axisymétrique « grossier [a] »				
n°3. Révolution 3D du 2D maillage « grossier [a] » (% par rapport 2D)	3,32 + 0,3%	0,19 + 5%	4,64 - 3%	0,24 Identique
n°4. 3D merlon infini maillage « grossier [a] » (% par rapport 2D)	3,33 + 0,6%	0,17 - 6%	4,65 - 3%	0,21 - 12,5%
n°5. 3D merlon expérimenté maillage « grossier [a] » (% par rapport 2D)	3,33 + 0,6%	0,17 - 6%	4,65 - 3%	0,21 - 12,5%

Tableau 21 : Ecarts sur le maximum de surpression et d'impulsion positive entre les domaines pour les premiers points de mesures placés en amont du merlon

Pour cette région située en amont du merlon, l'approche en géométrie 2D-axisymétrique « fin » est suffisante et permet d'assurer la restitution des données expérimentales.

- *Analyse de l'écart pour le phénomène de réflexion sur la face avant*

Les données expérimentales ne sont malheureusement pas exploitables pour les capteurs situés sur la face avant de l'obstacle. En effet après analyse des signaux mesurés, il s'est avéré que ceux-ci ont été perturbés par des réflexions multiples internes au merlon, celui-ci jouant le rôle de caisse de résonance<sup>8</sup>. A la place des mesures, des valeurs issues de la littérature seront donc utilisées pour valider les calculs. Ces estimations du maximum de surpression réfléchie issues des abaques sont obtenues à partir du nombre de Mach de l'onde incidente ( $M_i$ , valeur issue de la littérature) et de l'angle d'incidence ( $\beta$ ) (voir § 1.3.1.6). L'onde incidente issue de la détonation de la charge explosive subit un phénomène de réflexion le long de la face avant du merlon. Ce phénomène physique conduit à un passage d'une Réflexion Régulière vers une Réflexion de Mach (RR  $\rightarrow$  RM). Le point de mesure est placé sur la face avant à une distance en vue directe de la charge de 0,35 m, soit  $1,46 \text{ m/MJ}^{1/3}$ , figure 60.

Le maximum de surpression obtenu en géométrie 2D-axisymétrique pour un maillage « fin » se situe dans l'incertitude bibliographique (TM5-1300 (2008) avec une surestimation de 3,3% et Brode (1968) avec une sous-estimation de 3,2%). Pour les domaines traités en géométrie 3D avec le merlon expérimenté et le merlon infini, la valeur du maximum de surpression est identique.

<sup>8</sup> Par la suite, une mousse et plusieurs sacs de sable sont placés dans la structure afin d'éviter la présence de réflexions multiples internes à la structure creuse qui perturbent la mesure pour les capteurs placés sur les surfaces du merlon. La fixation des capteurs sur la structure est également renforcée afin d'éviter tout mouvement du capteur sous l'effet de l'impact de l'onde de choc.

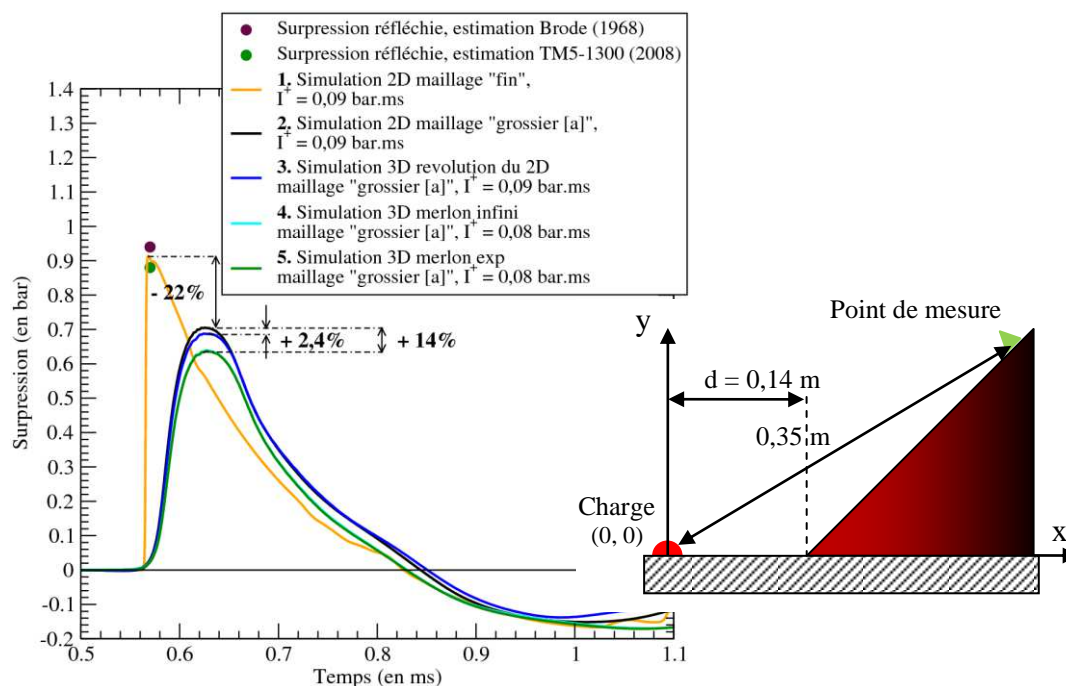


Figure 60 : Profils de surpression au niveau du capteur placé sur la face avant du merlon

Ces deux géométries de merlon se distinguent par la prise en compte de l'effet de contournement sur les côté latéraux du merlon. L'écart pour le maximum de surpression réfléchie est de + 14% par rapport au domaine en géométrie 2D-axisymétrique avec les mêmes conditions physico-numériques. A cette distance de la charge, et sur le merlon, la non prise en compte exacte de la géométrie du merlon, torique au lieu de droit, induit une surestimation du maximum de surpression de 14%. L'évolution du maximum de surpression réfléchie le long de la paroi est présentée sur la figure 61-a.

L'extraction pour le maillage « grossier [a] » et « fin » est effectuée à 0,005 m, soit  $0,021 \text{ m/MJ}^{1/3}$ , de la paroi pour limiter le bruit numérique induit par le traitement actuel des mailles mixtes<sup>9</sup>. Les capteurs pour la géométrie 2D-axisymétrique « fin » sont placés à 1 mm de la paroi afin d'assurer la restitution de l'expérience. L'évolution du maximum de surpression réfléchie permet de mettre en évidence les différences entre les approches :

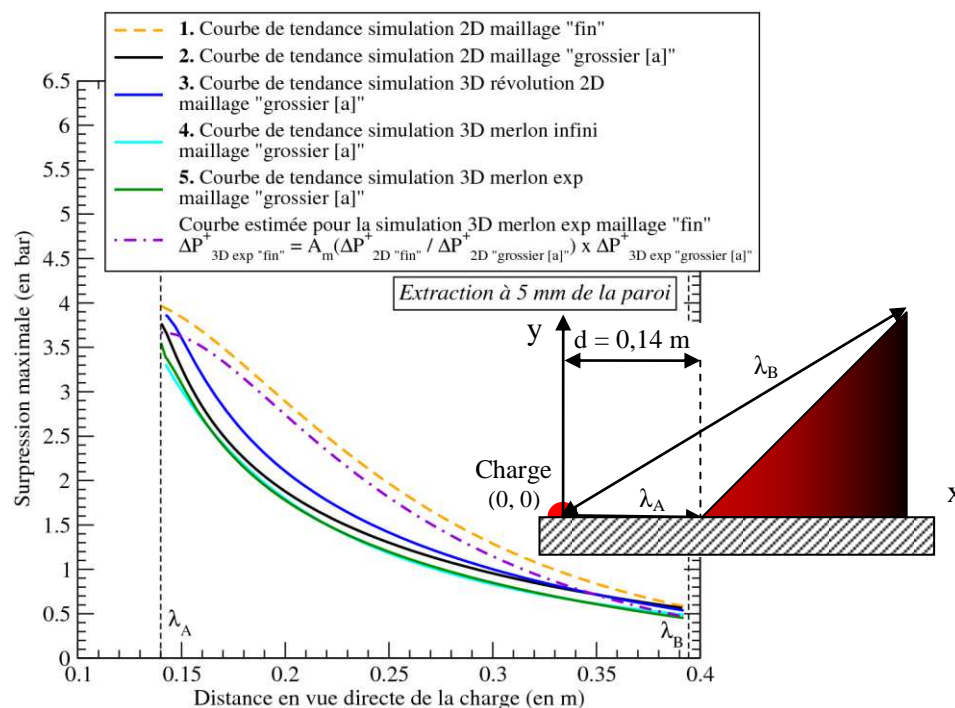
- à maillage « grossier [a] » donné, décalage de +/- 5% entre la géométrie en 2D-axisymétrique et celle de révolution 3D du 2D (cette différence décroît logiquement le long de la surface).
- l'évolution est identique entre le merlon expérimenté (courbe en vert) et le merlon infini (courbe en turquoise) (seul l'effet des ondes de contournement peut induire une différence entre ces deux configurations).
- L'écart entre le domaine en géométrie 2D-axisymétrique et le domaine en géométrie 3D est de + 8% au pied de la face avant du merlon, à + 25% au sommet de la surface. L'augmentation de la différence entre les deux domaines est la conséquence de l'effet de

<sup>9</sup> Maille mixte : élément de discrétisation qui comprend plus d'un matériau ; nécessite un traitement numérique spécifique par le code de calcul.

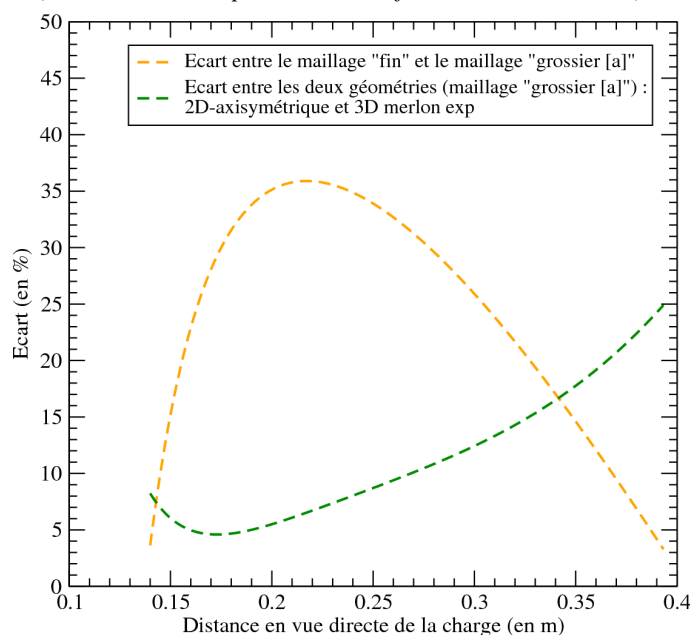
Dans le cadre de ces travaux de thèse, ce traitement est réalisé par une pondération sur la pression (P) et le volume (V) en fonction de la fraction de présence des matériaux dans la maille mixte.

La structure est considérée comme un matériau indéformable. Ce matériau possède une masse volumique importante ( $10^{50} \text{ kg/m}^3$ ), soit une impédance qui peut être considérée comme quasi-infinie, et la vitesse (u) est imposée nulle à chaque pas de temps.

compression en géométrie en 2D-axisymétrique (confinement local sur l'axe de révolution, effet « canon »).



a) maximum de surpression sur la face avant du merlon (extraction à 5 mm de la paroi)



b) évolution des écarts le long de la face avant du merlon entre les deux approches géométriques et les deux tailles de mailles utilisées

Figure 61 : Evolution du maximum de surpression réfléchi le long de la face avant du merlon

Pour cette partie du domaine, l'approximation en géométrie 2D-axisymétrique est valable, avec seulement 25% d'écart (figure 61-b). Une estimation précise des valeurs attendues impose l'emploi d'un maillage fin, un maillage « trop grossier » induit en effet un écart important (supérieur à 25%) par un défaut de convergence numérique.

- *Analyse de l'écart lors de la détente sur le sommet*

Le point de mesure placé sur le sommet de la barrière de protection permet d'analyser le phénomène de détente du pied de Mach issu de la réflexion sur la face avant du merlon, figure 62. Ce point de mesure n'est pas affecté par les réflexions multiples internes à la structure creuse.

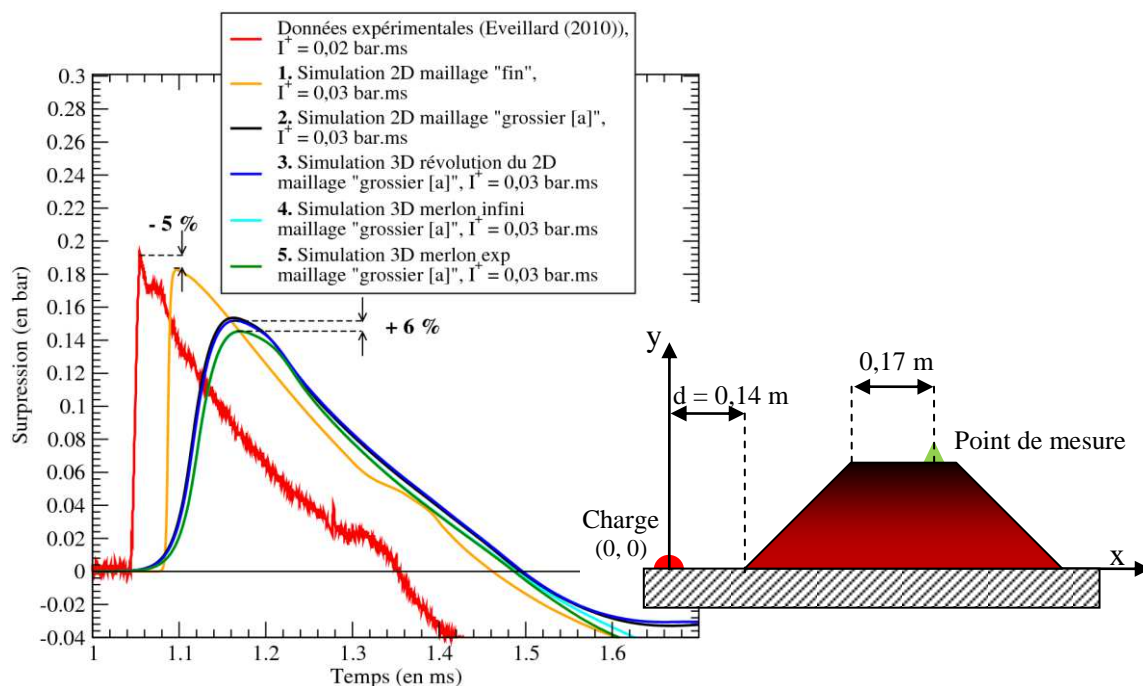


Figure 62 : Profils de surpression au niveau du capteur sur le sommet du merlon

Pour ce capteur placé au sommet du merlon, il est possible de constater une dispersion de 6% entre les calculs réalisés pour un maillage « grossier [a] » que la forme du merlon soit torique ou bien celle réellement expérimentée. La mise en œuvre d'un maillage « fin » en géométrie 2D-axisymétrique permet une convergence numérique satisfaisante avec un écart inférieur de 5% par rapport à la mesure. Pour une même approche, géométrie 2D-axisymétrique, l'écart entre les deux tailles de mailles utilisées (maillage « fin » et maillage « grossier [a] ») est de 17%. Il est donc préférable de calculer en géométrie 2D-axisymétrique « fin » qu'en géométrie 3D « grossier [a] » en choisissant un meilleur niveau de convergence numérique plutôt que la géométrie exacte du merlon. L'évolution du maximum de surpression tout le long du sommet du merlon permet de distinguer les différences entre les domaines d'étude, figure 63 (extraction à 5 mm de la paroi).

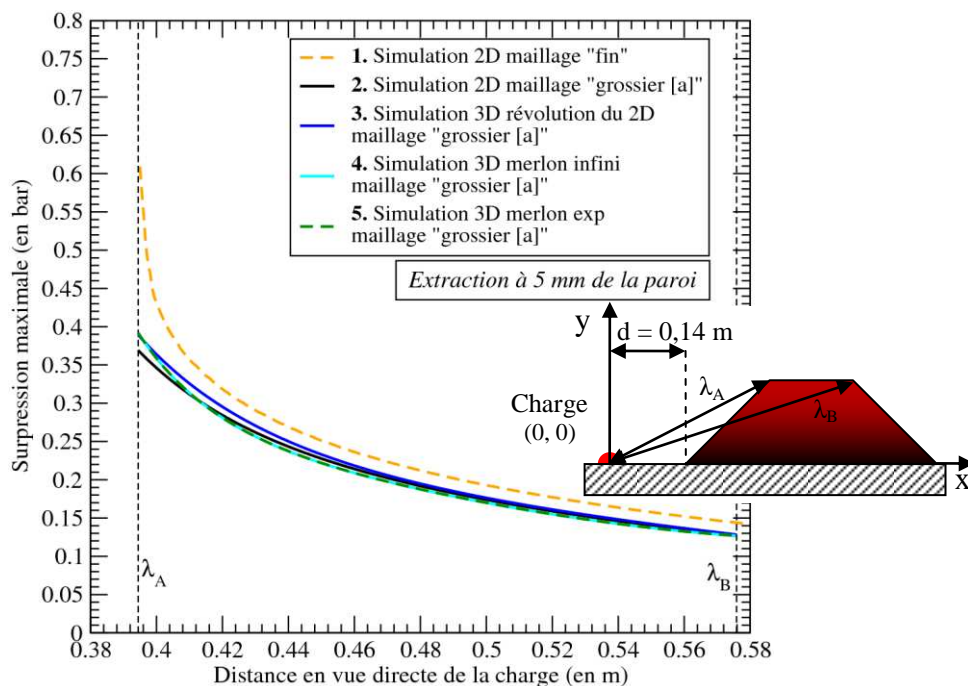


Figure 63 : Evolution du maximum de surpression au sommet du merlon (extraction à 5 mm de la paroi)

Dans cette région, le calcul de la géométrie étudiée dans une configuration en géométrie 3D n'est pas nécessaire. La configuration en géométrie 2D-axisymétrique sur maillage « fin » apporte plus que la prise en compte de la forme réelle du merlon. Elle permet ainsi d'assurer un niveau de convergence numérique satisfaisant et conduit à la restitution de la mesure.

- Analyse de l'écart lors de la détente sur la face arrière

Le profil de surpression issu des données expérimentales et des résultats de simulation numérique pour un capteur placé sur la face arrière du merlon sont présentés sur la figure 64.

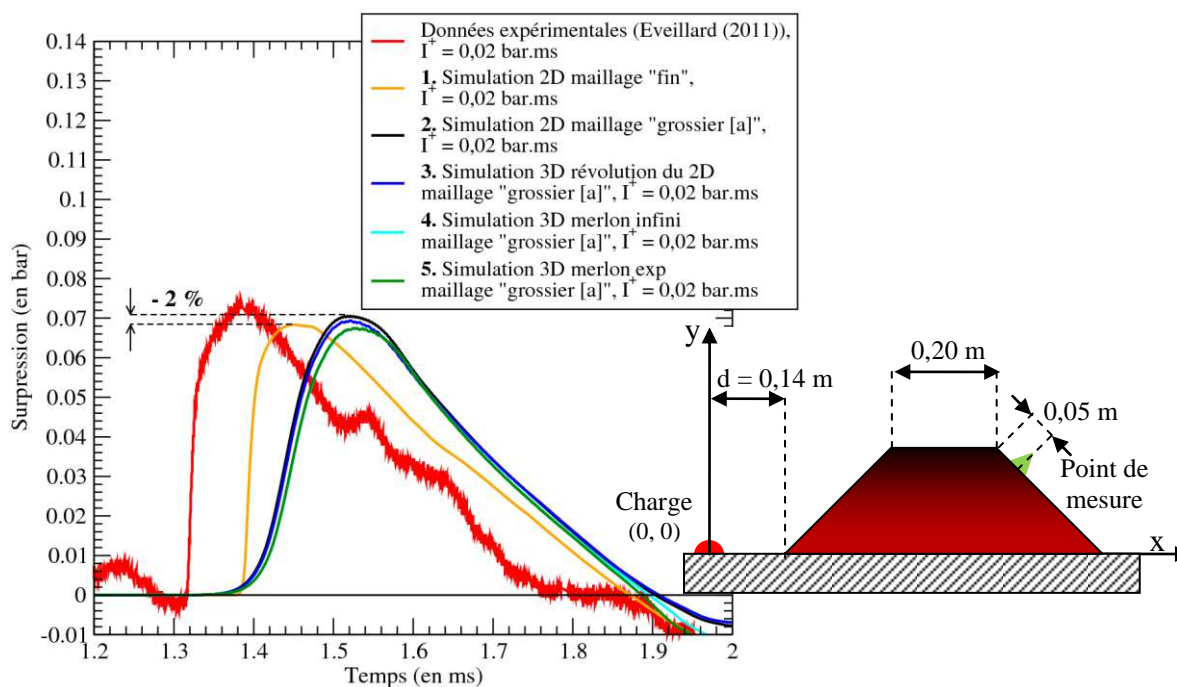


Figure 64 : Profils de surpression au niveau du capteur sur la face arrière

Toutes les configurations (géométrie 2D-axisymétrique et géométrie 3D), et les deux tailles de mailles (« fin » et « grossier [a] ») fournissent des résultats proches de la mesure dans la zone de détente. L'évolution du maximum de surpression le long de la face aval du merlon est présentée sur la figure 65 (extraction à 5 mm de la paroi).

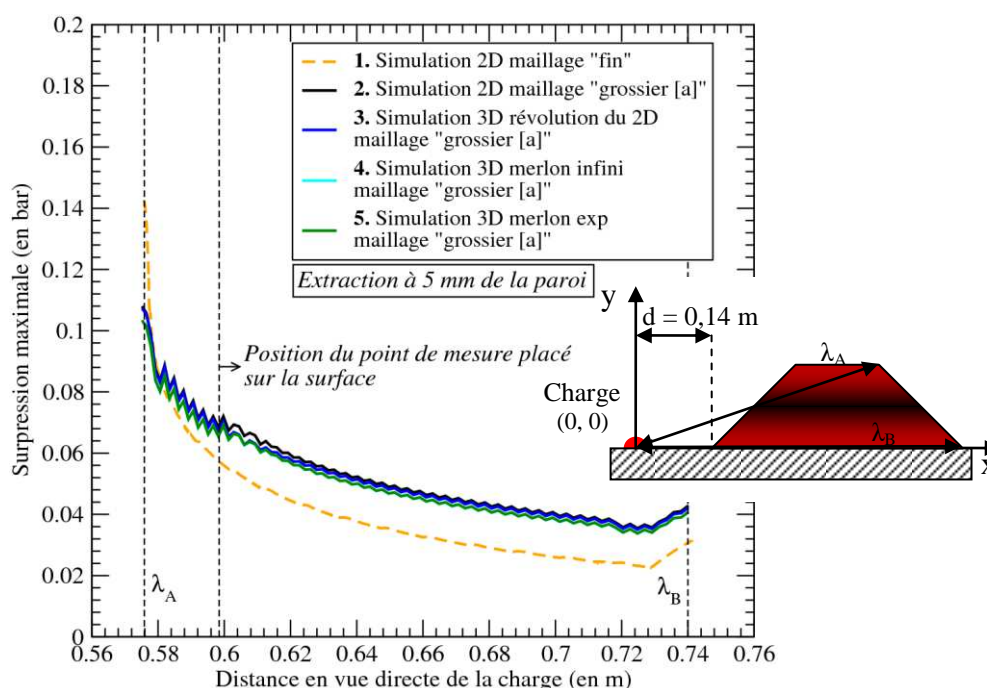


Figure 65 : Evolution du maximum de surpression sur la face arrière (extraction à 5 mm de la paroi)

Les résultats de simulation numérique obtenus pour les différents cas de calcul avec le maillage « grossier [a] » sont quasi-identiques. L'approche en géométrie 2D-axisymétrique (merlon torique) et l'approche en géométrie 3D (merlon réellement expérimenté) conduisent donc aux mêmes résultats, aucun effet de compression propre à l'approche en géométrie 2D-axisymétrique n'est visible dans cette zone.

La mise en œuvre du maillage « grossier [a] » induit une surestimation du maximum de surpression (maximum 46% par rapport au maillage « fin »). Dans cette zone d'intérêt, l'utilisation d'un maillage plus convergé numériquement est donc préférable. L'approche en géométrie 2D-axisymétrique « fin » permet ainsi d'assurer un niveau de convergence numérique satisfaisant et donc la restitution de l'expérience.

- Analyse de l'écart dans la zone d'intérêt du projet ANR BARPPRO : zone protégée

La figure 66 présente les profils de surpression pour deux points de mesure placés en aval du merlon et la figure 67 permet de visualiser l'évolution du maximum de surpression en aval de la barrière de protection. Le maximum de surpression augmente en aval du merlon lors de la réflexion de l'onde sur le sol. L'onde subit dans un premier temps une Réflexion Régulière (RR) avant de passer en Réflexion de Mach (RM).

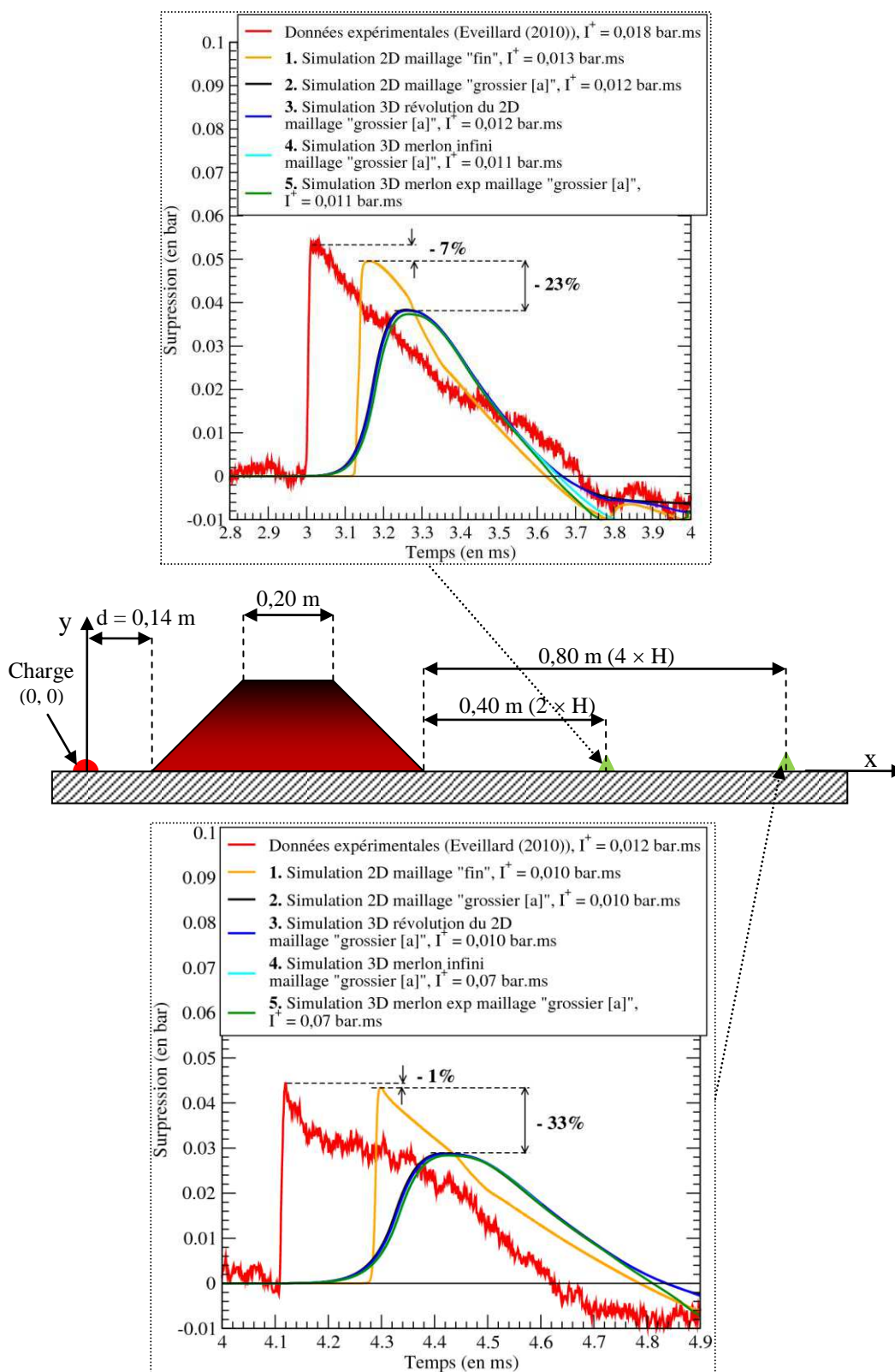


Figure 66 : Profils de surpression au niveau des capteurs placés après le merlon

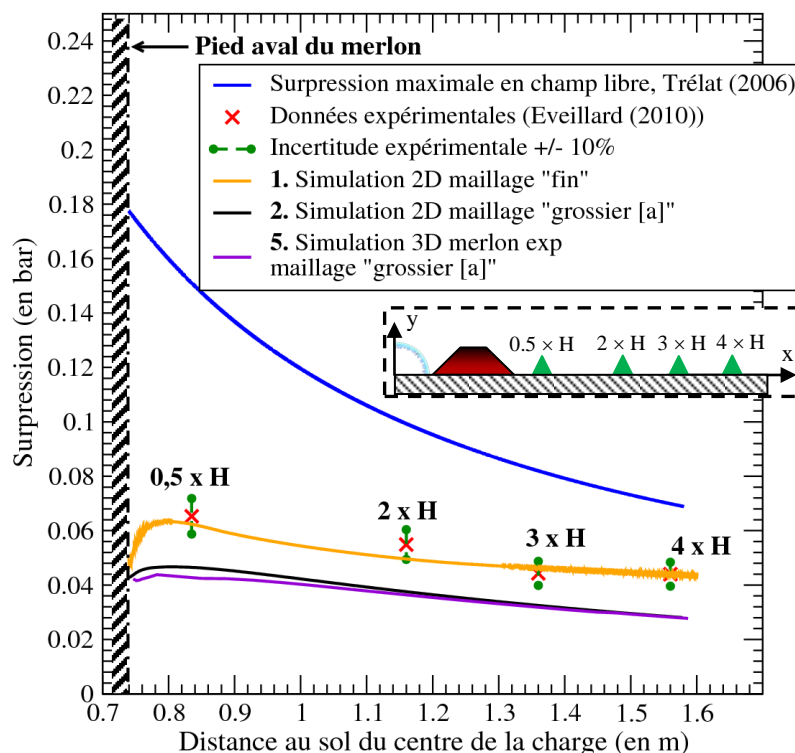


Figure 67 : Evolution du maximum de surpression en aval de la barrière de protection

L'écart entre tous les cas de calculs avec un maillage « grossier [a] » est faible en aval du merlon (inférieur à 1% pour les deux capteurs, figure 66). L'écart entre les données expérimentales et les résultats de simulation numérique obtenus pour l'approche en géométrie 2D-axisymétrique « fin » est au maximum de 7%, il est donc compris dans l'incertitude des mesures. Pour une même approche géométrique donnée, 2D-axisymétrique, l'écart est d'environ 30% entre les maillages « grossier [a] » et « fin ».

Cette région en aval du merlon correspond à la zone d'intérêt du projet ANR BARPPRO. Dans cette zone, dite « zone protégée », l'approche 2D-axisymétrique avec un maillage « fin » pour la géométrie de merlon étudiée est bien plus satisfaisante qu'une approche en géométrie 3D sur un maillage « grossier [a] » qui respecterait totalement la forme du merlon expérimenté. Ce cas de calcul, en géométrie 2D-axisymétrique, permet de restituer l'expérience avec une précision de l'ordre de 10% (intervalle d'incertitude expérimentale).

### 2.4.3 Conclusion de l'étude sur l'effet axisymétrique

Il a été montré que le choix d'une géométrie 2D-axisymétrique induit un effet de compression (effet de confinement autour de l'axe de révolution) par rapport à une géométrie 3D. Cet effet se traduit par un écart entre les résultats qui évolue en fonction de la distance à la charge, de la position de l'obstacle et enfin de la phénoménologie présente dans la zone étudiée, figure 68.



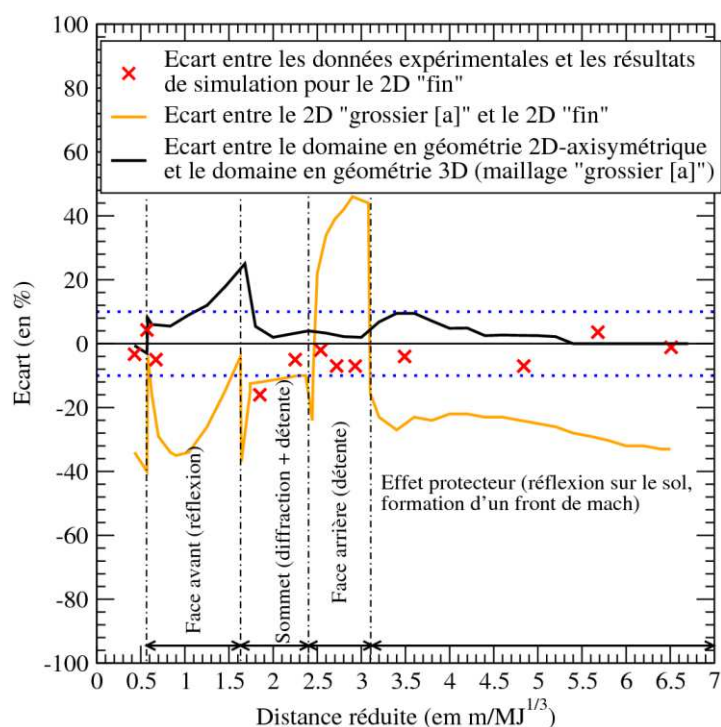


Figure 68 : Evolution de l'écart entre les différents domaines

La figure 68 montre clairement que la simulation de cette expérience peut s'effectuer en géométrie 2D-axisymétrique sur un maillage « fin » ( $0,8 \text{ mm/MJ}^{1/3}$ ) en considérant une précision globale des simulations de l'ordre de 10% dans la zone d'intérêt (zone dite « protégée »).

Cette étude a permis d'estimer les conditions de discrétisation à mettre en œuvre et les régions dans lesquelles l'approche en géométrie 2D-axisymétrique est suffisante pour traiter une configuration 3D. L'étude paramétrique sera ainsi réalisée en géométrie 2D-axisymétrique puisqu'il a été prouvé que ce type d'approche permettait de simuler avec une précision satisfaisante le cas d'un merlon 3D, dans la zone de sillage où seront établis les abaques. Le choix d'une étude en géométrie 2D-axisymétrique permet de réduire le nombre de mailles et donc le temps de calcul par rapport à une étude en géométrie 3D pour des conditions numériques par ailleurs égales, tableau 22. Il est donc possible de se placer dans des conditions de convergence numérique suffisantes des simulations par la mise en œuvre d'un maillage « fin » en géométrie 2D-axisymétrique ( $0,8 \text{ mm/MJ}^{1/3}$ , dont cet exemple). Le temps de calcul demeure ainsi raisonnable et surtout compatible avec l'étude paramétrique à réaliser qui nécessitera plusieurs milliers de simulation.

Domaines	Nombres de mailles	Temps de calcul
2D-axisymétrique « fin »	$20 \cdot 10^6$	4 000 h.cpu
2D-axisymétrique « grossier »	$3 \cdot 10^6$	1,5 h.cpu
3D merlon expérimenté « grossier »	$10 \cdot 10^6$	600 h.cpu

x 400

Tableau 22 : Nombre de mailles et temps de calcul pour les domaines étudiés

La conclusion obtenue dans le cas d'une géométrie particulière de merlon (merlon de l'étude préliminaire du projet ANR BARPPRO, Eveillard (2010)) est étendue (écart de

maximum 10% entre une approche en géométrie 2D-axisymétrique et une géométrie 3D) à toutes les configurations expérimentées lors de la constitution des abaques (étude paramétrique).

L'étude de l'évolution de l'impulsion positive ( $I^+$ ) ne fait pas partie du périmètre du projet ANR BARPPRO. Néanmoins, cette caractéristique mécanique de l'onde de souffle est étudiée lors de la présentation des différents historiques de pression. Le calcul de cette caractéristique ( $I^+$ ) par l'outil de simulation est moins dépendant de la taille de mailles que le calcul du maximum de surpression ( $\Delta P^+$ ) (écart moyen de 20% par rapport aux données expérimentales).

#### **2.4.4 Définition d'un standard de calcul**

Dans le cadre de ces travaux de thèse, les simulations numériques HPC (High Performance Computing) sont réalisées avec le code de calcul HERA sur la plateforme cible TERA 100. L'utilisation d'une approche en géométrie 2D-axisymétrique est privilégiée, sauf mention contraire. En effet, certaines configurations de barrière de protection placées en champ proche de la charge ne peuvent être analysées en géométrie 2D-axisymétrique : effet de compression important imputable à l'approche géométrique. Les calculs en géométrie 2D-axisymétrique « fin » utilisent une taille de maille de  $0,8 \text{ mm/MJ}^{1/3}$  au passage du front de choc. La mise en œuvre de ce maillage permet de se placer dans des conditions de convergence numérique<sup>10</sup>.

L'utilisation d'un maillage « fin » n'est pas toujours possible, notamment en géométrie 3D (limites des ressources machines, temps de restitution trop important,...). Dans ce cas, le maillage sera dégradé et la taille des mailles sera donc plus importante. Ce maillage est donc appelé « grossier ». Un maillage « grossier » induira alors une non convergence numérique qui se traduira par une sous-estimation des résultats de simulation. Afin de garantir un écart inférieur à 30% dans la zone d'intérêt (en aval du merlon), la taille maximale des mailles au passage du front de choc sera limitée à  $18,4 \text{ mm/MJ}^{1/3}$ . Les conditions de discrétisation dégradées mise en œuvre dans ce chapitre 2, et qui sont notées maillage « grossier », seront reconduites, sauf mention contraire, par la suite lorsqu'une configuration ne pourrait pas être simulée en géométrie 2D-axisymétrique « fin ».

---

<sup>10</sup> Convergence numérique : par abus de langage, on appelle une convergence numérique, un résultat qui approche la valeur numériquement convergée (écart de quelques %, inférieur aux incertitudes (expérimentales ou bibliographiques)).



## **Chapitre 3 - Validation de l'outil de simulation sur des configurations élémentaires**

Ce chapitre présente l'étude de configurations élémentaires à petites échelles avec un obstacle en présence d'une charge gazeuse (propane-oxygène à la stœchiométrique). Certaines ont été réalisées pendant la thèse et d'autres sont issues de la littérature. Les données expérimentales sont comparées aux résultats de simulation numérique avec le code HERA. L'analyse de ces données permet d'étudier le couplage des différents phénomènes physiques (réflexion, détente,..., voir diagramme sur la figure 41) en fonction de la forme de la structure. La comparaison des données et des résultats de simulation permet également de valider la façon d'utiliser l'outil de simulation en présentant ses capacités de restitution et donc de prédiction.

La première partie présente l'analyse par simulation numérique des configurations expérimentées par Trélat (2006). Cette partie étudie l'interaction d'une onde de choc avec des obstacles de formes parallélépipédiques et cylindriques. La seconde partie présente l'analyse et la comparaison des données expérimentales issues des essais à petites échelles et des résultats de simulation numérique dans le cadre du projet ANR BARPPRO. Cette partie étudie l'interaction d'une onde de choc avec une barrière de protection en fonction de ses dimensions.

### **3.1 Validation à partir de configurations existantes de la littérature – Trélat (2006)**

Les configurations étudiées dans cette partie sont issues des travaux de thèse de Trélat (2006). L'auteur étudie l'interaction d'une onde de choc issue de la détonation d'une charge gazeuse avec des structures de formes parallélépipédiques et cylindriques. Les paragraphes qui suivent abordent l'analyse de ces configurations et la comparaison entre les données expérimentales de Trélat (2006) et les résultats des simulations numériques.

#### **3.1.1 Configuration champ libre**

Le champ libre correspond à une configuration sans obstacle, l'onde évolue de manière sphérique divergente sans interagir avec une structure. Dans ses travaux, Trélat (2006) a étudié l'évolution du maximum de surpression et d'impulsion positive au cours du temps de la propagation de l'onde aérienne pour la détonation d'une charge de gaz (propane-oxygène à la stœchiométrie). A partir de ses données expérimentales, l'auteur effectue une régression non-linéaire afin d'obtenir une formulation de l'évolution de ces deux indicateurs mécaniques en fonction de la distance réduite  $\lambda$  (en  $\text{m/MJ}^{1/3}$ ). Les formules (10) et (11) (voir § 1.1.3) permettent d'estimer respectivement le maximum de surpression positive ( $\Delta P^+$ ), et la valeur de l'impulsion positive ( $I^+$ ).

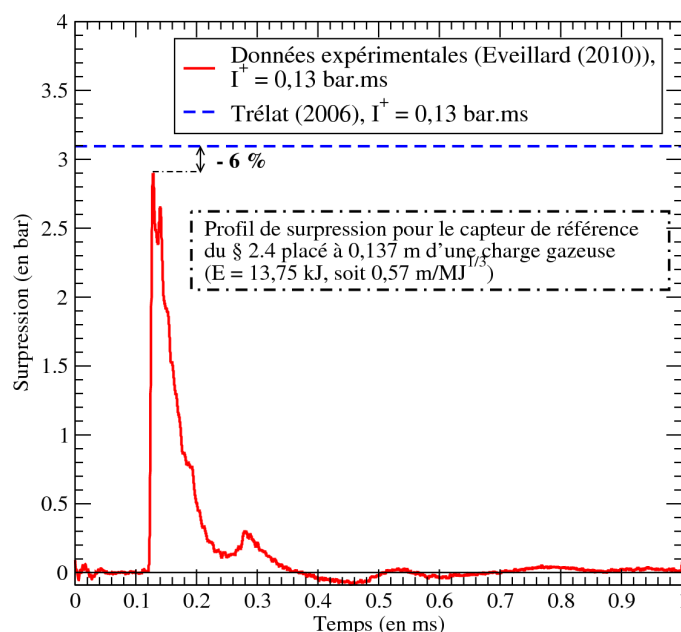


Figure 69 : Profil de surpression de l'étude préliminaire du projet ANR BARPPRO (Eveillard (2010))

Lors de l'étude préliminaire du projet ANR BARPPRO (Eveillard (2010)), ces formules empiriques avaient été confirmées par les données expérimentales avec un écart (à  $0,57 \text{ m/MJ}^{1/3}$ ) de -6% pour le maximum de surpression par rapport à la formule empirique de Trélat (2006) (en accord avec l'incertitude expérimentale). Dans le protocole expérimental établi par Trélat (2006), l'auteur a choisi de placer un capteur de référence (CR1) à 0,10 m (soit  $0,61 \text{ m/MJ}^{1/3}$ ) du centre de la charge, figure 70.

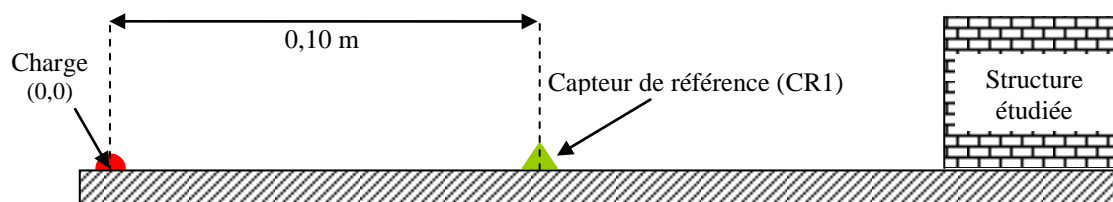


Figure 70 : Représentation du capteur de référence

Ce point de mesure permet de vérifier la bonne reproductibilité des tirs et d'analyser les écarts entre les données expérimentales et la référence bibliographique (les polynômes (10) et (11) de Trélat (2006) qui sont construits à partir de nombreuses mesures en champ libre réalisées par l'auteur).

Les données expérimentales de Trélat (2006), présentées ici, sont extraites des profils de surpression de son mémoire de thèse. Le maximum de surpression ( $\Delta P^+$ ), le temps d'arrivée ( $t_0$ ) et la durée de la phase positive ( $dt^+$ ) sont obtenus à partir des graphiques de Trélat (2006) pour chaque point de mesure. La décroissance de surpression depuis la valeur de crête est estimée avec l'équation de Friedlander (1946), formule (1). Afin de tenir compte de l'impact des phénomènes physiques de diffraction et de détente d'onde de choc (§ 1.3.2) sur la décroissance de la surpression, les mesures réalisées dans des zones sujettes à de fortes détente sont numérisées (Annexe 4).

La figure 71 présente pour le capteur de référence les profils de surpression issus des simulations numériques avec le code de calcul HERA et les données expérimentales obtenues par Trélat (2006). A partir de ces profils de surpression, un intervalle maximal des écarts entre les données expérimentales (Trélat (2006), parallélépipède et cylindre) et le polynôme (10) également issu de Trélat (2006) a pu être établi. Les mesures en (CR1) avec le parallélépipède

et le cylindre devraient donner le même maximum de surpression pour l'onde incidente. Or ces valeurs expérimentales encadrent le polynôme avec un écart de - 17% à + 19%. Il est donc possible de conclure que les mesures de Trélat (2006) sont fiables à environ +/- 20%.

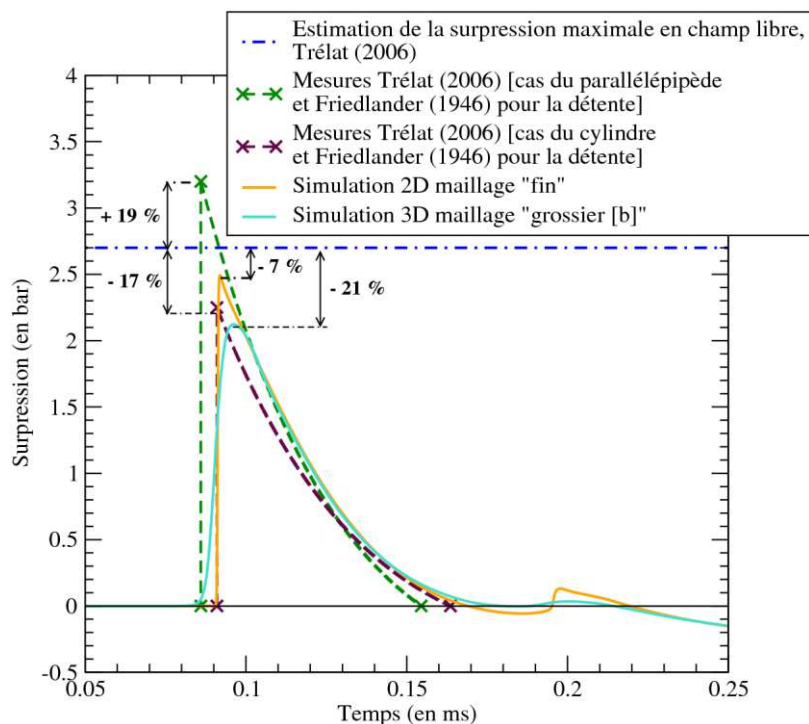


Figure 71 : Profils de surpression pour le capteur de référence (CR1) à 0,1 m du centre de la charge (soit  $0,61 \text{ m/MJ}^{1/3}$ )

Les résultats des simulations numériques avec HERA en géométrie 2D-axisymétrique « fin » sous-estime d'environ 7% la valeur de la surpression maximale prédite par le polynôme de Trélat (2006). La dimension des arêtes des plus petites mailles est de 0,13 mm, soit  $0,8 \text{ mm/MJ}^{1/3}$  au passage de l'onde de choc. Avec ces conditions physico-numériques, les résultats obtenus par simulation se situent dans l'intervalle d'incertitude expérimentale estimé à +/- 20%.

Pour l'étude en géométrie 3D, le maillage a dû être dégradé afin de rendre compatible le cas de simulation avec les moyens de calcul à disposition. La dimension des mailles est de 1,77 mm, soit  $10,8 \text{ mm/MJ}^{1/3}$  au passage du front de choc et pendant la durée de la phase positive. Cela induit une non convergence numérique qui se traduit par une sous-estimation des résultats d'environ 20% par rapport à la formule (10). La restitution de ce point expérimental (CR1, parallélépipède et cylindre) par simulation est préférable en géométrie 2D-axisymétrique « fin » plutôt qu'en géométrie 3D « grossière ».

### 3.1.2 Obstacles étudiés par Trélat (2006)

Cette étude se concentre sur trois configurations étudiées par Trélat (2006) à partir de deux formes d'obstacles : une structure parallélépipédique et un obstacle cylindrique, voir figure 72. Concernant le pavé, dans une configuration, il fait face, selon sa plus grande longueur, à la charge et dans l'autre configuration, il l'est selon sa plus petite longueur.

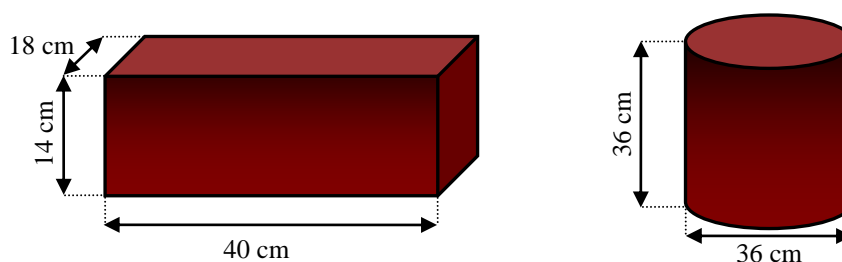


Figure 72 : Présentation des obstacles étudiés

Les configurations expérimentées sont ici modélisées par simulation numérique en appliquant le protocole de calcul en géométrie 2D-axisymétrique et en géométrie 3D dans le cas du parallélépipède et du cylindre. Les configurations étudiées sont présentées sur la figure 73 et décrites dans le tableau 23. Les obstacles sont considérés comme infiniment rigides.

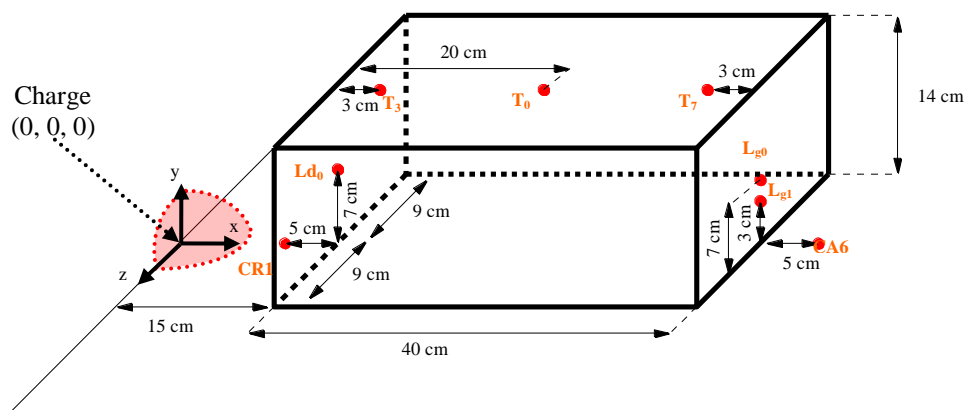
Configurations étudiées	Rayon de la charge de gaz (en m) (propane-oxygène à la stœchiométrie)	Distance entre le centre de la charge et le bord de l'obstacle (en m)	Hauteur de l'obstacle (en m)	Largeur de l'obstacle (en m)	Longueur de l'obstacle face à l'explosion (en m)
1	Champ libre déjà présentée au § 3.1.1				
2 – pavé 1	0,041 (E = 4,4 kJ)	0,15	0,14	0,40	0,18
3 – pavé 2	0,041 (E = 4,4 kJ)	0,16	0,14	0,18	0,40
4 – cylindre	0,041 (E = 4,4 kJ)	0,12	0,36	0,36	0,57

Tableau 23 : Configurations étudiées par Trélat (2006)

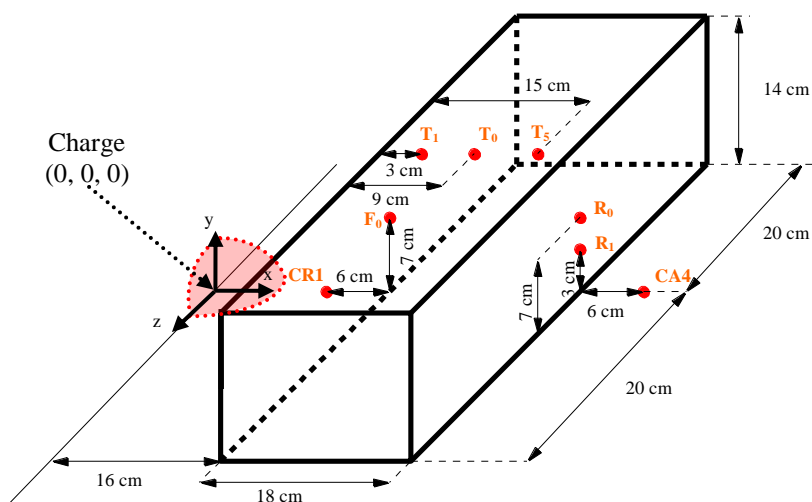
Le tableau 24 présente les tailles de mailles utilisées lors de l'étude des trois configurations de Trélat (2006). Les simulations numériques en géométrie 2D-axisymétrique « fin » respectent le standard de calcul défini précédemment (0,13 mm, soit  $0,8 \text{ mm/MJ}^{1/3}$  pour les arêtes des mailles). La mise en œuvre de ce maillage permet de se placer dans les conditions de convergence numérique satisfaisante. L'étude des ondes de contournement autour du cylindre et du parallélépipède nécessite l'utilisation d'une approche en géométrie 3D. Pour cette approche géométrique tridimensionnelle, la dimension des arêtes des mailles est fixée à 1,77 mm au passage du front de choc (soit  $10,8 \text{ mm/MJ}^{1/3}$ ). Cette taille de maille (maillage « grossier [b] ») est plus petite que la taille limite définie précédemment et notée maillage « grossier [a] ».

Configurations étudiées	Energie de la charge de gaz (en MJ)	Type de maillage	
		« fin », arêtes de mailles de 0,13 mm (standard, soit $0,80 \text{ mm/MJ}^{1/3}$ )	« grossier [b] », arêtes de mailles de 1,77 mm (soit $10,8 \text{ mm/MJ}^{1/3}$ )
1 – capteur CR1	$4,4 \cdot 10^{-3}$	Géométrie 2D-axisymétrique « fin »	Géométrie 3D « grossier [b] »
2 – pavé 1		Géométrie 2D-axisymétrique « fin »	Géométrie 2D-axisymétrique et géométrie 3D « grossier [b] »
3 – pavé 2		Géométrie 2D-axisymétrique « fin »	Non calculé
4 – cylindre		Géométrie 2D-axisymétrique « fin »	Géométrie 3D « grossier [b] »

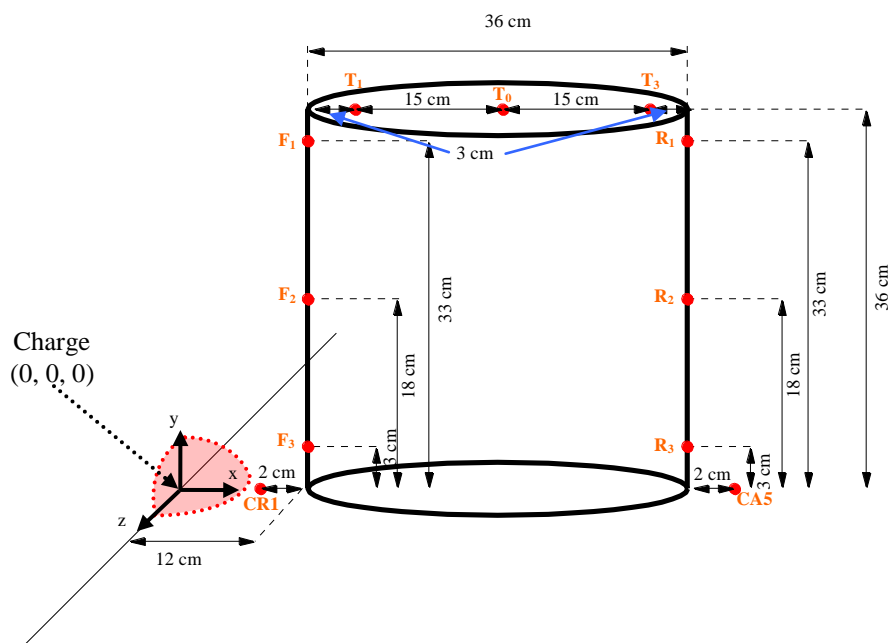
Tableau 24 : Etude des configurations de Trélat (2006)



a) configuration 2



b) configuration 3



c) configuration 4

Figure 73 : Présentations schématiques des configurations étudiées



### 3.1.3 Configurations en présence d'un parallélépipède

Les configurations 2 et 3 utilisent la même forme d'obstacle, un parallélépipède. Les phénoménologies présentes lors de l'interaction de l'onde de choc avec ce type de structure sont de même type pour ces deux configurations (réflexions, diffractions et détentes,...). Cependant, leur évolution et leur prédominance sont différentes du fait des orientations différentes : plus grande longueur du parallélépipède en face ou non de la charge explosive. Une étude en géométrie 2D-axisymétrique dans l'axe de la charge est réalisée pour étudier, avant de possibles effets de contournement, les premières interactions de l'onde incidente avec l'obstacle : réflexion sur la face avant, diffraction et détente sur le sommet et en aval de la structure, figure 74.

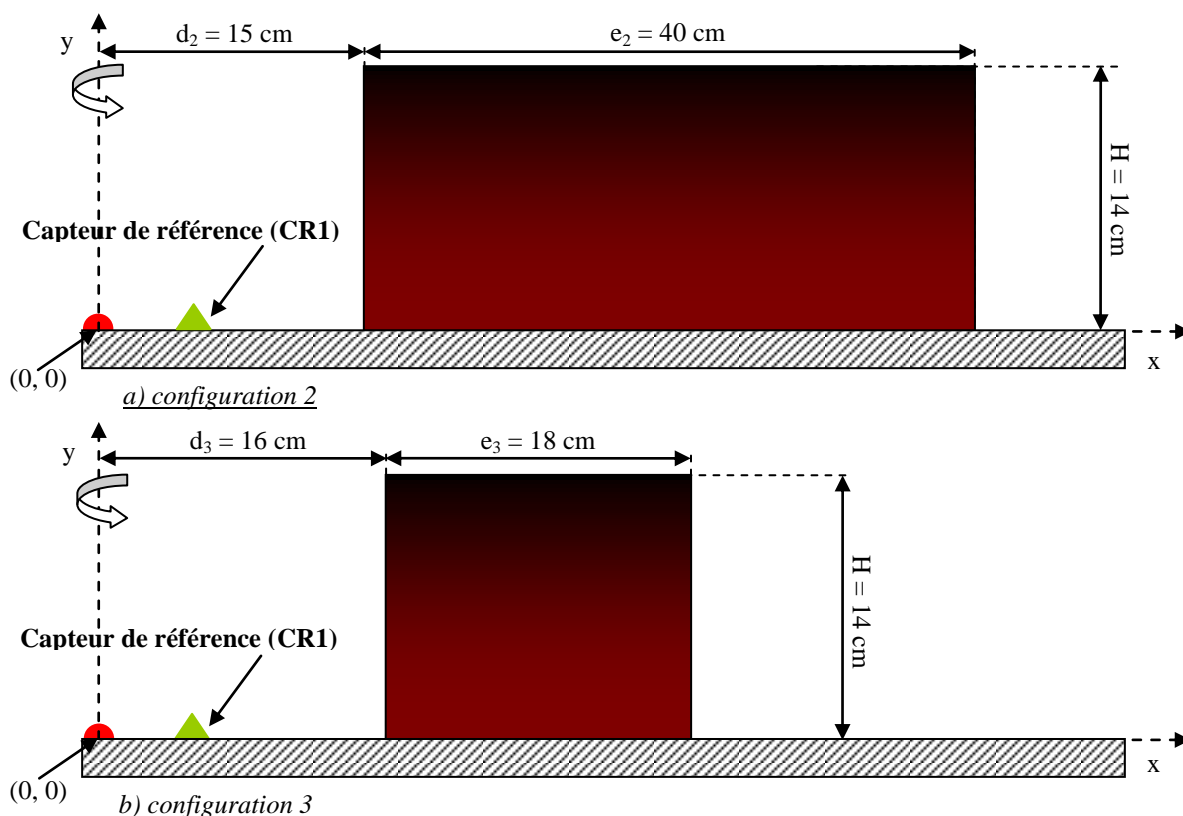


Figure 74 : Représentations schématiques des domaines étudiés en géométrie 2D-axisymétrique

Les profils de surpression des capteurs de référence permettent de mettre en évidence la première différence entre les deux configurations.

Dans la configuration 2, le parallélépipède est un peu plus proche de la charge explosive que dans la configuration 3 ( $d_3 > d_2$ , de 7%). Cette différence est évidemment visible sur les résultats de simulation au moment du passage de l'onde réfléchie sur l'obstacle au niveau du capteur de référence, figure 75. Un décalage chronométrique de 0,045 ms est en effet observé entre les deux configurations ainsi qu'une différence de surpression d'environ - 9% sur la configuration 2.

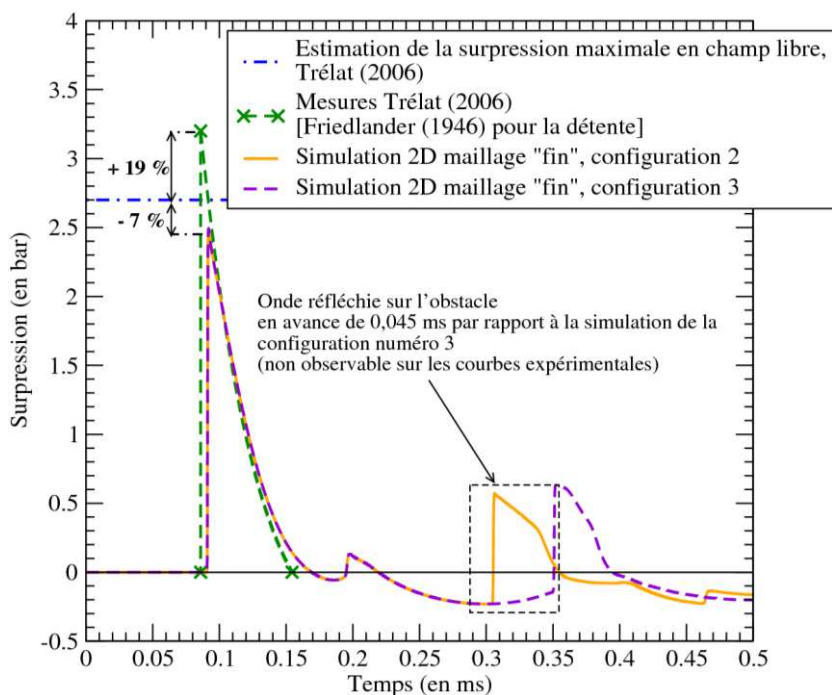


Figure 75 : Profils de surpression au niveau du capteur de référence (CR1) pour les configurations 2 et 3

### 3.1.3.1 Etude de la réflexion sur la face avant

Par construction géométrique, le régime de réflexion sur la face avant est identique entre les deux configurations étudiées, à savoir une réflexion régulière (voir figure 76).

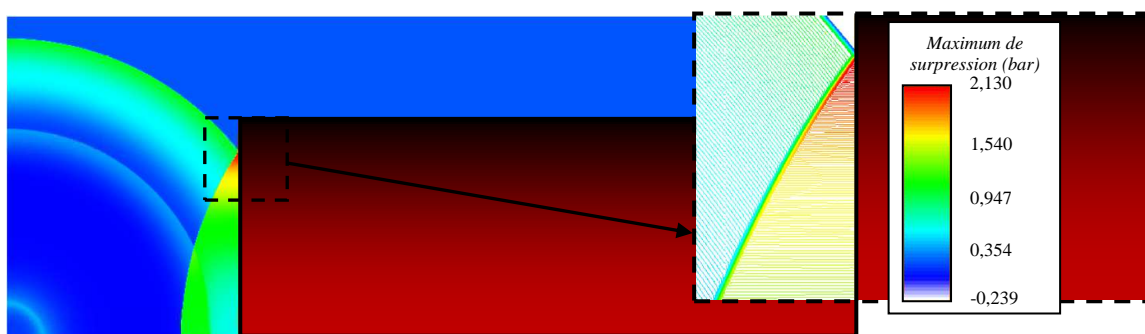


Figure 76 : Réflexion régulière sur la face avant de l'obstacle (configuration 2,  $t = 0,28$  ms)

Pour la configuration 2, un décalage inférieur à 5% entre les résultats issus des simulations numériques et les valeurs estimées avec le TM5-1300 (2008) est observé, figure 77-a. Ces estimations du maximum de surpression réfléchie issues de l'abaque sont obtenues à partir du nombre de Mach de l'onde incidente ( $M_i$ , formules (10) et (73)) et de l'angle d'incidence ( $\beta$ ) (voir § 1.3.1.6). Pour la configuration 3, l'évolution de la surpression réfléchie sur la face avant de l'obstacle permet d'observer une augmentation du maximum de surpression juste avant le sommet, figure 77-b. Cette zone semble être une transition entre une réflexion régulière et la formation d'un pied de Mach (TRM : transition vers une réflexion de Mach, apparition d'un « fort » point de compression au niveau de la paroi). Cette hypothèse est confortée par la formule simplifiée de Kinney (1985) (relation (83)) sur les régimes de réflexion. En effet à partir de 0,134 m du sol le long de la paroi ( $1,23 \text{ m/MJ}^{1/3}$ ), l'angle limite des  $40^\circ$  est dépassé, mais le nombre de Mach reste inférieur à 2,48 pour passer en réflexion de Mach, tableau 25. Au sommet de l'obstacle l'angle atteint les  $41^\circ$  et le nombre de Mach incident est de 1,27, très proche de la limite entre une réflexion régulière et une réflexion de

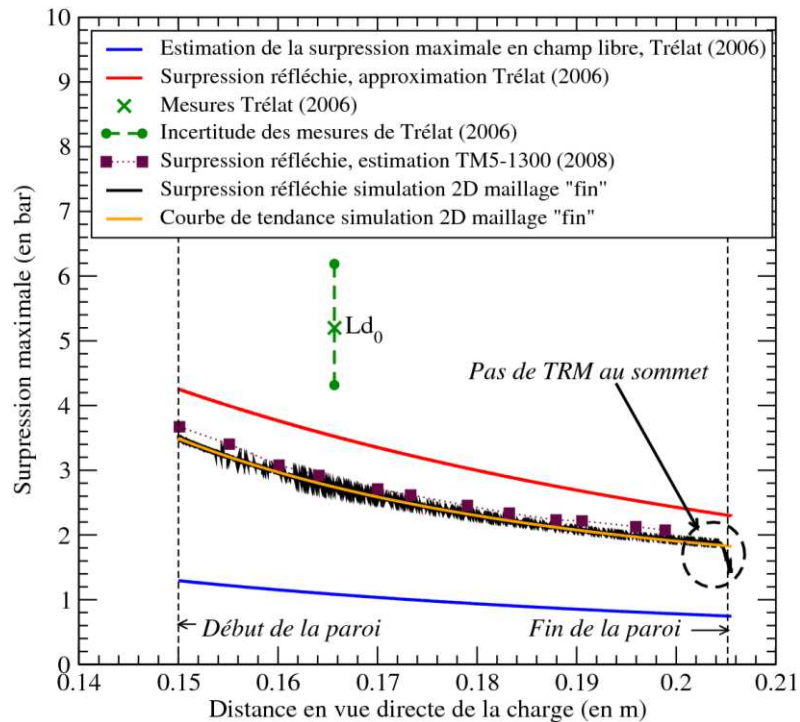
Mach (passage pour un nombre de Mach proche de 1,4, d'après la formule simplifiée de Kinney (1985)). Il est donc possible qu'il existe un régime transitoire entre une réflexion régulière et une réflexion de Mach au sommet. Notons que la configuration 2 est à priori dans la même situation, l'évolution de la surpression n'indique cependant pas ce changement. Ceci peut en partie s'expliquer par la complexité, la non-linéarité de cette phénoménologie et la différence de 7% entre les distances charge-face avant du pavé entre les deux configurations.

Numéro de configuration	Points d'observation (en m)		Angle d'incidence ( $\beta$ )	Nombre de Mach incident (Trélat (2006))	Régime de réflexion (Kinney (1985))
	X	Y			
2	0,150	0,000	0°	1,44	RR
	0,150	0,126	40°	1,29	RR
	0,150	0,140	43°	1,27	≈ RR
3	0,160	0,000	0°	1,40	RR
	0,160	0,134	40°	1,28	RR
	0,160	0,140	41°	1,27	≈ RR
RR : Réflexion Régulière ;					
≈ RR : Réflexion Régulière, mais proche d'une Transition vers une Réflexion de Mach (TRM)					

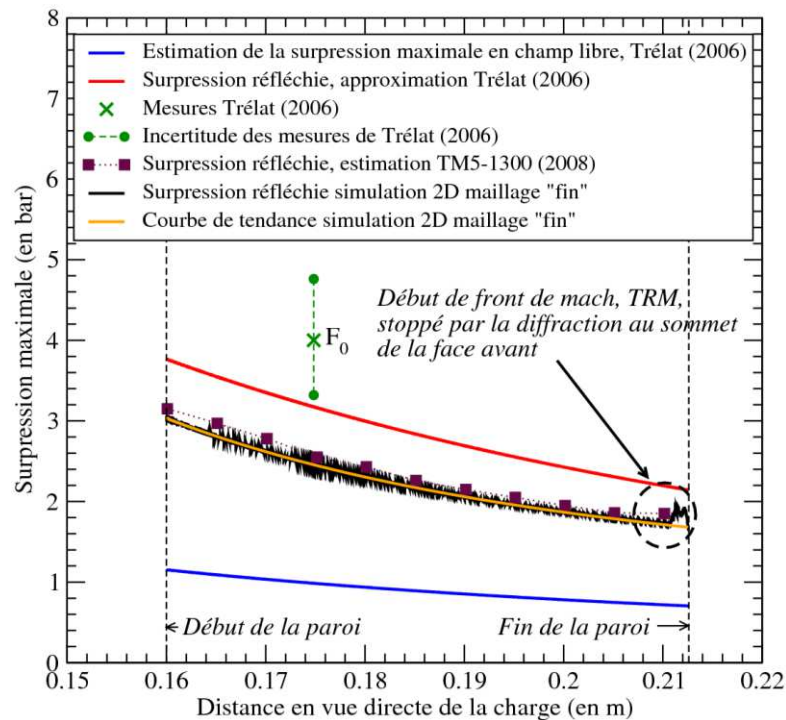
Tableau 25 : Régime de réflexion le long de la face avant de l'obstacle d'après Kinney (1985)

Dans ses travaux, Trélat (2006) a établi plusieurs formules empiriques permettant d'estimer les caractéristiques d'une onde de choc réfléchie en fonction de la distance réduite entre le centre de la charge et le point d'impact ( $\lambda$ ).

La surpression réfléchie peut être évaluée à partir de deux paramètres : l'angle d'incidence ( $\beta$ ) et le maximum de surpression incidente ( $\Delta P^+$ ) (voir § 1.3.1). Selon la valeur et l'évolution de ces deux paramètres, il est possible d'estimer le maximum de surpression réfléchie ( $\Delta P_r^+$ ) (par exemple, abaque du TM5-1300 (2008)). Les régimes de réflexion et les transitions possibles depuis une réflexion régulière vers une réflexion de type Mach peuvent être estimés à partir de la formule simplifiée de Kinney (1985) et de l'équation (73) qui détermine le nombre de Mach incident (avec  $\gamma = 1,4$ ).



a) configuration 2



b) configuration 3

Figure 77 : Evolution de la surpression réfléchie sur la face avant de l'obstacle parallélépipédique

Le maximum de surpression incident peut être estimé en fonction de la distance réduite ( $\lambda$ ) (formule (10)), mais l'angle d'incidence ( $\beta$ ) dépend de la forme de l'obstacle et de la distance entre le centre de la charge et la structure. L'utilisation d'une formule empirique qui ne dépend que la distance réduite ne peut s'appliquer que si l'onde incidente est parfaitement plane à la paroi (distance très éloignée de la charge pour pouvoir faire l'hypothèse d'un rayon de courbure infini du choc sphérique divergent) et si la surface réfléchissante est verticale ( $\alpha = 90^\circ$ ).

Si on considère uniquement une surface verticale ( $\alpha = 90^\circ$ ) pour une onde incidente sphérique divergente, alors il est nécessaire de prendre en compte trois paramètres ( $\beta$ ,  $d$  et  $\lambda$ ). Pour cette configuration d'obstacle, l'angle d'incidence ( $\beta$ ) dépend de la distance réduite ( $\lambda$ ) et de la distance entre le centre de la charge et la structure ( $d$ ), figure 78.

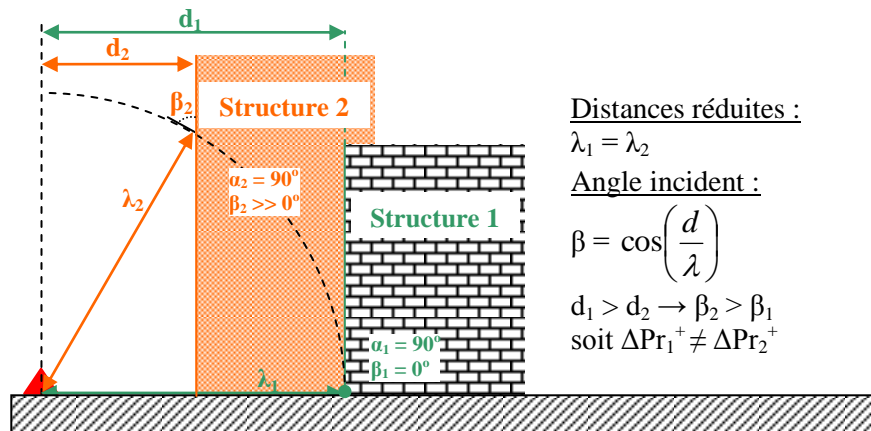


Figure 78 : Réflexion sur une paroi verticale avec et sans influence de l'angle d'incidence ( $\beta$ )

La formule proposée par Trélat (2006) qui estime la surpression réfléchie ( $\Delta Pr^+$ ) se base sur des données expérimentales. Ces résultats sont obtenus à partir de différentes configurations pour un angle d'incidence ( $\beta$ ) entre  $8,65^\circ$  et  $47,26^\circ$ , avec une surface verticale placée entre 0,10 et 0,20 m du centre de la charge ( $d$ ) et des distances réduites ( $\lambda$ ) comprises entre 0,43 et  $2,37 \text{ m/M}^{1/3}$ , relation (138).

$$\ln\left(\frac{\Delta Pr^+}{P_0}\right) = 1,270 - 1,910 \times \ln(\lambda) - 0,290 \times \ln(\lambda)^2 \quad (138)$$

$$\text{Avec } P_0 = 1 \text{ bar, } \Delta Pr^+ \text{ (en bar) et } 0,43 \leq \lambda \leq 2,37 \text{ m/MJ}^{1/3}$$

L'auteur précise également que cette formule prend en compte les possibles changements entre les deux principaux régimes de réflexion, régulière ou de Mach. Les intervalles d'études de Trélat (2006) peuvent effectivement conduire à l'observation d'un changement de régime. Cependant, ce changement n'est pas linéaire et dépend également de l'angle d'incidence ( $\beta$ ). L'utilisation d'une formule basée uniquement sur la distance réduite ( $\lambda$ ) pour estimer les caractéristiques de l'onde réfléchie ( $\Delta Pr^+$ ,  $dtr^+$ ,  $Ir^+$ ) pour ces deux régimes de réflexion, et qui ne tient pas compte de l'angle d'incidence ou du régime de réflexion, conduit à un modèle qui se révélera insuffisant.

Les résultats de simulation numérique sont également comparés à la formule (138) qui estime la surpression réfléchie en fonction de la distance réduite ( $\lambda$ ). Cette estimation semble surestimer la surpression réfléchie ( $\Delta Pr^+$ ) d'environ 20% par rapport aux résultats de simulation numérique et du TM5-1300 (2008). Ceci laisse à penser que la formule de Trélat (2006) pour estimer le maximum de surpression réfléchie ( $\Delta Pr^+$ ) dans le cas d'une structure très proche de la charge explosive montre ici ses limites. Elle devrait en effet prendre en compte l'angle d'incidence ( $\beta$ ) et en l'état n'est donc valable que pour les cas où la surface est suffisamment éloignée de la charge pour pouvoir faire l'hypothèse d'un rayon de courbure infini du choc incident.

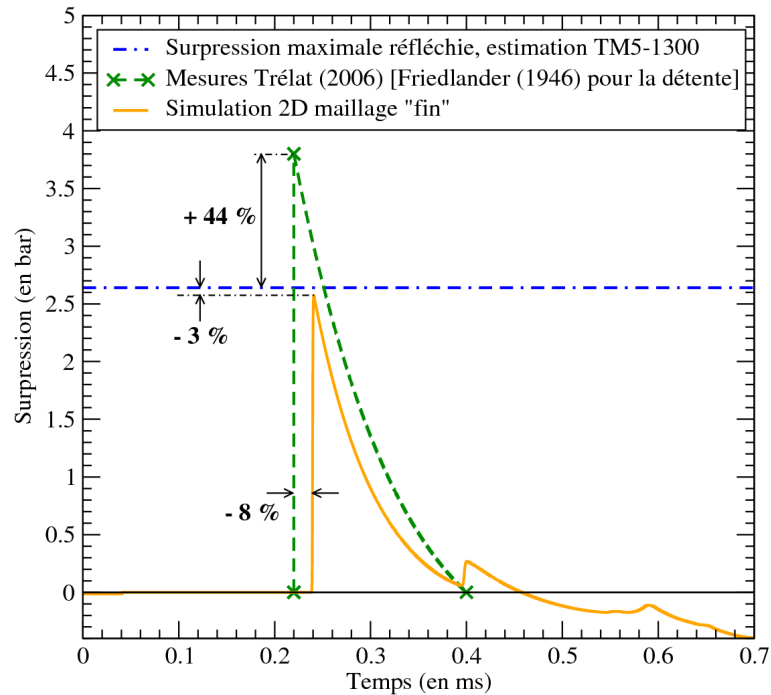


Figure 79 : Profils de surpression pour le capteur  $F_0$  situé à mi-hauteur de la face avant de l'obstacle (configuration 3)

Pour le capteur ( $F_0$ ), les données expérimentales de Trélat (2006) surestiment largement ( $> 40\%$ ) la surpression réfléchie sur la face avant du parallélépipède par rapport à l'abaque du TM5-1300 (2008) et aux résultats de la simulation numérique, voir figure 79. Cette surestimation excède l'intervalle de confiance expérimental établi par l'analyse des mesures de pression du capteur de référence en champ libre (voir §3.1.1).

Les résultats de simulation numérique sont en accord avec les estimations de la surpression réfléchie du TM5-1300 (2008) (écart de 3% pour le capteur  $F_0$ ), validant ainsi les conditions de calculs.

### 3.1.3.2 Etude de la détente au sommet de l'obstacle

Sur le sommet de l'obstacle, pour les deux positions du pavé, ce n'est pas une onde de contournement mais l'onde incidente qui, après avoir été réfléchie sur la face avant de l'obstacle, va subir une diffraction puis une détente le long du sommet, figure 80.

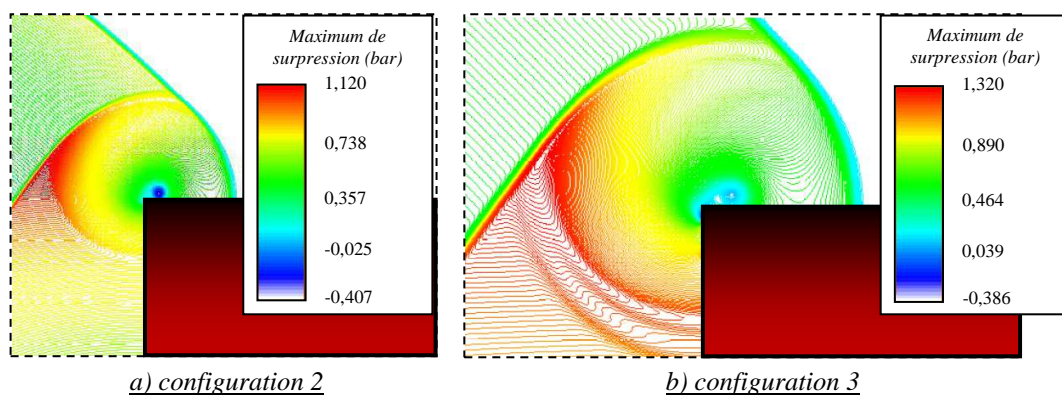
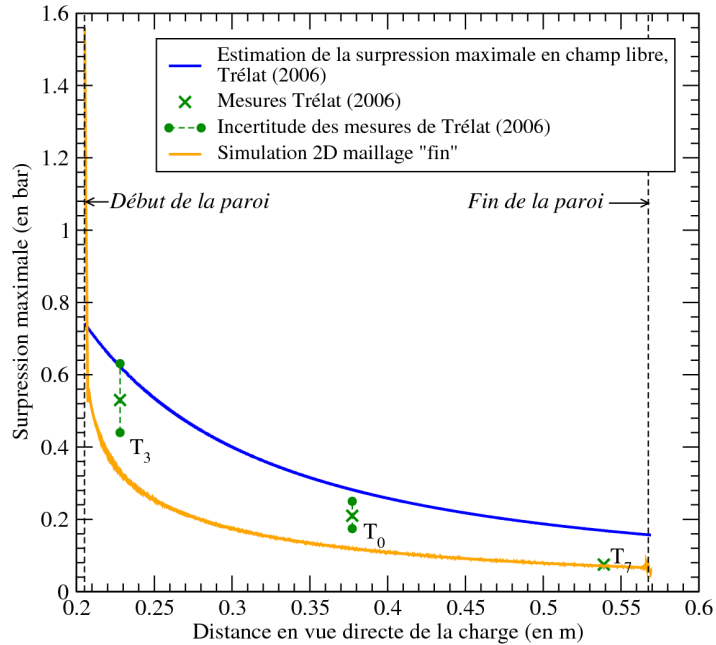


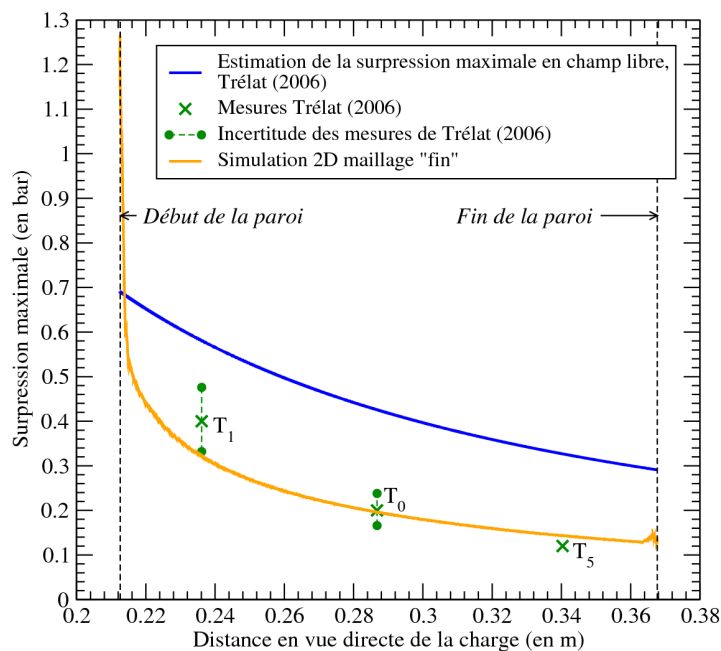
Figure 80 : Détente de l'onde incidente au sommet du parallélépipède pour chaque configuration ( $t = 0,35$  ms)

La diffraction et la détente de l'onde de choc au sommet du parallélépipède conduisent naturellement à une diminution de la surpression par rapport au champ libre (sans obstacle),

voir figure 81. La trajectoire de la détente n'est pas à pente douce comme dans le cas d'un merlon ayant une épaisseur nulle au sommet (merlons de Allain (1994) et de Borgers (2010),  $e = 0$  m). En revanche pour cette configuration, il est possible de faire l'hypothèse d'une détente en deux étapes : détente au sommet de la barrière de protection ( $e \neq 0$  m), puis une détente le long de la pente arrière de la structure (cas d'un merlon infini).



a) configuration 2



b) configuration 3

Figure 81 : Evolution du maximum de surpression au sommet du parallélépipède

Il est important de rappeler ici que si la réflexion sur la face avant avait aboutie à la formation complète d'un pied de Mach, c'est le pied et non l'onde incidente qui aurait subi la détente, changeant alors son comportement durant le phénomène de détente. Ce cas de figure aurait pu être envisagé si la hauteur du parallélépipède avait été supérieure ( $H > 0,14$  m), avec un passage possible vers une réflexion de Mach.

Les deux configurations subissent un phénomène de détente avec une atténuation de la surpression par la distance parcourue. La différence porte sur l'épaisseur du sommet de l'obstacle. En effet, la configuration 2 possède un sommet deux fois plus large que la configuration 3 ( $2 \times e_2 \approx e_3$ ). La distance parcourue sur le sommet est donc plus importante, ce qui permet une atténuation plus importante de la surpression.

Les conditions physico-numériques pour l'étude des deux configurations sont identiques, figure 82. Les résultats de simulation numérique obtenus pour la configuration 3 sont proches des données expérimentales de Trélat (2006) avec un écart de + 2,2% pour le capteur  $T_0$ . En revanche pour la configuration 2, l'écart est beaucoup plus important que pour la configuration 3, d'autant qu'il ne concerne que la mesure de pression, la chronométrie étant dans les incertitudes expérimentales. Comme les conditions de calculs sont inchangées et qu'elles permettent de restituer très convenablement la mesure de la configuration 3, il s'agit peut-être d'un problème de fiabilité de la mesure de la configuration 2.

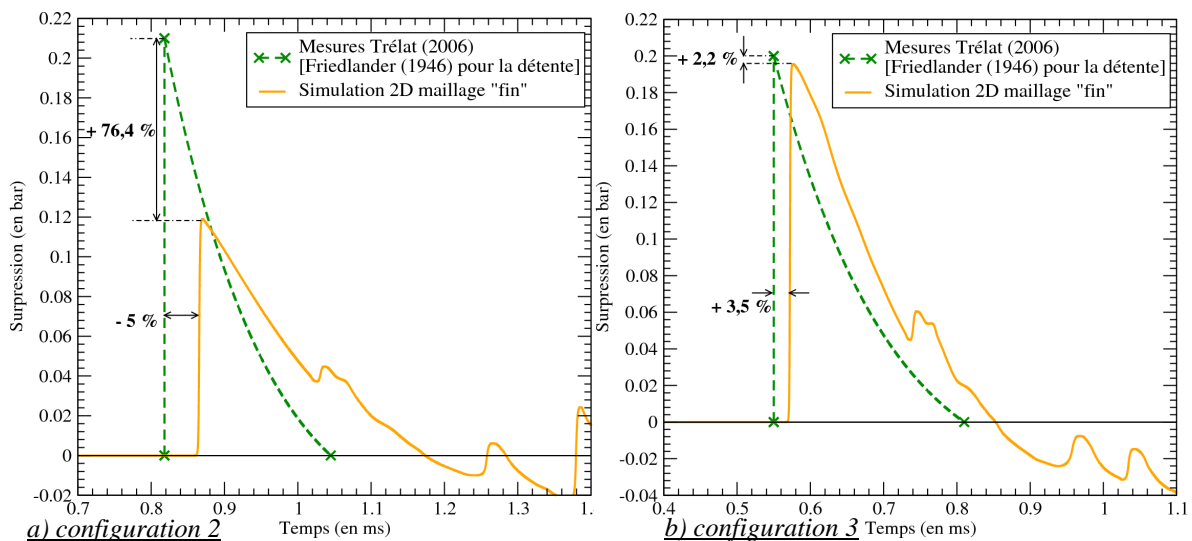


Figure 82 : Profils de surpression pour le capteur  $T_0$  situé sur le sommet de la structure

### 3.1.3.3 Etude des phénoménologies après l'obstacle

Après avoir subi une première détente le long du sommet du parallélépipède, l'onde incidente va de nouveau se détendre le long de la paroi arrière de l'obstacle (« détente en deux étapes »). La détente de l'onde conduit à une nouvelle diminution de la surpression par rapport au champ libre, offrant ainsi un effet protecteur. Par la suite, cet effet protecteur est amoindri lors de la réflexion sur le sol de l'onde de choc issue du sommet. Une réflexion régulière se forme alors et se propage sur le sol en aval de l'obstacle, figure 83.

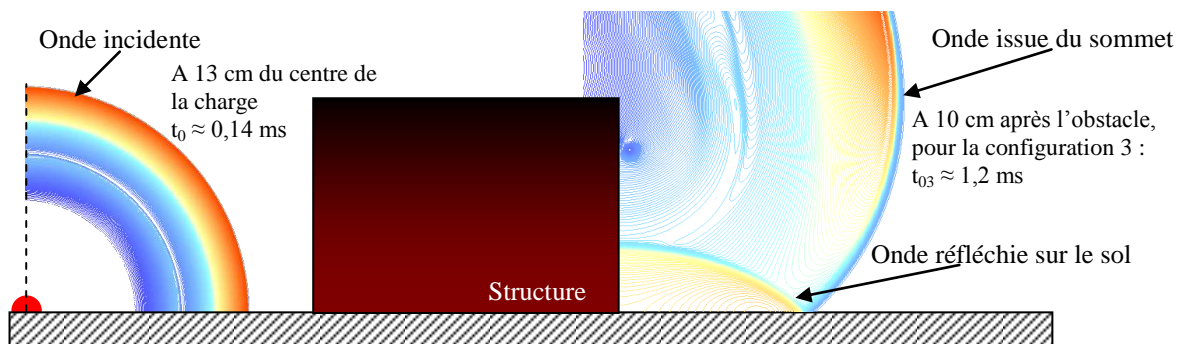


Figure 83 : Représentation schématique de la détente et de la réflexion sur le sol après l'obstacle de la configuration 3



Cette interprétation est valable uniquement si les ondes de contournement peuvent être négligées en intensité par rapport à l'onde issue du sommet ( $\Delta P^+$  onde issue du merlon  $\gg \Delta P^+$  onde de contournement). C'est le cas si la distance à parcourir par les ondes de contournement ( $C$ ) pour se recombiner en aval est significativement supérieure à la distance parcourue par l'onde qui passe par le sommet ( $S$ ) ( $C \gg S$ ). Cette interprétation s'applique à la configuration 3, où  $C = 0,58$  m, soit  $3,54 \text{ m/MJ}^{1/3}$ , et  $S = 0,46$  m, soit  $2,81 \text{ m/MJ}^{1/3}$  (soit  $C \approx 1,26 \times S$ ), figure 84.

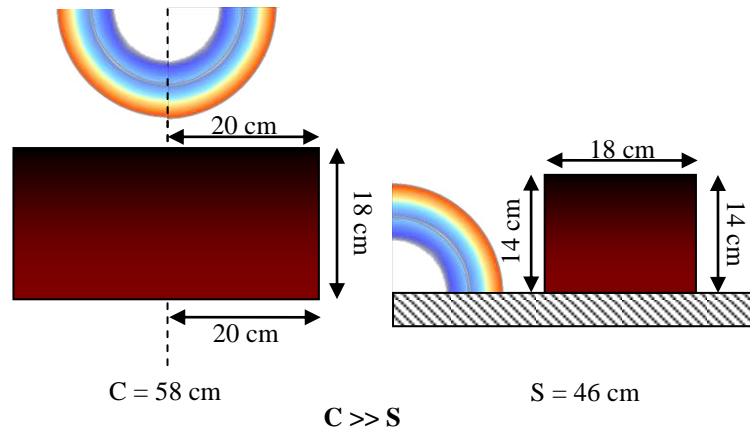


Figure 84 : Représentation schématique des distances à parcourir autour de l'obstacle pour la configuration 3

Pour la configuration 2, la longueur de l'obstacle face à l'explosion est plus faible ( $L = 0,18$  m, soit  $1,1 \text{ m/MJ}^{1/3}$ ) que pour la configuration 3. Les ondes de contournement ne sont pas négligeables ( $S > C$  avec  $C = 0,58$  m, soit  $3,54 \text{ m/MJ}^{1/3}$ , et  $S = 0,68$  m, soit  $4,15 \text{ m/MJ}^{1/3}$ , figure 85). Cette configuration est donc « très » tridimensionnelle avec de possibles recombinaisons d'ondes de choc en aval du pavé.

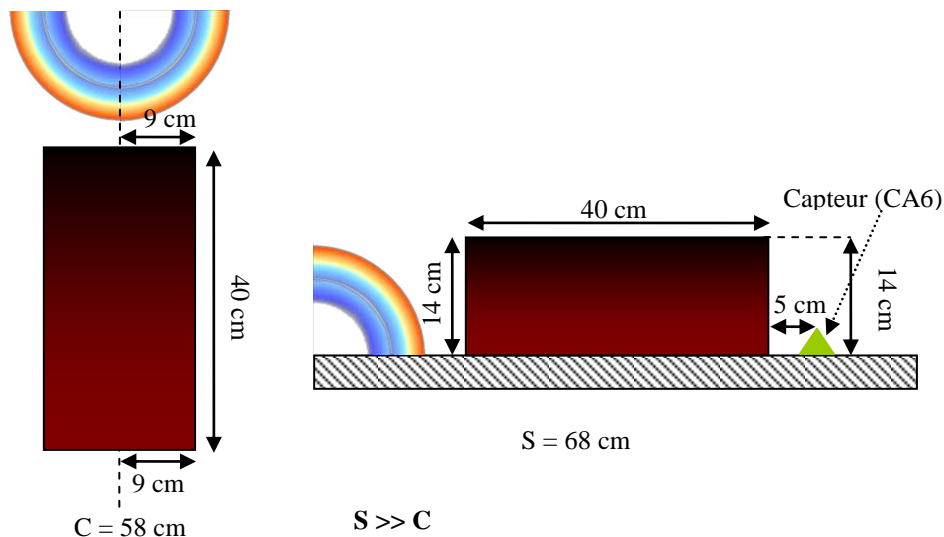


Figure 85 : Représentation schématique des distances à parcourir autour de l'obstacle pour la configuration 2

Une recombinaison des ondes de choc est donc possible après le parallélépipède, permettant une augmentation de la surpression supérieure à la simple réflexion sur le sol de l'onde issue du sommet, figure 86. Afin de vérifier cette hypothèse, une simulation en géométrie 3D est nécessaire pour compléter l'étude de la configuration 2. Les conditions de gestion des tailles des mailles sont alors celles présentées dans le tableau 24. La simulation s'effectue donc sur un maillage « grossier [b] » tel que la convergence numérique sera moindre que pour les

simulations en géométrie 2D-axisymétrique « fin » effectuées jusqu'à présent pour cette configuration.

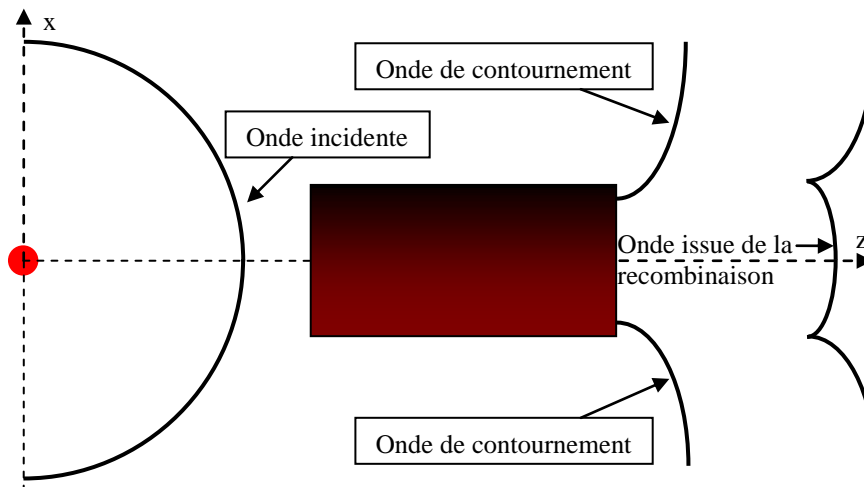


Figure 86 : Représentation schématique du contournement de l'onde de choc pour la configuration 2, vue du dessus

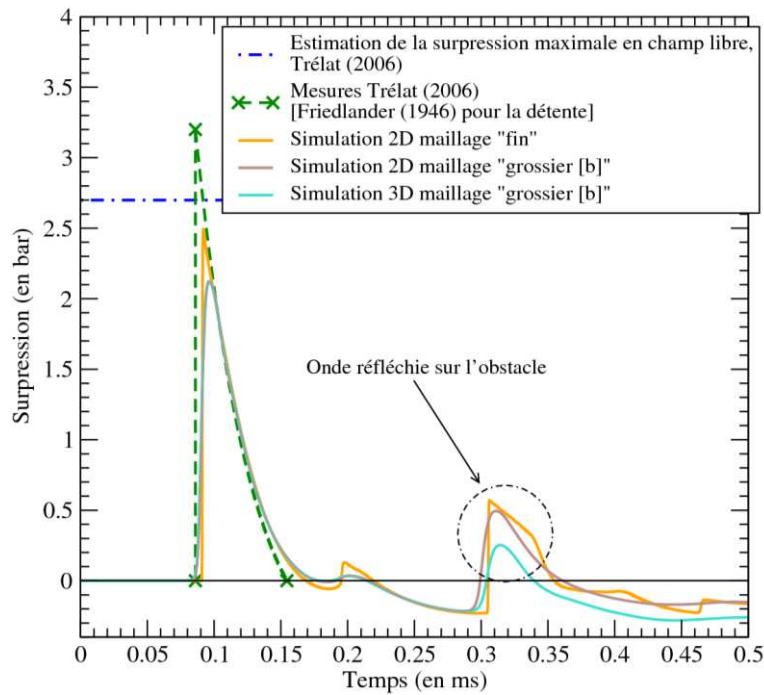
### Configuration 2

La longueur de l'obstacle face à l'explosion est de 0,18 m, les ondes de contournement vont donc parcourir la même distance que l'onde qui passe par le sommet pour atteindre la face en aval de l'obstacle. La distance à parcourir pour atteindre le capteur (CA6) est un peu plus importante pour l'onde issue du sommet que pour les ondes de contournement (0,69 m contre 0,63 m). Les résultats de simulation en géométrie 2D-axisymétrique ne permettent donc pas d'analyser l'évolution du maximum de surpression après l'obstacle car la simulation ne prend en compte que l'onde issue du sommet. L'hypothèse d'un obstacle de longueur, face à l'explosion, infinie n'est plus vérifiée.

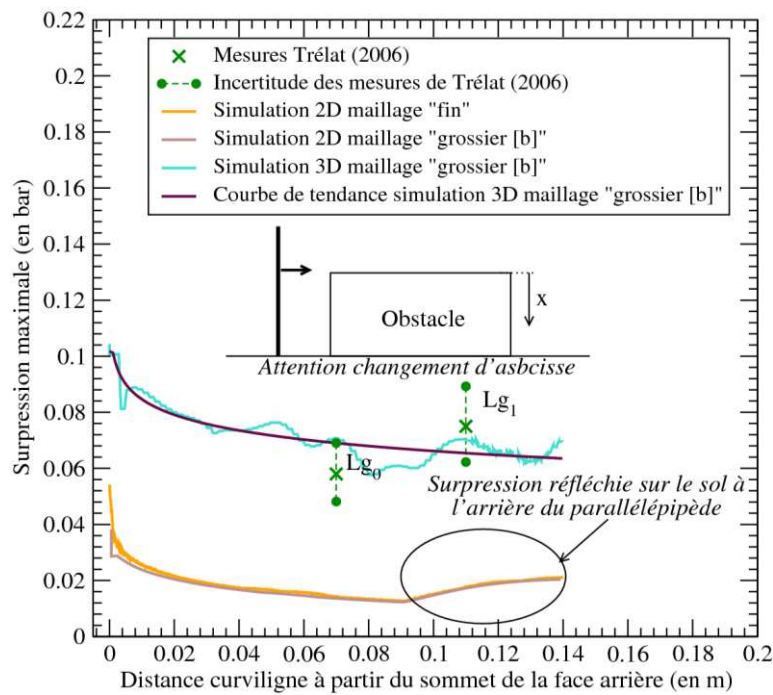
Les figures 87-a et 87-b présentent les résultats obtenus pour le capteur de référence (CR1) et l'évolution du maximum de surpression sur la face aval du pavé. Le capteur de référence permet d'évaluer une sous-estimation d'environ 20% par rapport à la formule empirique (10) de Trélat (2006). Cet écart s'explique par la taille des mailles qui est plus importante que le calcul en géométrie 2D-axisymétrique « fin ». Ce défaut de simulation est purement lié à un défaut de convergence numérique. Néanmoins, une valeur du maximum de surpression acceptable vis-à-vis du polynôme champ libre de Trélat (2006) est bien retrouvée. Pour représenter l'évolution de la surpression maximale sur la face arrière de l'obstacle, l'abscisse rectiligne (distance au centre de la charge) utilisée habituellement est remplacée par l'abscisse curviligne.

Le graphique sur la figure 87-b permet de mettre en évidence l'absolue nécessité de simuler en géométrie 3D les cas de merlons « courts » (faible longueur de la barrière face à la charge) pour lesquels les effets de contournement ne peuvent pas être négligés. Les ondes de contournement vont subir les mêmes phénoménologies que l'onde issue du sommet sur les faces avant et latérales avant de se recombiner toutes les trois sur la face arrière. Après cette focalisation, l'onde de choc subit une recompression avec une augmentation d'un facteur 2 par rapport à une onde seule (simulation 2D). Pour cette configuration, la recombinaison des ondes après l'obstacle est la phénoménologie prédominante.

En dépit de la mise en œuvre d'un maillage apparemment dégradé, c'est bien le calcul en géométrie 3D qui peut permettre d'assurer la restitution des points de mesure de Trélat (2006), sur la face aval du pavé.



a) capteur de référence (CR1) à 0,10 m du centre de la charge, soit  $0,61 \text{ m/MJ}^{1/3}$



b) évolution de la surpression le long de la face arrière du pavé

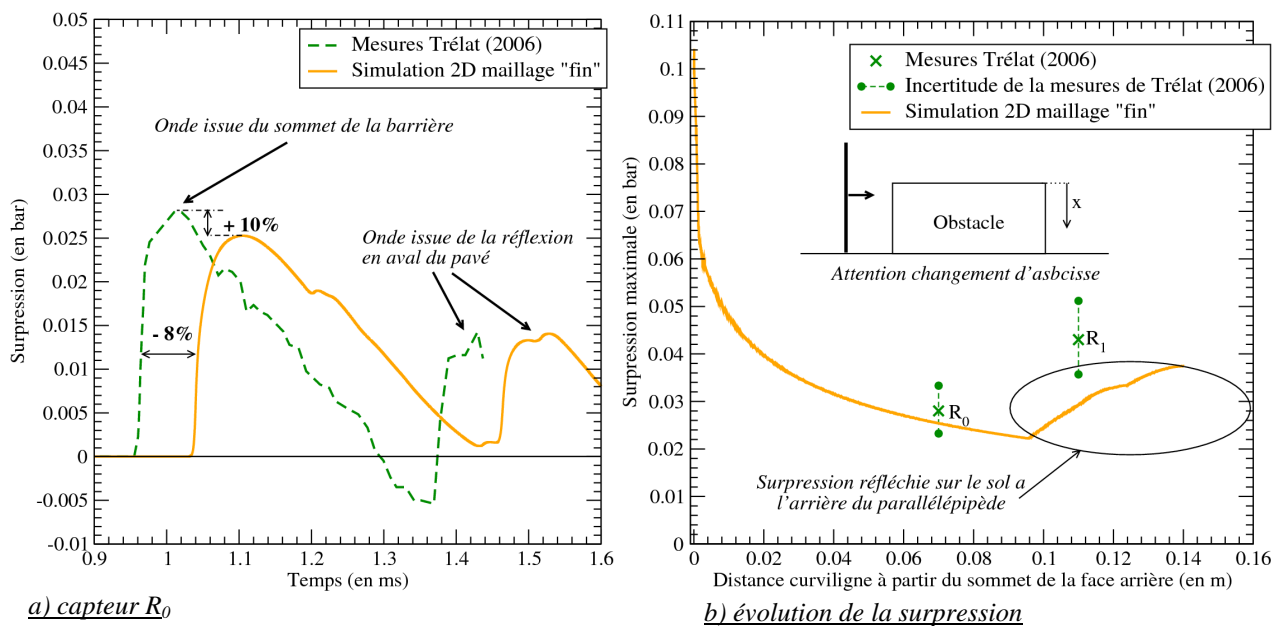
Figure 87 : Profils de surpression pour le capteur de référence et évolution de la surpression le long de la face arrière du parallélépipède pour la configuration 2

### Configuration 3

Dans cette configuration, la plus grande longueur du parallélépipède est face à la charge, les effets de contournement sont négligeables. La simulation de cette configuration en géométrie 2D-axisymétrique est suffisante. Elle a donc pu être effectuée avec le maillage « fin » du standard de calcul.

Les résultats obtenus pour le capteur  $R_0$  et l'évolution du maximum de surpression sur la face aval du pavé sont présentés respectivement sur les figures 88-a et 88-b. Les données expérimentales de Trélat (2006) pour le capteur ( $R_0$ ) situé au centre de la face arrière ( $R_0$ ) montrent un écart d'environ + 10% par rapport aux résultats de calculs, voir figure 88-a. La présence du phénomène de détente conduit à une déformation de la décroissance de surpression (montée brutale du signal de crête atténuée). D'après ce point de mesure, il est possible d'observer le passage de l'onde issue du sommet qui subit une détente le long de la paroi, puis le passage de l'onde réfléchie sur le sol. Ces observations sont également visibles sur l'évolution du maximum de surpression le long de la face arrière de l'obstacle.

Pour le point de mesures ( $R_1$ ), l'écart entre les données expérimentales et les résultats de simulation numérique est plus important que pour le capteur précédent ( $R_0$ ), environ + 40% par rapport à la simulation numérique. Ceci peut s'expliquer par la présence de l'onde réfléchie sur le sol en aval de l'obstacle après la détente de l'onde de choc. Cette recompression serait alors mesurée avec une précision moindre.



**Figure 88 : Profils de surpression pour le capteur  $R_0$  et évolution de la surpression le long de la face arrière du parallélépipède pour la configuration 3**

En effet, cet écart avait déjà été observé pour le capteur situé sur la face avant ( $F_0$ , figure 79) de cette même configuration où la référence bibliographique du TM5-1300 (2008) donnait raison à la simulation (moins de 5% d'écart) aux dépens de la mesure de Trélat (2006). Peut-être s'agit-il d'un problème de la chaîne de mesures de Trélat (2006) lorsqu'un capteur mesure l'effet de recompression d'une onde de choc.

Le même type de constat que pour le capteur ( $F_0$ ) peut être fait sur le capteur ( $CA4$ ) au sol en aval de l'obstacle, figure 89. L'écart observé est ainsi du même ordre de grandeur, + 21%, que pour le capteur situé sur la face avant de la structure. Un décalage chronométrique de 39% peut être également constaté.

Le second front de choc est issu de la recombinaison des ondes de contournement en aval du parallélépipède. La présence des ondes de contournement dans cette zone d'intérêt permet de constater les limites de l'hypothèse d'un pavé de longueur infinie : nécessité d'une simulation en géométrie 3D en aval du pavé (capteur CA4).

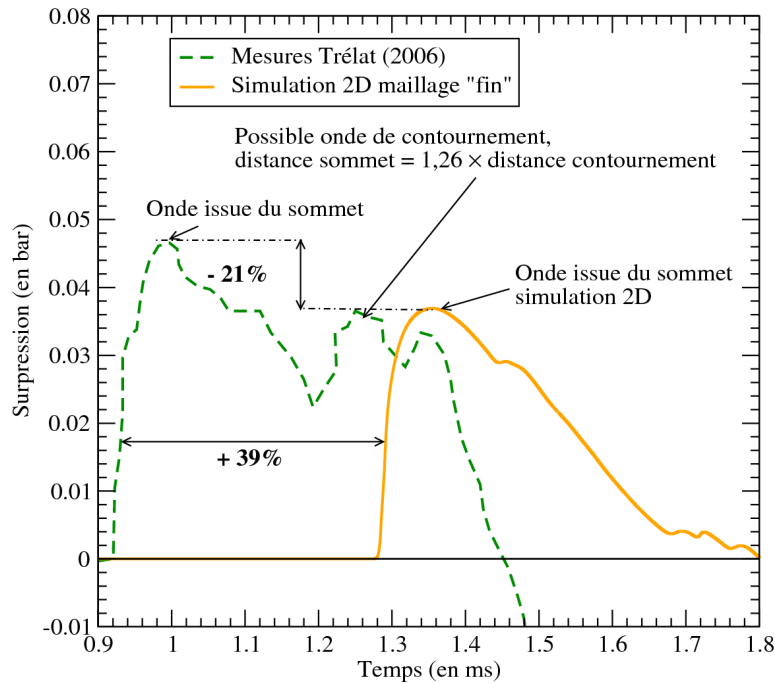


Figure 89 : Profils de surpression pour le capteur (CA4)

### 3.1.3.4 Conclusion pour le parallélépipède

Les calculs effectués en géométrie 2D-axisymétrique (maillage « fin ») et en géométrie 3D (maillage « grossier [b] ») permettent de restituer globalement toutes les phénoménologies observées lors de l'interaction d'une onde de choc avec un obstacle parallélépipédique pour les deux configurations de position étudiées. D'un point de vue quantitatif, les résultats obtenus par simulation sont toujours validés par le TM5-1300 (2008) pour la réflexion lorsque des points de référence sont disponibles. Les validations des résultats de calcul à partir des données expérimentales de Trélat (2006) pour la détente et les recombinaisons d'ondes sont un peu moins satisfaisantes, même en tenant compte des incertitudes de mesures (- 17% à + 19%).

Lors des phénomènes physiques de réflexion, les données expérimentales obtenues par Trélat (2006) possèdent une incertitude expérimentale importante, surestimation jusqu'à 40% par rapport aux documents de référence (TM5-1300 (2008)), contre moins de 5% entre les résultats de simulation et cette même référence bibliographique. Quantitativement, le TM5-1300 (2008) semble donc plus fiable que les mesures de Trélat (2006) pour valider la chaîne de calcul lorsqu'il y a des chocs réfléchis.

L'estimation de la pression réfléchie sur la face avant de l'obstacle à l'aide de la formule (138) (Trélat (2006)) qui doit permettre de déterminer le maximum de surpression réfléchie ( $\Delta P_r^+$ ) en fonction de la seule distance réduite ( $\lambda$ ), paraît insatisfaisante lorsque le front de choc sphérique divergent présente un rayon de courbure. En effet, cette formule ne tient pas compte de l'angle d'incidence ( $\beta$ ) qui ne peut pas être négligé lorsque la charge

explosive est proche de la structure. La courbure de l'onde de choc ne peut être alors négligée comme le suppose Trélat (2006) pour établir la formule (138).

Les capacités restitutives de l'outil de simulation ont donc été confirmées pour une configuration parallélépipédique lors de la détonation d'une charge gazeuse. Une configuration cylindrique fait l'objet d'une étude dans la prochaine partie de ce chapitre.

### 3.1.4 Configuration en présence d'un cylindre

#### 3.1.4.1 Etude de la configuration cylindrique

La configuration 4 de Trélat (2006) est étudiée à l'aide de simulations numériques en géométrie 2D-axisymétrique (maillage « fin ») et en géométrie 3D (maillage « grossier [b] ») lorsque les effets des ondes de contournement ne peuvent plus être négligés.

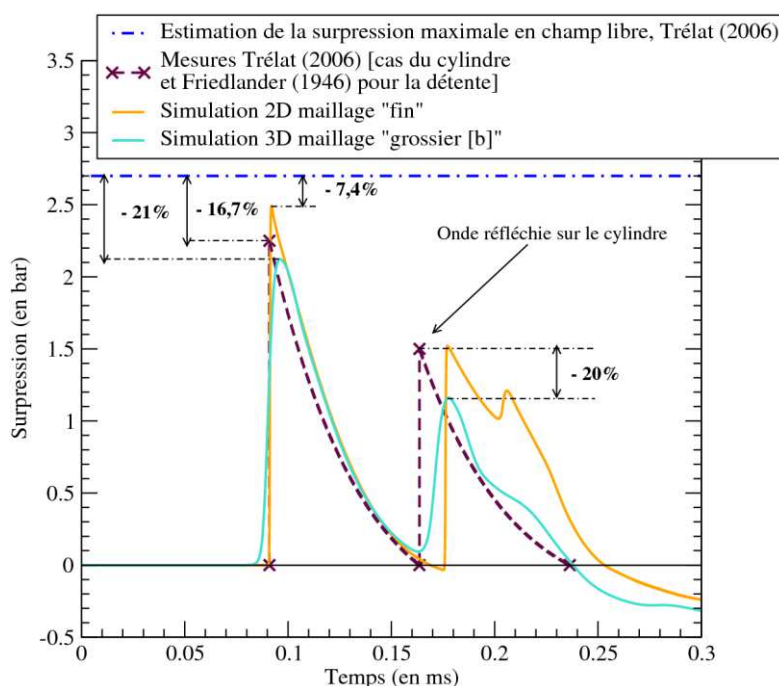


Figure 90 : Profils de surpression pour le capteur de référence (CR1), configuration 4 de Trélat (2006)

L'analyse du capteur de référence (CR1) pour la configuration 4 permet d'observer le passage de l'onde réfléchie sur le cylindre au niveau du capteur de référence, figure 90. L'obstacle cylindrique est placé à 0,12 m (soit  $0,73 \text{ m/MJ}^{1/3}$ ) du centre de la charge (distance de la plus proche génératrice du cylindre). Par la suite, l'avant du cylindre désignera la plus proche génératrice du centre de la charge et l'arrière du cylindre la plus éloignée. L'onde réfléchie arrive donc plus rapidement sur ce point de mesure que pour les configurations parallélépipédiques précédemment étudiés (configuration 2 ( $0,91 \text{ m/MJ}^{1/3}$ ) et configuration 3 ( $0,98 \text{ m/MJ}^{1/3}$ )). En géométrie 2D-axisymétrique, le maximum de surpression obtenu pour l'onde réfléchie est quasiment confondu avec la mesure de Trélat (2006). Pour l'onde réfléchie, les résultats obtenus en géométrie 3D, sur maillage dégradé, sous-estiment de 20% ceux obtenus en géométrie 2D-axisymétrique « fin ». Une parfaite restitution du signal mesuré sur le capteur de référence nécessite la mise en œuvre d'un maillage « fin » et peut s'effectuer en géométrie 2D-axisymétrique. Néanmoins, compte tenu du rapport de la forme de l'obstacle, au moins un calcul en géométrie 3D sera nécessaire. Il s'effectuera avec un maillage « grossier [b] » et induira un défaut de convergence numérique qui dans le cas du capteur de référence sous-estime le pic secondaire (retour de la réflexion de l'onde incidente

sur l'avant du cylindre) de 20%. Cette valeur, majorante en champ proche, est conservée pour les valeurs du maximum de surpression sur le cylindre et dans son voisinage pour les calculs en géométrie 3D.

Cette étude pour la configuration 4 se base sur deux cas de calcul : une géométrie 2D-axisymétrique « fin » et une géométrie 3D avec un maillage dégradé, « grossier [b] », figure 91. Une étude en géométrie 2D-axisymétrique permet d'étudier le régime de réflexion et le niveau de surpression le long de l'avant du cylindre ( $\mu = 0^\circ$ ). L'étude de cette configuration est ensuite complétée par une simulation en géométrie 3D sur un maillage « grossier [b] » pour tenir compte du phénomène de réflexion autour de la surface cylindrique ( $0^\circ \leq \mu \leq 90^\circ$ ) ainsi que des effets des ondes de contournement et ceci même si les niveaux de pression prévus par simulation peuvent être sous-estimés jusqu'à 20% du fait du niveau de convergence numérique moindre qu'un maillage « fin ».

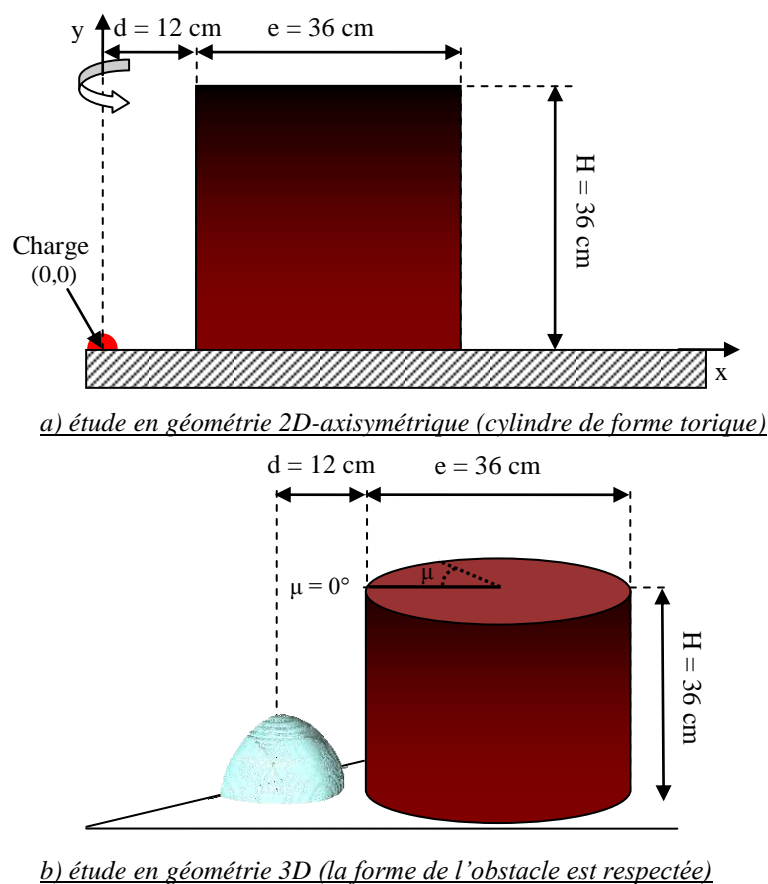


Figure 91 : Représentation schématique des deux géométries étudiées pour la configuration 4

Les conditions physico-numériques et le profil de surpression du capteur de référence ont été présentés et analysés précédemment (§ 3.1.1). L'analyse des différents signaux pour les capteurs situés sur le cylindre et dans son voisinage sont ici présentée.

### Réflexion sur l'avant du cylindre

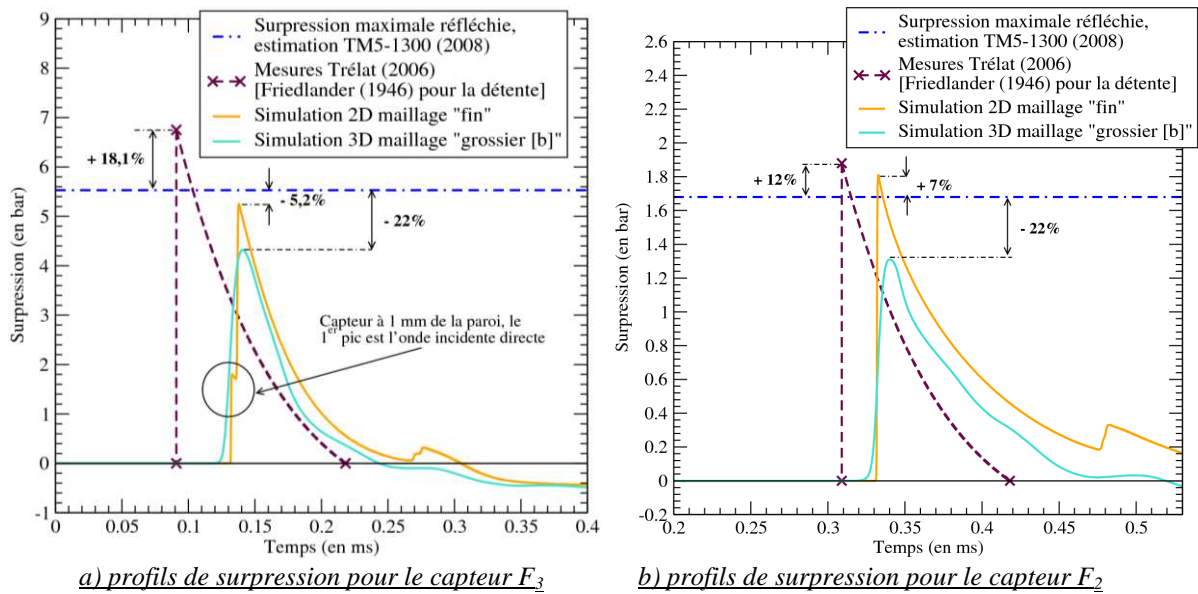


Figure 92 : Profils de surpression pour les capteurs placés sur le cylindre à  $\mu = 0^\circ$

La réflexion sur une surface convexe est un phénomène physique non-linéaire et complexe. Le premier point d'impact sur la structure, pour  $\mu = 0^\circ$ , est une simple réflexion sur la génératrice avant du cylindre. Les mesures et les simulations sur les capteurs ( $F_3$ ), ( $F_2$ ) et ( $F_1$ ), figure 92, peuvent donc être comparés directement à l'abaque du TM5-1300 (2008), figure 93.

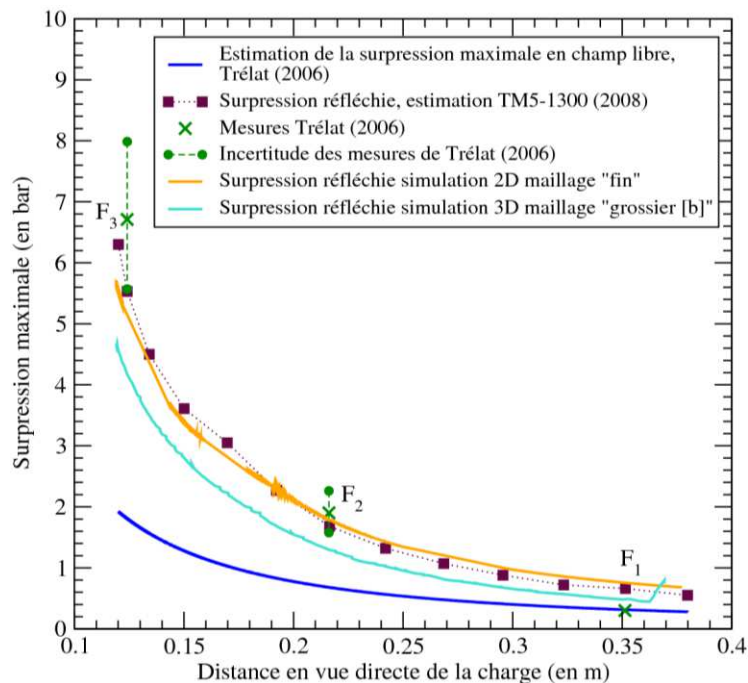


Figure 93 : Evolution de la surpression sur le cylindre pour  $\mu = 0^\circ$

Les résultats de simulation numérique en géométrie 2D-axisymétrique approchent la référence bibliographique TM5-1300 (2008) avec un écart de +/- 15%. Le calcul 3D, non convergé numériquement, est qualitativement correct. Il ne permet pas cependant d'évaluer quantitativement la décroissance du maximum de surpression réfléchi sur l'avant du



cylindre. Seule la simulation avec un maillage « fin » permet d'y parvenir (calcul en géométrie 2D-axisymétrique).

Les données expérimentales de Trélat (2006) présentent des écarts qui peuvent être extrêmement importants avec la référence bibliographique (TM5-1300 (2008)). Cette différence est supérieure à l'intervalle de confiance, seul le capteur  $F_2$  présente une mesure qui est proche de la valeur estimée par le TM5-1300 (2008). Les deux autres capteurs ( $F_1$  et  $F_3$ ) présentent des écarts très importants. Pour valider de manière discriminante la chaîne de simulation, la comparaison sera faite essentiellement sur les valeurs fournies par l'abaque de réflexion du TM5-1300 (2008).

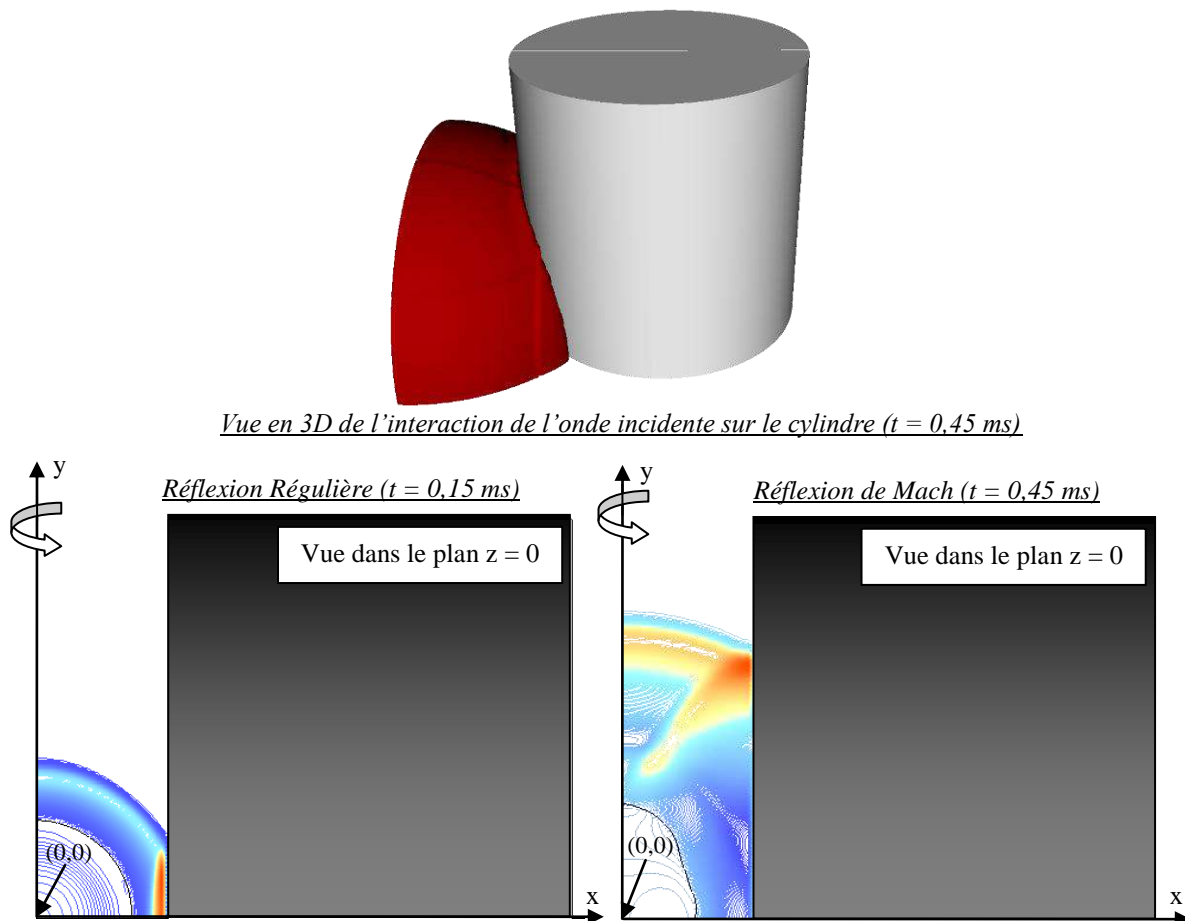


Figure 94 : Réflexion sur la face avant du cylindre pour  $\mu = 0^\circ$

Les régimes de réflexion sur la paroi pour  $\mu = 0^\circ$  ne subissent pas l'effet de la courbure du cylindre. Il est donc possible d'estimer les régimes par la formule simplifiée de Kinney (1985) (relation (83)). La présence de deux régimes de réflexion est confirmée. La première réflexion est une Réflexion Régulière (RR) qui se propage jusqu'à 0,10 – 0,12 m le long de la paroi à partir du sol (soit 0,92 à 0,96 m/MJ<sup>1/3</sup>). Dans cet intervalle, l'angle limite de  $40^\circ$  est dépassé, une Réflexion de Mach (RM) peut se former sur la surface si le nombre de Mach incident est suffisant. Le nombre de Mach est suffisant entre  $40^\circ$  et  $45^\circ$ , c'est à partir de cet intervalle qu'une réflexion de Mach se forme sur la surface. Cette analyse est confirmée par la visualisation des résultats de simulation numérique en géométrie 2D-axisymétrique et en géométrie 3D, figure 94. Le choix des conditions physico-numériques de calcul du code HERA pour traiter la problématique est donc conforté par la restitution de ces phénoménologies délicates car à effets de seuils.

Par la suite, l'onde réfléchi qui se forme le long de la génératrice la plus proche de la charge ( $\mu = 0^\circ$ ), qu'elle soit de type réfléchi ou de type Mach, devient l'onde incidente de la surface convexe et influence la nature des ondes de contournement après l'obstacle. La nature de l'onde réfléchi à la fin de la surface convexe peut être déterminée à partir des observations de Ben-Dor (1991), tableau 26.

Charge gazeuse (propane-oxygène à stœchiométrie), $E = 4,4 \cdot 10^{-3}$ MJ							
Points d'observation (en m)		Distance réduite (en $m/MJ^{1/3}$ )	Angle d'incidence ( $\beta$ )	Surpression incidente ( $\Delta P+$ ) (en bar) (formule (10))	Nombre de Mach incident (formule (73))	Régime de réflexion à $\mu = 0^\circ$ (Kinney (1985))	Régime de réflexion à $\mu = 90^\circ$ (Ben-Dor (1991))
X	Y						
0,12	0,03 ( $F_3$ )	0,755	$14^\circ$	1,82	1,60	RR	RR $\rightarrow$ RM (figure 95)
	0,10	0,956	$40^\circ$	1,26	1,44	RR	RR $\rightarrow$ RM
	0,12	1,036	$45^\circ$	1,17	1,41	RM	RM $\rightarrow$ RM
	0,18 ( $F_2$ )	1,310	$56^\circ$	0,68	1,25	RM	RM $\rightarrow$ RM (figure 96)
	0,33 ( $F_1$ )	2,141	$70^\circ$	0,31	1,12	RM	RM $\rightarrow$ RM

RR : Réflexion Régulière ; RM : Réflexion de Mach

Tableau 26 : Régimes de réflexion sur l'obstacle cylindrique

A partir de l'étude bibliographique, il est alors possible d'estimer la nature des réflexions qui vont apparaître le long du cylindre. Les résultats de simulation sont présentés sur les figures 95 et 96 et ils permettent de retrouver les observations de Ben-Dor (1991). Cependant, il est difficile d'évaluer analytiquement le niveau de surpression le long de la paroi convexe. Le problème de l'interaction d'une onde sphérique divergente sur une surface convexe fait l'objet d'une étude succincte présentée en annexe 5. Cette étude met en avant un effet de courbure au niveau du pied de Mach qui dépend d'un facteur de forme de l'obstacle (rapport  $R/d$ ).

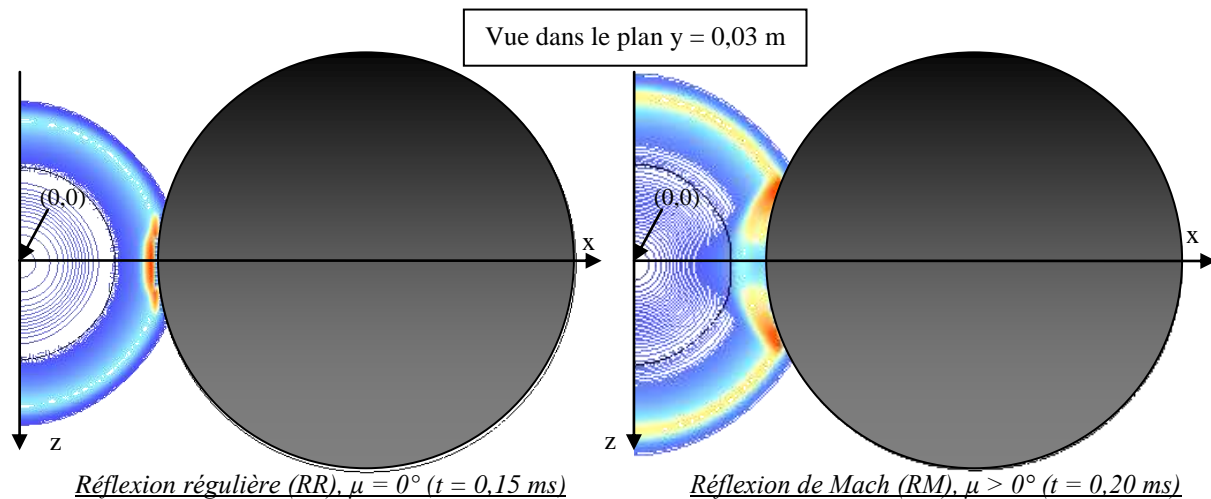


Figure 95 : Onde de choc au niveau du capteur  $F_3$  (sol + 0,03 m)

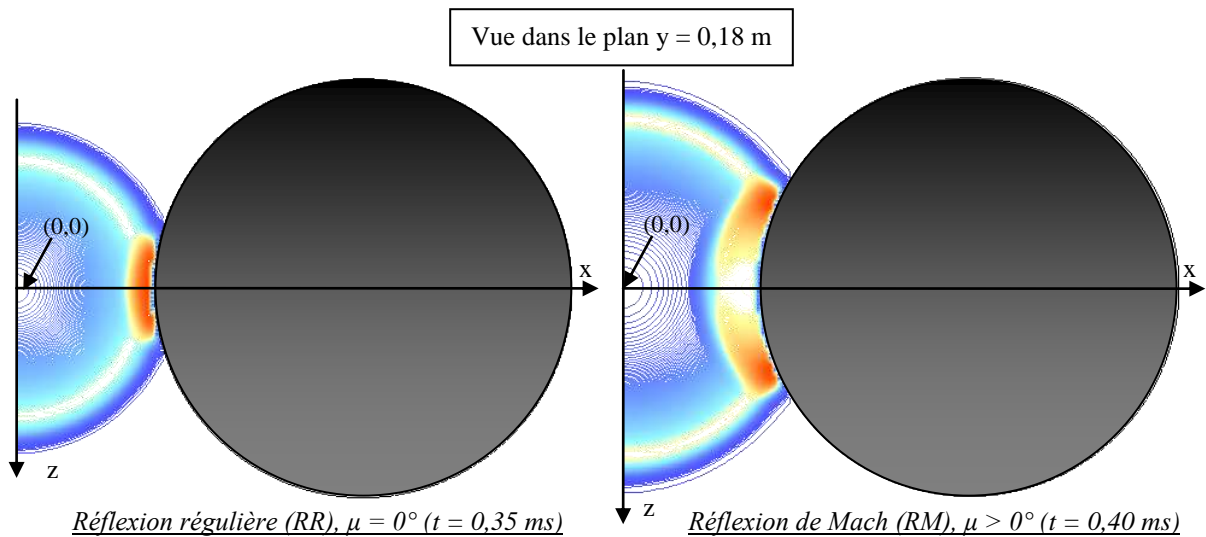


Figure 96: Propagation d'onde de choc au niveau du capteur  $F_2$  (sol + 0,18 m)

### Détente de l'onde de choc au sommet du cylindre

Lors de l'interaction de l'onde de choc avec le cylindre, une réflexion de Mach se forme sur le long de la paroi pour  $\mu = 0^\circ$ . Au sommet du cylindre, le pied de Mach va subir une diffraction puis une détente liée à la rupture de pente d'un angle de  $90^\circ$ , figure 97. L'amplitude de ce pied de Mach n'est pas constante sur toute la paroi convexe. En effet, le phénomène de réflexion n'est pas présent sur l'ensemble de la paroi cylindrique. Le pied de Mach qui se propage sur les surfaces cylindriques qui ne sont pas en vue directe de la charge subit un phénomène de détente. Ce phénomène devient de plus en plus prédominant par rapport à la réflexion quand l'angle  $\mu$  augmente. Ainsi plus l'angle  $\mu$  est important et plus le pied de Mach qui parvient au sommet du cylindre a le temps de se détendre.

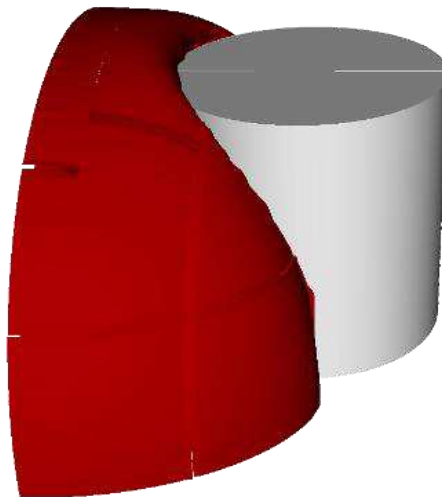


Figure 97 : Propagation de l'onde de choc autour du cylindre ( $t = 0,9 \text{ ms}$ )

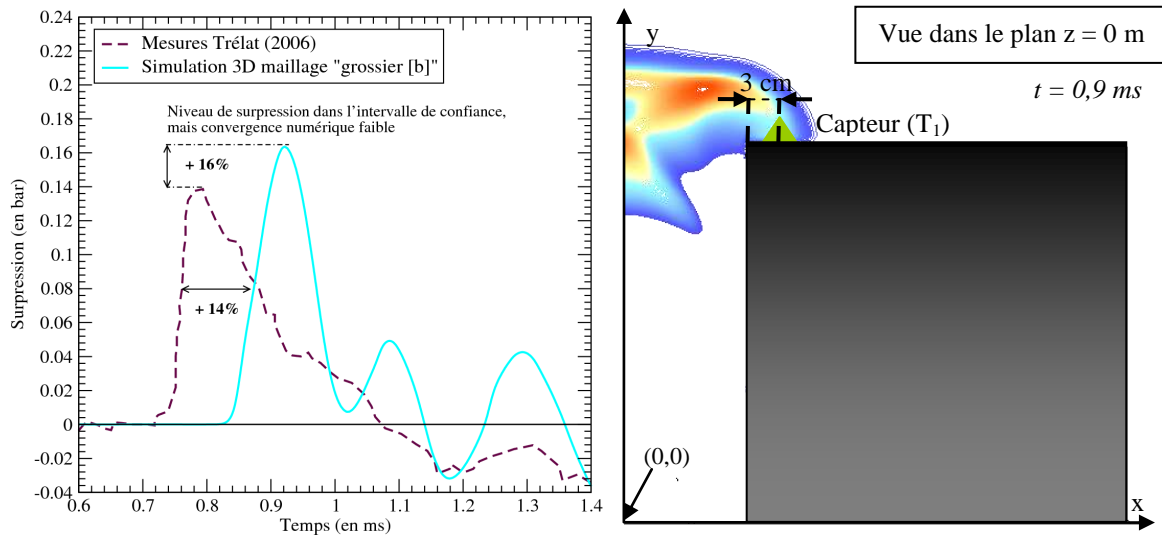


Figure 98 : Détente au sommet du cylindre dans l'axe de la charge ( $\mu = 0^\circ$ )

Trélat (2006) a disposé trois capteurs au sommet de l'obstacle dans l'axe de la charge, noté ( $T_1$ ), ( $T_0$ ) et ( $T_3$ ). Seul le capteur ( $T_1$ ) situé au sommet de l'obstacle au niveau de la première détente du pied de Mach est ici étudié. Le maximum de surpression obtenu par simulation est bon en accord avec les données expérimentales de Trélat (2006) (écart de 16%, dans l'intervalle de confiance des mesures de Trélat (2006)), mais il s'agit peut-être d'un effet compensatoire. En effet, la convergence numérique n'est pas forcément atteinte ici sur le maillage « grossier [b] » mis en œuvre (sous-estimation possible jusqu'à 20%, voir l'analyse sur le capteur de référence (CR1)), figure 98.

#### Détente et contournement après le cylindre

Le long de la face arrière de l'obstacle pour  $90^\circ \leq \mu \leq 270^\circ$ , plusieurs phénoménologies sont visibles en fonction de la nature de l'onde : l'onde issue du sommet ou les ondes de contournement, figure 99. Trélat (2006) ne fournit pas d'historique de surpression pour les capteurs placés sur les côtés du cylindre. De ce fait, seule une analyse qualitative des résultats de simulation est proposée.

L'onde issue du sommet de l'obstacle est l'onde qui passe par-dessus le cylindre. Le long de l'arrière du cylindre, elle subit une détente avant de se recombiner avec les ondes de contournement. Les ondes de contournement correspondent aux ondes qui se propagent autour du cylindre (surface convexe). Après le passage de l'obstacle, les ondes de contournement vont se focaliser à l'arrière du cylindre, le long de la génératrice  $\mu = 180^\circ$ , compte tenu de la symétrie de la géométrie.

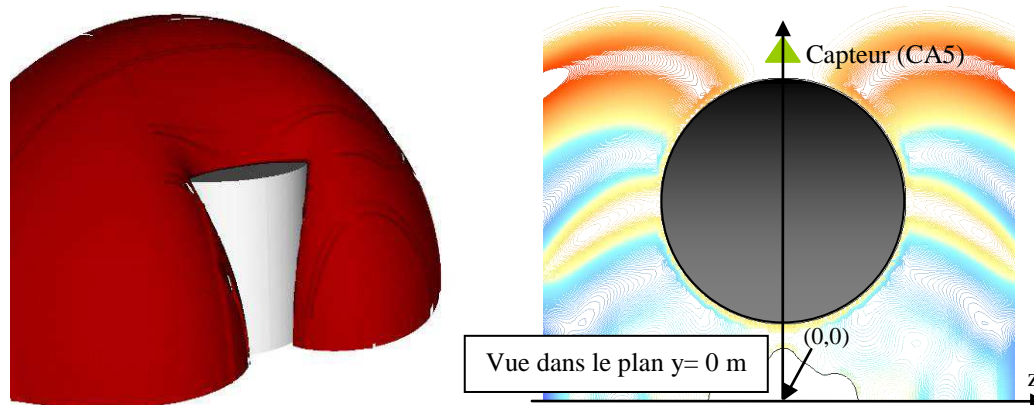


Figure 99 : Focalisation des ondes de contournement ( $t = 1,45$  ms)

La distance parcourue par les deux ondes de contournement le long de la paroi cylindrique au pied du cylindre ( $0 < \mu < 180^\circ$  et  $180^\circ < \mu < 360^\circ$ ) est de 0,56 m. En tenant compte uniquement de cette distance à parcourir et de l'onde issue du sommet, le point de recombinaison de ces ondes se situe à environ 0,26 m du sol sur l'arrière du cylindre ( $\mu = 180^\circ$ ). Les points de mesure situés au-dessus de cette limite de 0,26 m du sol doivent permettre d'acquérir l'effet du passage de l'onde issue du sommet, puis l'effet de l'onde issue de la recombinaison des ondes de contournement. C'est le cas d'un seul et unique capteur, ( $R_1$ ), placé à  $\mu = 180^\circ$  et à 0,33 m au-dessus du sol, figure 100.

Le passage de ces deux ondes au niveau du capteur ( $R_1$ ) est visible avec un décalage chronométrique de 0,12 ms entre les deux signaux. Pour ce capteur, les résultats de simulation sous-estiment de 16% le maximum de surpression pour l'onde issue de la recombinaison des deux ondes de contournement. Cet écart peut être attribué au faible niveau de convergence numérique qu'implique la mise en œuvre d'un maillage « grossier [b] ».

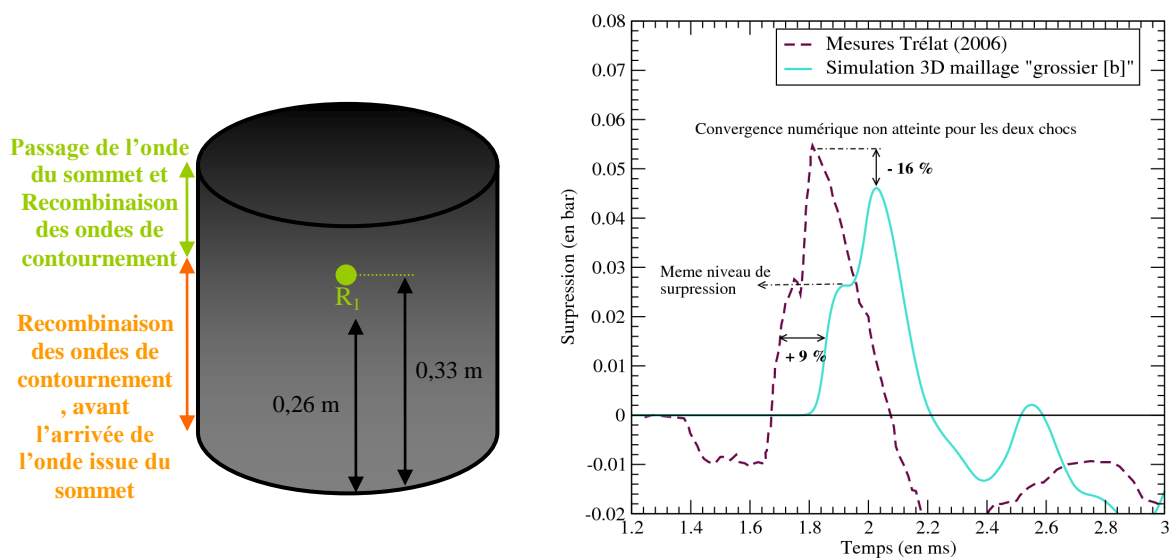


Figure 100 : Point de mesure  $R_1$

Les points de mesure situés en dessous d'une hauteur de 0,26 m le long de la face aval du cylindre doivent permettre de constater la recombinaison des ondes de contournement et d'en mesurer les effets. C'est le cas des capteurs ( $R_2$ ) et ( $R_3$ ), figures 101 et 102.

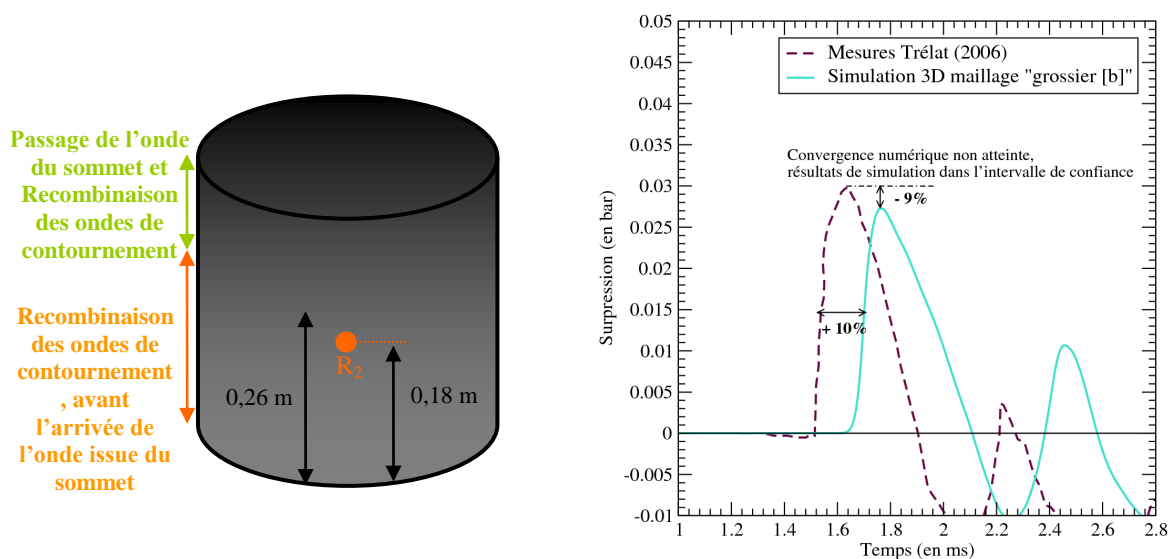


Figure 101 : Point de mesure  $R_2$

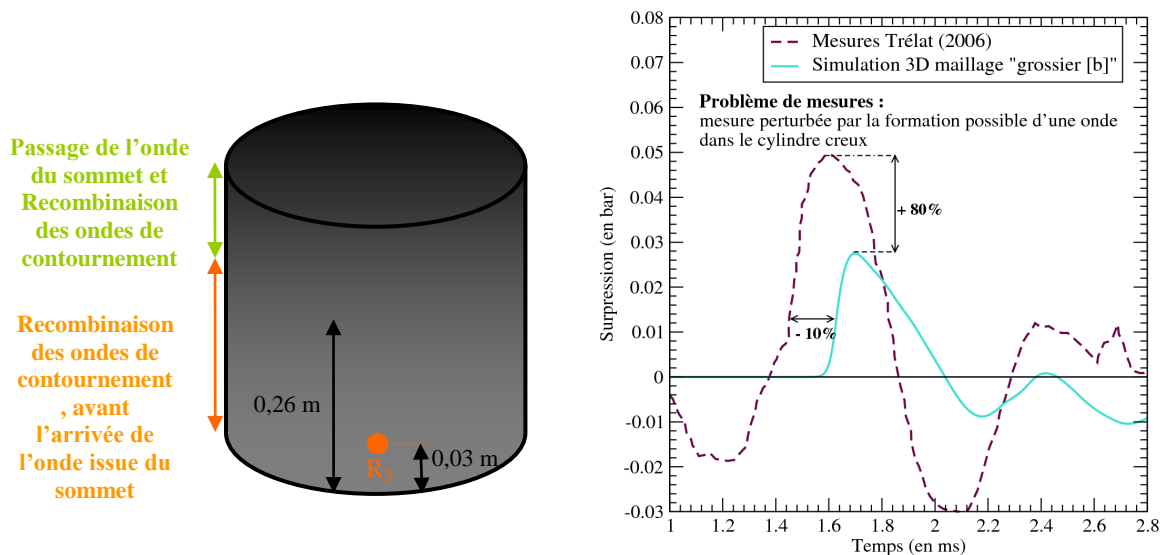


Figure 102 : Point de mesure  $R_3$

Pour les capteurs ( $R_2$ ) et ( $R_3$ ), il est possible d'observer le passage d'une seule onde de choc qui est issue de la recombinaison des ondes de contournement et de l'onde provenant du sommet du cylindre (géométrie tridimensionnelle, points de mesure placés en dessous de 0,26 m). Pour le capteur ( $R_2$ ), les résultats de simulation numérique se situent dans l'intervalle de confiance des mesures de Trélat (2006) de +/- 20% (écart de 9% pour le maximum de surpression et de 10% pour le temps d'arrivée). Pour le capteur ( $R_3$ ), l'écart entre les données expérimentales de Trélat (2006) et les résultats de simulation numérique est très important (écart de 80% sur le maximum de surpression).

Lors de l'étude préliminaire du projet ANR BARPPRO (§ 2.4), une configuration de merlon creux avait été expérimentée. Après analyse des signaux mesurés, il s'est avéré que certains capteurs placés sur la structure ont été perturbés par des réflexions multiples internes à la structure creuse, le merlon jouant ainsi le rôle de caisse de résonance. Ces mesures avaient donc été retirées et à la place des mesures des valeurs issues de la littérature avaient donc été utilisées (TM5-1300 (2008), Brode (1968)). L'allure générale des signaux perturbés par ces réflexions internes à la structure était similaire au signal acquis par Trélat (2006) pour le capteur ( $R_3$ ). Les structures expérimentées par Trélat (2006) étant également creuses, il est possible d'émettre l'hypothèse que ce point de mesure est également entaché du même problème de mesure : formation de réflexions multiples internes à la structure qui perturbent l'acquisition de la mesure pour le capteur ( $R_3$ ).

Le capteur (CA5) situé au sol et en aval de la structure subit également le passage de la recombinaison des ondes de choc issues du contournement de l'obstacle sur la face arrière du cylindre ( $\mu = 180^\circ$ ), figure 103.

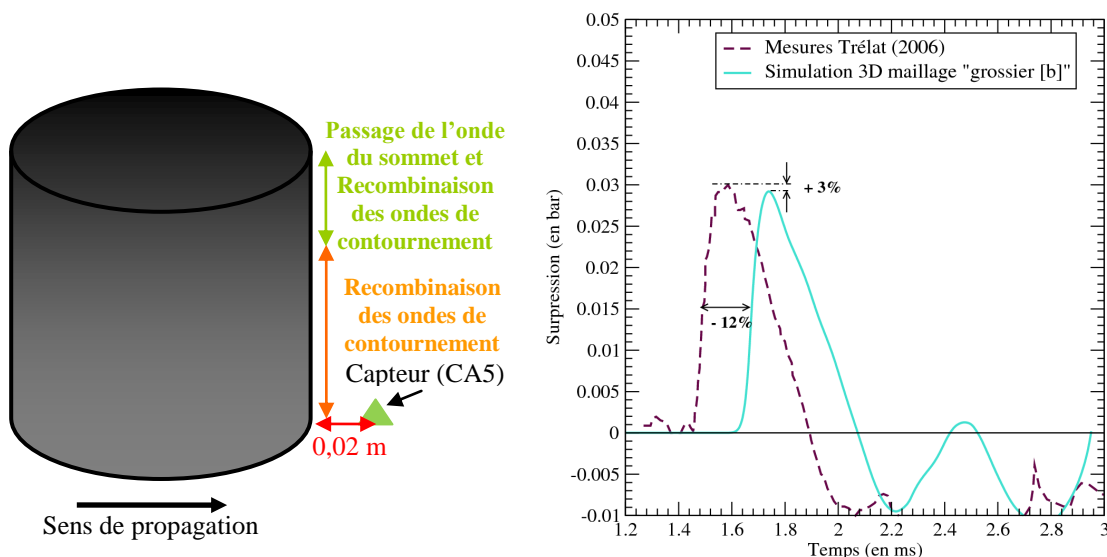


Figure 103 : Point de mesure (CA5)

Qualitativement la chaîne de calcul restitue correctement le phénomène de recombinaison des ondes de contournement. Les résultats des simulations numériques sont compris dans l'intervalle de confiance pour les capteurs ( $R_1$ ), ( $R_2$ ) et (CA5). En revanche pour le capteur ( $R_3$ ), l'écart entre les résultats de simulations numériques et les données expérimentales dépasse très largement l'intervalle de confiance (problème de mesure). La forme cylindrique de l'obstacle nécessite un calcul en géométrie 3D. La mise en œuvre d'un maillage « grossier [b] » induit un niveau de convergence numérique, qui peut conduire à des sous-estimations du maximum de surpression, qui peuvent atteindre 20% (analyse du capteur de référence (CR1)). La chronométrie en revanche n'est pas affectée. Les capteurs placés sur l'arrière du cylindre montrent que les simulations, bien qu'elles sous-estiment le maximum de surpression, sont toujours cohérentes entre-elles. La mesure obtenue par Trélat (2006) pour le particulier capteur ( $R_3$ ) semble surestimer très fortement la valeur attendue du maximum de surpression (perturbation possible de la mesure par la présence de réflexions multiples internes au cylindre creux).

#### 3.1.4.2 Conclusion de l'étude numérique sur le cylindre de Trélat (2006)

La structure cylindrique de la configuration (4) nécessite une étude en géométrie 3D afin de tenir compte des effets des ondes de contournement, par-dessus et autour de cet obstacle, à la propagation d'onde aérienne issue de l'explosion de charge gazeuse. De plus, cette configuration d'obstacle est plus complexe que la simple interaction d'une onde de choc avec une paroi plane du fait de la nature convexe de la surface. Ce type d'expérience représente donc une contrainte très forte de la chaîne de calcul du fait des phénomènes physiques complexes et « à seuils » qui ont lieux.

Qualitativement l'outil de simulation restitue correctement l'ensemble des phénoménologies présentes lors de l'interaction d'une onde de choc avec un obstacle cylindrique. En effet, les résultats des simulations sont en grande partie validés par les mesures de Trélat (2006) et totalement par les données bibliographiques du TM5-1300 (2008) le long de la génératrice du cylindre en face de la charge.

### 3.2 Validation à partir des nouvelles configurations expérimentées - Thèse

Cette partie présente l'analyse de configurations de barrière de protection expérimentées au sein du laboratoire PRISME. Les configurations étudiées à petites échelles sont dimensionnées afin d'analyser plusieurs phénomènes physiques (réflexion, détente et recombinaison d'ondes de choc), ainsi que l'effet protecteur d'une barrière de protection en fonction de sa géométrie. Les campagnes de tirs se composent de deux séries de merlons et d'une configuration champ libre. La configuration sans obstacle (champ libre) permet de caractériser l'évolution des différents paramètres mécaniques de l'onde de souffle ( $\Delta P^+$ ,  $t_0$ ,  $dt^+$ ) pour une charge gazeuse (propane-oxygène à la stœchiométrie) en fonction de la distance parcourue par l'onde ( $\lambda$  en  $m/MJ^{1/3}$ ). La première série de merlons (série 1) permet d'étudier deux géométries de barrière dimensionnées à partir des recommandations de l'OTAN (GBPP (2009)). La série 2 permet d'étudier l'influence de deux caractéristiques géométriques de la barrière (épaisseur au sommet et angles d'inclinaison des faces avant et arrière) sur l'effet protecteur du merlon.

#### 3.2.1 Configuration champ libre (sans obstacle)

La configuration champ libre est une configuration sans obstacle, la charge hémisphérique est posée au sol et nul obstacle ne vient perturber la propagation de l'onde de choc aérienne que génère son explosion. Les données expérimentales acquises dans cette configuration permettent de caractériser l'évolution de trois caractéristiques mécaniques de l'onde de souffle ( $\Delta P^+$ ,  $t_0$ ,  $dt^+$ ) issue de la détonation d'une charge gazeuse (propane-oxygène à la stœchiométrie) en fonction de la distance parcourue par l'onde. Les données expérimentales sont comparées aux résultats de simulation numérique en géométrie 2D-axisymétrique « fin » en employant le standard de calcul (§ 2.4.4), figure 104. La dimension des arêtes des mailles cubiques est ainsi fixée à 0,1 mm pour une charge de gaz de rayon ( $R_2$ ), soit des mailles de  $0,80 \text{ mm}/MJ^{1/3}$  au passage du front de choc. La mise en œuvre d'un maillage « fin » permet de se placer à un niveau de convergence numérique suffisant par rapport à l'ordre de grandeur des intervalles d'incertitude expérimentale (sous-estimation de 13% pour le capteur A1, le plus proche de la charge explosive par exemple).

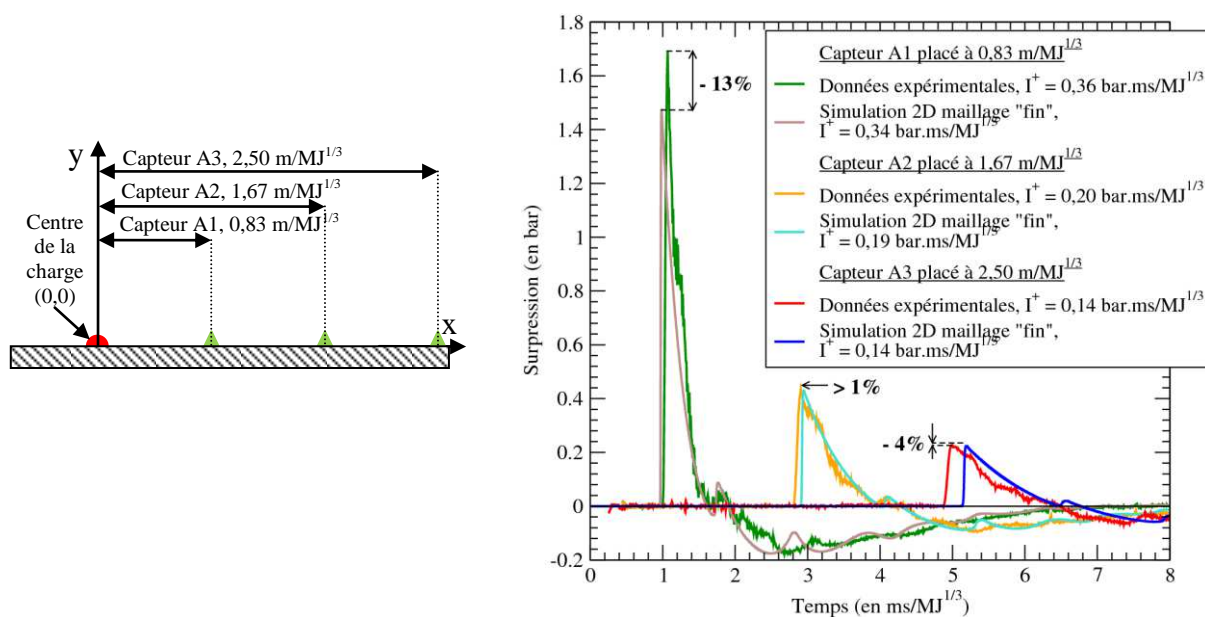


Figure 104 : Profils de surpression pour des capteurs placés en champ libre en géométrie 2D-axisymétrique « fin »



Le maximum de surpression ( $\Delta P^+$ ), le temps d'arrivée ( $t_0$ ) et la durée de phase positive ( $dt^+$ ) peuvent être estimés à partir des formules (139) à (141) obtenus à partir des données expérimentales.

$$\ln\left(\frac{\Delta P^+}{P_0}\right) = 0,0895 - 1,7633 \times \ln(\lambda) + 0,1528 \times \ln(\lambda)^2 - 0,0066 \times \ln(\lambda)^3 - 0,0021 \times \ln(\lambda)^4 \quad (139)$$

$$\frac{t_0}{E^{1/3}} = 2,2937 \cdot 10^{-4} \times \lambda^4 - 9,6799 \cdot 10^{-3} \times \lambda^3 + 0,1437 \times \lambda^2 + 1,9805 \times \lambda - 0,7059 \quad (140)$$

$$\frac{td^+}{E^{1/3}} = 2,081 \times (1 - e^{-0,3361 \times \lambda}) \quad (141)$$

Avec  $P_0 = 1$  bar,  $\Delta P^+$  (en bar),  $t_0$  (en ms),  $dt^+$  (en ms),  $E$  (en MJ) et  $0,84 \leq \lambda \leq 17,5$  m/MJ<sup>1/3</sup>

Ces nouvelles formules empiriques peuvent être utilisées jusqu'à 17,5 m/MJ<sup>1/3</sup> (limite de la zone d'étude) avec une incertitude acceptable (+/- 10%), figure 105.

La décroissance de pression peut être estimée à partir du model de Friedlander modifié, formule (142) (Baker (1973)). Cette relation se différencie du premier modèle (formule (1)) par l'ajout d'un coefficient (C) dont la valeur dépend de la distance réduite ( $\lambda$ ).

$$P(\lambda, t) = \Delta P_{\max}(\lambda) \times \left[ 1 - \frac{t - t_0(\lambda)}{dt^+(\lambda)} \right] \times \exp\left[ -C(\lambda) \frac{t - t_0(\lambda)}{dt^+(\lambda)} \right] \quad (142)$$

La formule (143) permet de déterminer la valeur de ce coefficient (C) en fonction de la distance parcourue par l'onde ( $\lambda$ ). Cette formule empirique est issue de l'analyse de la décroissance de pression pour plusieurs profils mesurés en champ libre.

$$C(\lambda) = 1,11 \times \lambda^{-0,62} \text{ pour } 0,84 \leq \lambda \leq 17,5 \text{ m/MJ}^{1/3} \quad (143)$$

Les formules empiriques présentées ci-dessus permettent de reconstruire la phase positive d'un historique de pression pour une onde de choc issue de la détonation d'une charge gazeuse (propane-oxygène à la stœchiométrie) en champ libre (sans obstacle).

Lors des différents essais, deux rayons de charges sont utilisés :  $R_1 = 0,06$  m et  $R_2 = 0,03$  m. Les énergies libérées par la détonation de ces charges gazeuses ont été présentées dans le tableau 18.

Pour les simulations numériques en géométrie 3D, le maillage est volontairement dégradé afin de rendre compatible les cas de calcul avec les moyens à disposition. La taille des mailles est alors de 1,34 mm au passage du front de choc pour la détonation d'une charge gazeuse de rayon ( $R_1$ ) et de 0,67 mm pour une charge de rayon ( $R_2$ ), soit des mailles de 5,6 mm/MJ<sup>1/3</sup> contre 0,8 mm/MJ<sup>1/3</sup> pour les simulations en géométrie 2D-axisymétrique « fin », tableau 27.

Approches géométriques	Type de maillage	Energie dégagée par la charge de gaz (en MJ)	Taille de mailles au passage du front de choc (en mm et mm/MJ <sup>1/3</sup> )
Géométrie 2D-axisymétrique « fin »	« fin », standard	13,75.10 <sup>-3</sup> (charge R <sub>1</sub> )	0,2 / 0,8
		1,72.10 <sup>-3</sup> (charge R <sub>2</sub> )	0,1 / 0,8
Géométrie 2D-axisymétrique « grossier [c] »	Taille intermédiaire entre « fin » et « grossier [a] »	13,75.10 <sup>-3</sup> (charge R <sub>1</sub> )	1,34 / 5,6
Géométrie 3D « grossier [c] »		1,72.10 <sup>-3</sup> (charge R <sub>2</sub> )	0,67 / 5,6

Tableau 27 : Conditions de calcul pour l'étude des configurations de barrière de protection expérimentées

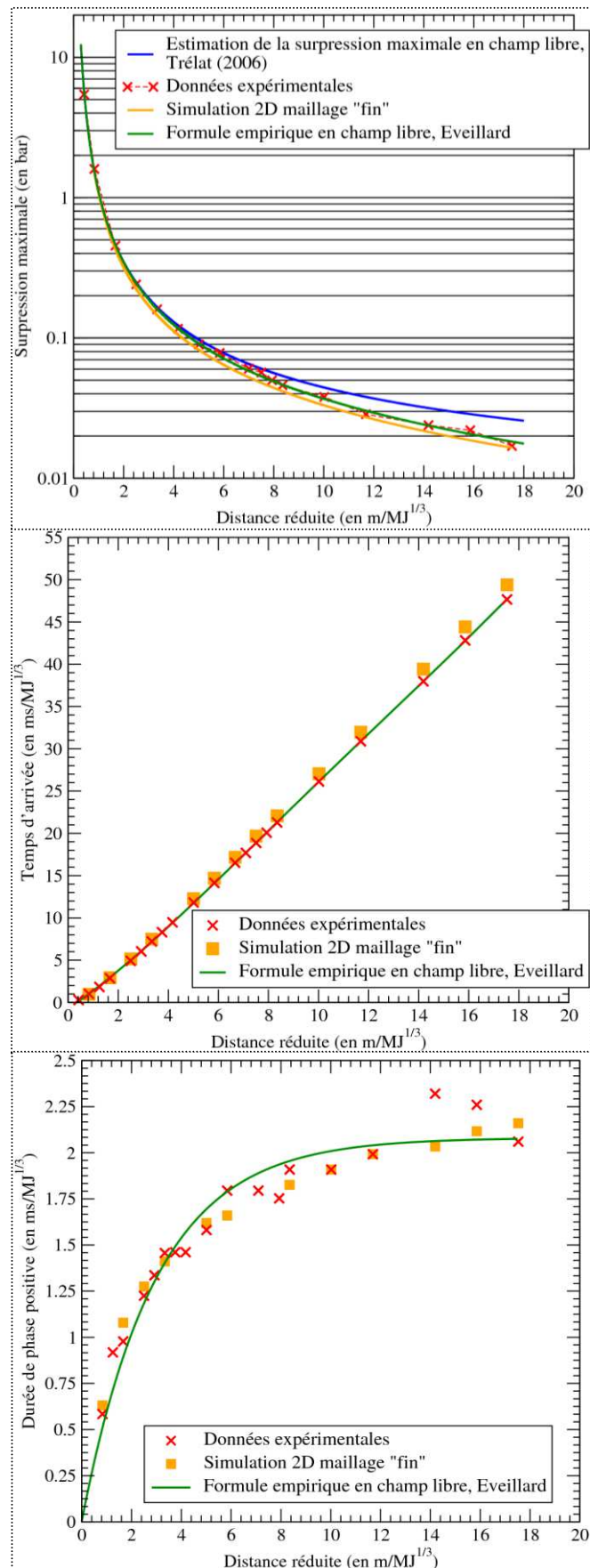


Figure 105 : Evolution du maximum de surpression ( $\Delta P^+$ , en bar), du temps d'arrivée ( $t_0$ , en  $\text{ms/MJ}^{1/3}$ ), de la durée de phase positive ( $td^+$ , en  $\text{ms/MJ}^{1/3}$ ) en fonction de la distance parcourue ( $\lambda$ , en  $\text{m/MJ}^{1/3}$ ) pour une charge gazeuse (propane-oxygène à la stœchiométrie)

La mise en œuvre du maillage « grossier [c] » induit une sous-estimation des résultats de - 20% sur le capteur A1 placé à  $0,83 \text{ m/MJ}^{1/3}$  (au lieu d'environ 10% pour le maillage « fin », ordre de grandeur des incertitudes expérimentales), figure 106. Cet écart provient d'un niveau de convergence numérique insuffisant pour le maillage « grossier [c] ».

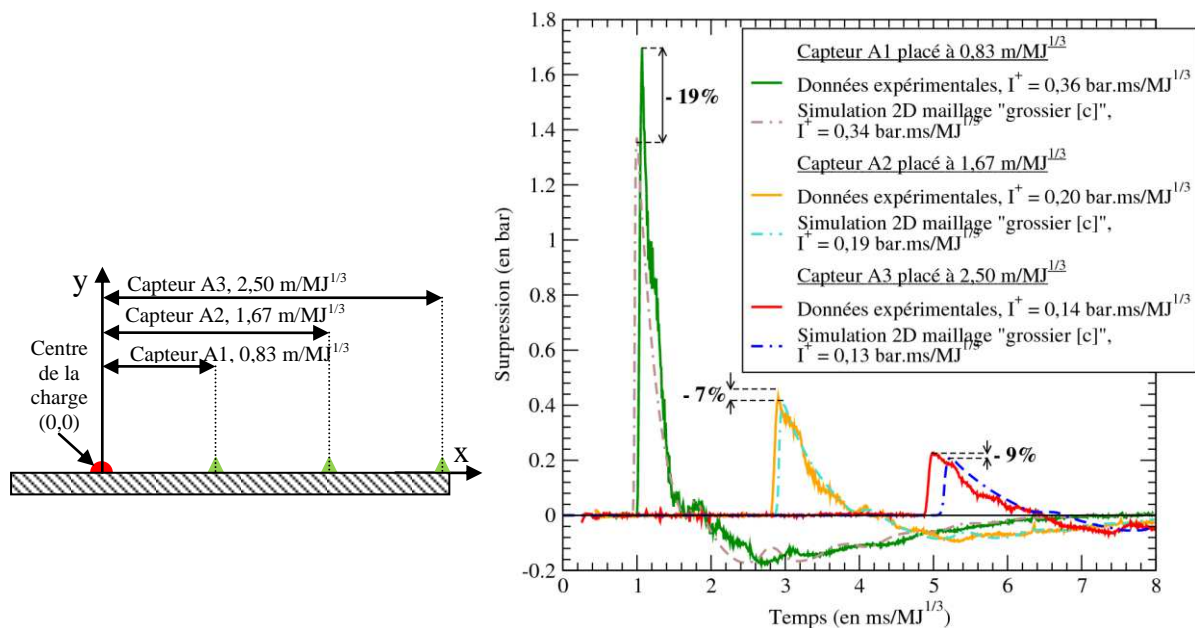


Figure 106 : Profils de surpression pour des capteurs placés en champ libre en géométrie 3D avec la mise en œuvre du maillage « grossier [c] »

Les valeurs du maximum de surpression sont extraites sur le maillage. Afin d'éviter le bruit numérique par la présence de mailles mixtes<sup>11</sup> entre l'air et la structure, l'extraction est réalisée à une distance de 1 mm de la paroi. Notons que les valeurs acquises à moins de  $0,4 \text{ m/MJ}^{1/3}$  du centre de la charge explosive peuvent être sujettes à un bruit numérique dû à la présence de mailles mixtes contenant de l'air et des produits de détonation. Cette zone est indiquée sur les différents graphiques.

### 3.2.2 Configurations avec les merlons de la série 1

La première série étudie trois géométries de barrière de protection dimensionnées à partir des recommandations de l'OTAN pour deux charges de gaz ( $R_1$ ,  $R_2$ ) et avec l'échelle d'Hopkinson (§ 1.1.2) pour un facteur de réduction  $k$  ( $k = 15$ ). Les deux premières barrières de protection, les merlons 1A et 2A, sont dimensionnées à partir de ces recommandations pour les deux charges gazeuses expérimentées. Dans un premier temps pour ces deux géométries, l'impact des ondes de contournement n'est pas analysé. La longueur de la barrière de protection est ainsi choisie afin de rendre négligeable cet effet dans la « zone protégée » en aval du merlon : étude dans le cas d'une barrière de protection d'une longueur qui pourra être supposée infinie. L'impact des recombinaisons d'ondes de choc entre l'onde issue du sommet de la barrière et les ondes de contournement sera étudié dans un second temps à l'aide d'une troisième géométrie de merlon (dite de « merlon court »). L'analyse de cette configuration sera abordée dans la partie suivante (§ 4.3).

<sup>11</sup> Maille mixte : élément de discrétisation qui comprend plus d'un matériau ; nécessite un traitement numérique spécifique par le code de calcul

### 3.2.2.1 Présentation des géométries de merlon étudiées lors de la série 1

Le rayon de la charge ( $R_1$ ) est de 0,06 m et sa détonation libère une énergie de  $13,75 \cdot 10^{-3}$  MJ ( $E_k$  à échelle  $1/k$ ). Ainsi pour un facteur de dimensionnement de 15 ( $k = 15$ , facteur de Hopkinson), l'énergie libérée à échelle réelle est de 46,41 MJ ( $E_1$  à échelle  $1/1$ ). Les distances entre le centre de la charge et l'obstacle sont comprises entre 0,07 et 0,10 m (soit de 1,05 à 1,50 m à échelle réelle). Les dimensions de la première barrière de protection (merlon 1A) suivent les recommandations de l'OTAN pour une charge gazeuse de rayon ( $R_1$ ). La hauteur du merlon peut être calculée à partir de la relation (144).

$$H_{1/k} = \frac{2}{k} + \text{Rayon} \text{ soit } H_{1/15} \approx 0,19 \text{ m et } H_{1/1} = 2,85 \text{ m, charge de rayon } (R_1) \quad (144)$$

L'épaisseur au sommet de la barrière de protection peut être estimée à partir de la relation (145).

$$e_{\min,1/k} = \frac{0,5}{k} \text{ soit } e_{\min,1/15} \approx 0,03 \text{ m pour } k = 15 \quad (145)$$

La largeur minimale de la barrière de protection au sommet de la pile d'explosif peut être évaluée à partir de la relation (146).

$$e_{\text{pile},1/k} = \frac{0,9}{k} \text{ soit } e_{\text{pile},1/15} \approx 0,06 \text{ m pour } k = 15 \quad (146)$$

La première barrière de protection de cette série, le merlon 1A, est dimensionnée à partir de ces recommandations pour une charge gazeuse de rayon ( $R_1$ ), figure 107. La longueur du merlon 1A est fixée à 0,80 m (soit 12 m à échelle réelle).

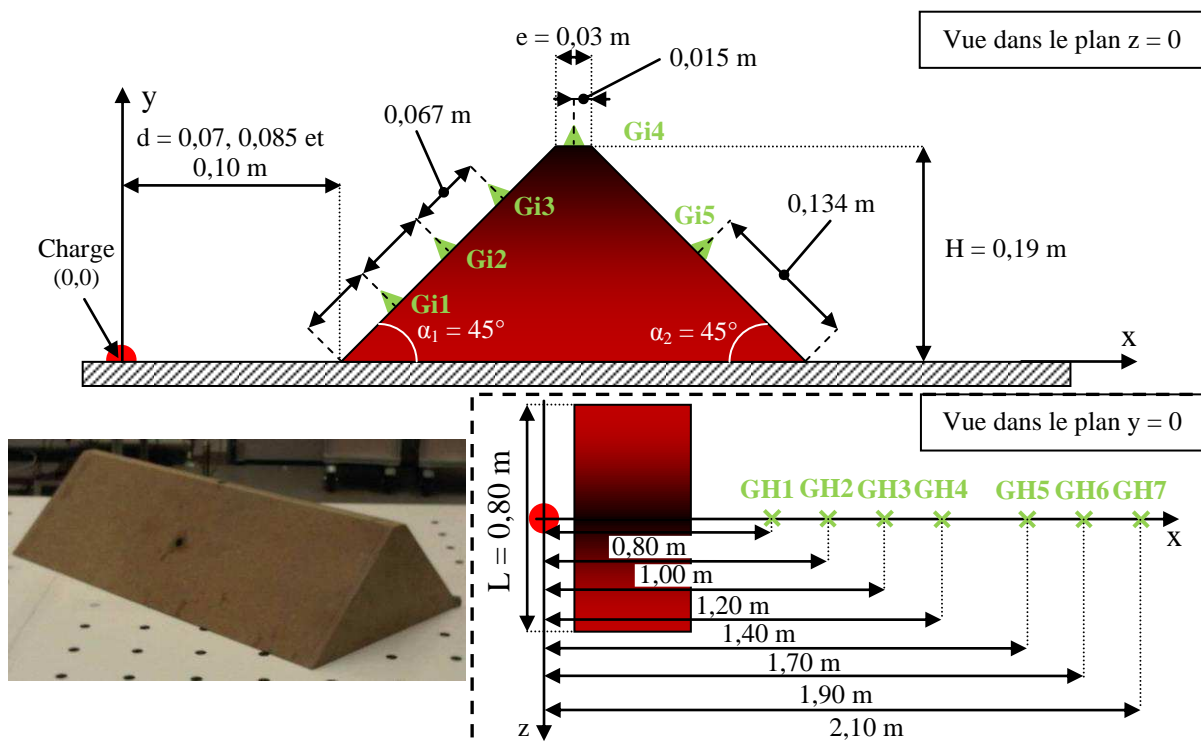


Figure 107 : Dimensions du merlon 1A pour la série 1

La seconde barrière de protection est dimensionnée à partir de la hauteur préconisée par la recommandation de l'OTAN pour une charge gazeuse de rayon ( $R_2$ ) (relation (144)). La distance parcourue le long de la structure par l'onde passant par le sommet doit être quasi-

identique, ou proche, du merlon 1A afin de pouvoir comparer ces deux géométries, figure 108. La hauteur est donc estimée à 0,16 m et l'épaisseur fixée à 0,06 m (distances parcourues le long du profil trapézoïdal de 0,527 m pour le merlon 1A et de 0,513 m pour le merlon 2A, écart de 3%). Cette seconde géométrie permet d'analyser l'influence de la hauteur et de l'épaisseur de la barrière de protection sur l'effet protecteur pour deux charges explosives ( $R_1$  et  $R_2$ ).

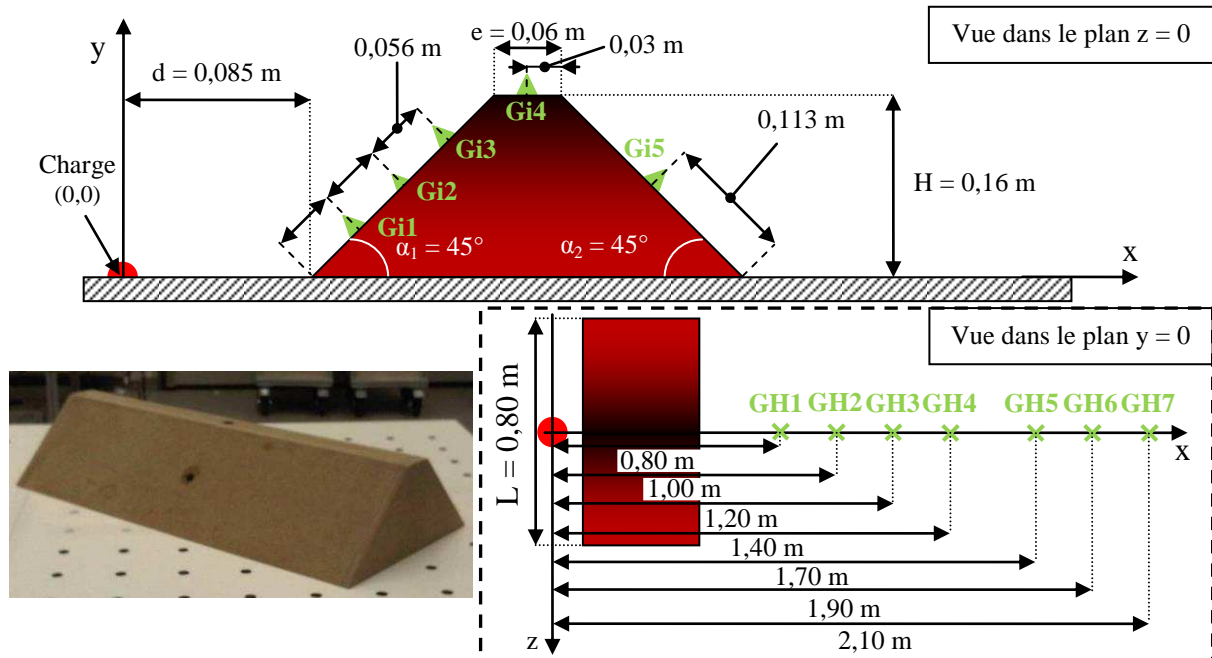


Figure 108 : Dimensions du merlon 2A pour la série 1

Le tableau 28 résume les configurations étudiées à petites échelles pour les merlons de la série 1 (1A et 2A) avec deux charges gazeuses ( $R_1 = 0,06$  m et  $R_2 = 0,03$  m).

Numéro du cas	R (en m) E (en MJ)	d (en m)	H (en m)	e (en m)	L (en m)	Remarques
Merlon 1A						
1A_C6_d7	0,06 ( $E_1 = 13,75 \cdot 10^{-3}$ )	0,070	0,190	0,030	0,800	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Etude du couplage des différents phénomènes physiques (réflexion et détente d'onde de choc)</li> <li>• Etude de l'effet protecteur suivant les recommandations de l'OTAN</li> </ul>
1A_C6_d8,5	0,06 ( $E_1 = 13,75 \cdot 10^{-3}$ )	0,085	0,190	0,030	0,800	
1A_C6_d10	0,06 ( $E_1 = 13,75 \cdot 10^{-3}$ )	0,100	0,190	0,030	0,800	
1A_C3_d8,5	0,03 ( $E_2 = 1,72 \cdot 10^{-3}$ )	0,085	0,190	0,030	0,800	Etude de l'effet protecteur pour une charge inférieure aux recommandations de l'OTAN
Merlon 2A						
2A_C6_d8,5	0,06 ( $E_1 = 13,75 \cdot 10^{-3}$ )	0,085	0,160	0,060	0,800	Etude de l'effet protecteur pour une charge supérieure aux recommandations de l'OTAN
2A_C3_d8,5	0,03 ( $E_2 = 1,72 \cdot 10^{-3}$ )	0,085	0,160	0,060	0,800	Etude de l'effet protecteur suivant les recommandations de l'OTAN

Tableau 28 : Tableau des configurations étudiées à petites échelles pour la série 1

L'étude de l'effet axisymétrique d'une approche en géométrie 2D pour traiter une configuration 3D met en évidence un effet de compression important pour des structures

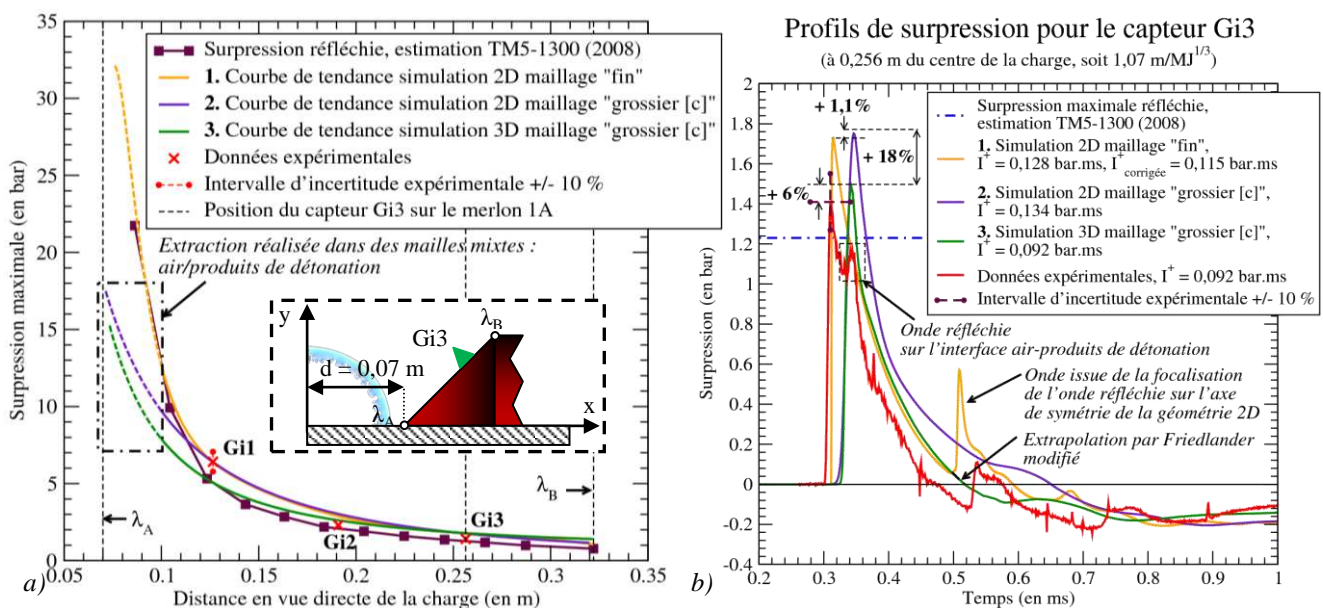
placées en champ proche de la charge explosive (effet étudié et analysé dans le § 2.4). Cet effet se traduit par une surestimation du maximum de surpression de l'ordre de 10% pour les résultats obtenus en géométrie 2D-axisymétrique dans la zone d'intérêt située en aval, dite « zone protégée » (pour une configuration avec  $d > 0,58 \text{ m/MJ}^{1/3}$ ).

La série 1 étudie l'interaction d'une onde de choc avec une barrière de protection placée en champ proche de la charge gazeuse ( $0,29 \leq d \leq 0,71 \text{ m/MJ}^{1/3}$ ). Les configurations, pour lesquelles la distance  $d$  est inférieure à  $0,58 \text{ m/MJ}^{1/3}$ , sont donc étudiées en géométrie 2D-axisymétrique et en géométrie 3D. Les calculs en géométrie 3D doivent permettre d'évaluer la surestimation par un effet axisymétrique propre à l'approche en géométrie 2D (étude pour  $d = 0,29 \text{ m/MJ}^{1/3}$  (configuration 1A\_C6\_d7)). Si l'écart entre les deux approches se situent dans un intervalle de confiance fixé à  $\pm 20\%$ , les résultats obtenus en géométrie 2D-axisymétrique « fin » pourront être exploités pour la zone étudiée.

### 3.2.2.2 Réflexion sur la face avant des merlons 1A et 2A

L'onde incidente sphérique divergente (charge hémisphérique placée au niveau du sol) se réfléchit sur la face avant de la barrière de protection. Suivant la position et les dimensions de la barrière ( $d$ ,  $H$ ,  $\alpha_1$ ), le régime de réflexion peut être différent : réflexion régulière ou réflexion de Mach (voir § 1.3.1). L'analyse bibliographique (formule simplifiée de Kinney (1985), relation (83)) sur les merlons 1A et 2A et pour une distance  $d$  comprise entre 0,29 et 0,70  $\text{m/MJ}^{1/3}$ , estime la formation d'un pied de Mach sur la face avant de la barrière. Cette observation sur les régimes de réflexion est également confirmée lors de l'utilisation de l'abaque des surpressions réfléchies du TM5-1300 (2008).

Les données expérimentales obtenues pour le merlon 1A placé à 0,07 m d'une charge gazeuse de rayon ( $R_1$ ) (soit  $d = 0,29 \text{ m/MJ}^{1/3}$ ) sont comparées aux résultats de simulation numérique pour les deux approches géométriques utilisées (géométrie 2D-axisymétrique et géométrie 3D) avec deux tailles de mailles différentes au passage du front de choc : maillage « fin » et maillage « grossier [c] » (voir tableau 27).



L'évolution du maximum de surpression réfléchi sur la face avant du merlon 1A permet d'observer l'effet axisymétrique de l'approche en géométrie 2D par rapport à une

géométrie 3D pour les mêmes conditions physico-numériques de calcul (maillage « grossier [c] »), figure 109-a. La différence entre une géométrie 2D-axisymétrique et une géométrie 3D était de + 25% sur la face avant d'une barrière de protection placée à 0,58 m/MJ<sup>1/3</sup> (§ 2.4.2). Pour le merlon 1A situé à 0,29 m/MJ<sup>1/3</sup>, l'écart maximal induit par l'effet de compression de l'approche en géométrie 2D est supérieur à 25%. Pour cette zone d'intérêt, l'approche en géométrie 3D est donc nécessaire. L'approche en géométrie 3D implique la mise en œuvre du maillage « grossier [c] » qui induit une convergence numérique insuffisante et va sous-estimer les pressions crêtes (au maximum de l'ordre de 20%, capteur A1 sur la figure 106).

L'approche en géométrie 2D-axisymétrique peut également conduire à la focalisation d'ondes de choc sur l'axe axisymétrique (le merlon de révolution autour de l'axe axisymétrique Oy est donc de forme torique, voir § 2.4.1). L'onde issue de cette recombinaison des ondes réfléchies sur l'axe axisymétrique se propage alors en aval du premier front de choc et peut perturber le calcul de l'impulsion positive. Néanmoins, il est possible de corriger les profils de pression en extrapolant la décroissance de pression du premier front de choc à partir par exemple de l'équation de Friedlander (Baker (1973)), figure 109-b.

Les résultats de simulation numérique obtenus en géométrie 3D pour le maillage « grossier [c] » se situent dans l'intervalle d'incertitude expérimentale pour le capteur Gi3, figure 109-b. Il s'agit cependant d'un effet compensatoire. En effet le maillage étant grossier, le premier front de choc se confond avec une onde réfléchie située en aval de ce front ce qui donne un pic de pression unique et amplifié. Les simulations numériques réalisées avec un maillage « grossier [c] » mettent en évidence une seule valeur et le maximum de surpression obtenu est alors légèrement supérieur au maximum de surpression attendu (+ 7% par rapport aux données expérimentales). La présence de cette onde réfléchie peut s'expliquer par la proximité entre la paroi et les produits de détonation.

Les estimations obtenues à partir du TM5-1300 (2008) sous-estiment le maximum de surpression réfléchie sur la face avant du merlon (- 13% par rapport aux données expérimentales pour le capteur Gi3). Cet écart est induit par à une déformation de l'onde réfléchie avec les produits de détonation. L'interaction de l'onde réfléchie, issue de la réflexion sur la face avant du merlon, avec l'interface entre l'air (milieu basse impédance,  $Z_A$ ) et les produits de détonation (milieu haute impédance,  $Z_{dp}$ ) conduit à l'apparition d'une autre onde réfléchie, figure 110.

L'onde incidente (notée OI) se réfléchit sur la face avant du merlon (structure supposée indéformable,  $Z = \infty$ ). Cette première réflexion conduit à la formation d'un pied de Mach (noté PM) et d'une onde réfléchie qui se propage dans la direction opposée à l'onde incidente (en direction de la charge explosive). Cette onde réfléchie interagit ensuite avec l'interface entre l'air et les produits de détonation. L'onde incidente à l'interface, l'onde réfléchie issue de la réflexion sur la paroi, est transmise aux produits de détonation (notée OTP). L'onde transmise est toujours de même nature que l'onde incidente, ainsi l'onde transmise dans les produits de détonation est une onde de choc. Cette seconde réflexion conduit également à la formation d'une autre onde réfléchie (notée ORR). La nature de cette onde dépend de l'impédance des milieux. L'impédance des produits de détonation est supérieure à l'impédance de l'air ( $Z_{dp} > Z_A$ ), l'onde réfléchie sur l'interface sera donc de même nature que l'onde incidente, une onde de choc.

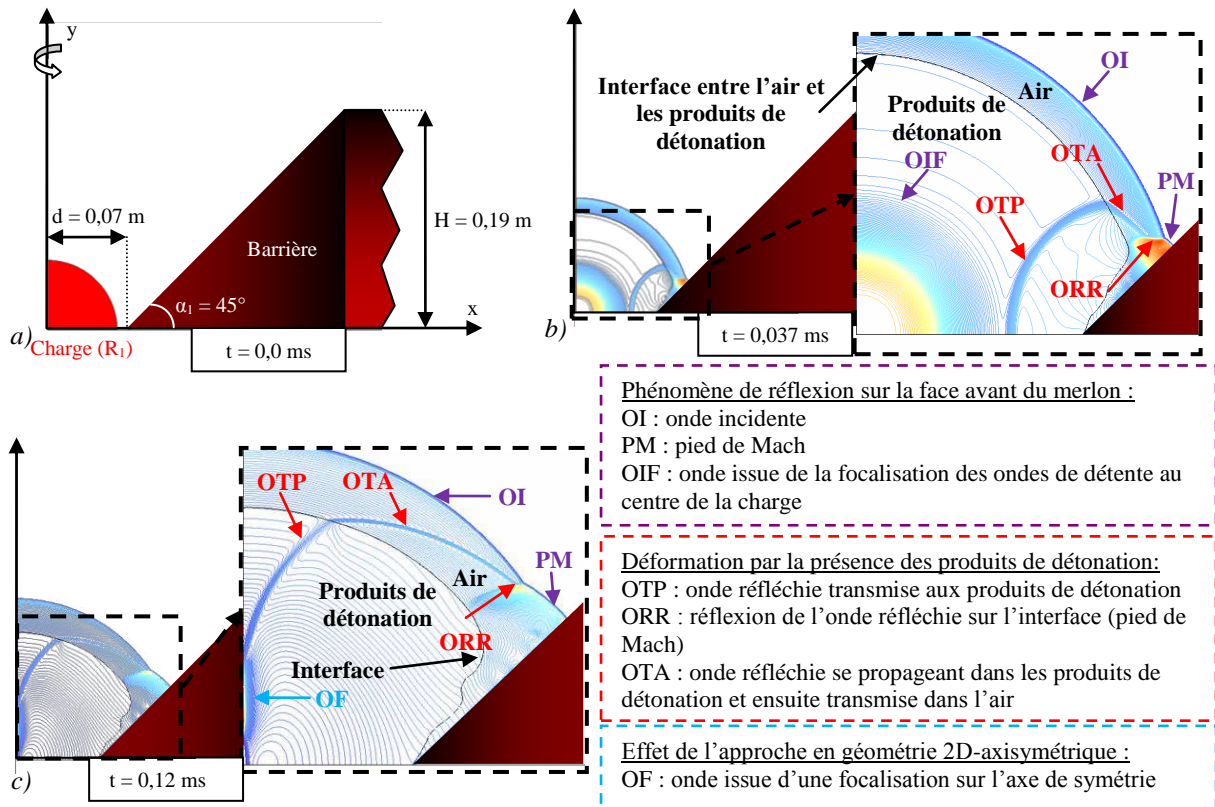


Figure 110 : Visualisation sur les champs de pression pour les différents phénomènes de réflexion sur la face avant de la barrière de protection placée en champ proche de la charge

L'onde transmise dans les produits de détonation (OTP) est transmise à nouveau à l'air (OTA). Cette onde rattrape l'onde incidente (OI) (écoulement subsonique en aval de l'onde incidente (notée OI)) et se recombine avec l'onde réfléchie sur l'interface (ORR). Le couplage de ces phénomènes physiques dépend des dimensions de la configuration étudiée ( $d$ ,  $\alpha_1$ ,  $H$ ) et de la nature de la charge explosive (vitesse de l'interface, fonction de la célérité de détonation ( $D_{C1}$ ) et du rayon de la charge de gaz ( $R$ )). Ce phénomène est étudié plus en détail dans la série 2. Le digramme sur la figure 111 présente ces premières observations.

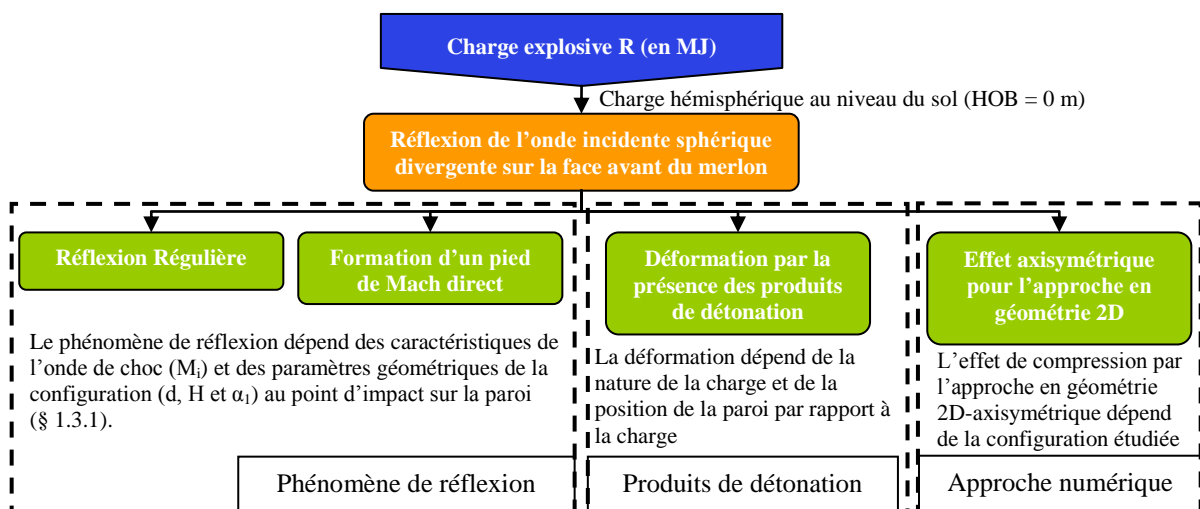


Figure 111 : Diagramme des phénomènes présents sur la face avant du merlon

Les évolutions du maximum de surpression réfléchie pour les différentes configurations du merlon 1A sont présentées sur la figure 112. Les données expérimentales



sont comparées aux résultats de simulation numérique en géométrie 3D pour une configuration placée en champ proche de la charge explosive ( $d \leq 0,58 \text{ m/MJ}^{1/3}$ , soit les configurations 1A\_C6\_d8,5 et 1A\_C6\_10, figure 112-a et 112-b).

- Les résultats en géométrie 2D-axisymétrique surestiment le maximum de surpression réfléchi par un effet de compression sur la paroi du merlon torique (effet axisymétrique).
- La déformation de l'onde réfléchi due à la présence des produits de détonation se traduit par un écart entre les données expérimentales et les estimations du TM5-1300 (2008).
- L'écart maximal entre les résultats de simulation numérique en géométrie 3D et les données expérimentales est d'environ 20%. Néanmoins, il s'agit d'un effet compensatoire (premier front de choc confondu avec une onde réfléchi issue d'une réflexion sur l'interface air/produits de détonation ce qui conduit à une valeur de pic unique amplifiée), la convergence numérique n'étant pas atteinte.

Les données expérimentales obtenues pour le merlon 1A placé à  $0,71 \text{ m/MJ}^{1/3}$  d'une charge gazeuse de rayon ( $R_2$ ) (configuration 1A\_C3\_d8,5, figure 112-c) sont comparées aux résultats de simulation numérique obtenus en géométrie 2D-axisymétrique « fin ». L'effet axisymétrique est visible, mais l'écart est acceptable (inférieur à 20%, intervalle de confiance). Les données expérimentales et les résultats de simulation numérique sont en accord avec la référence bibliographique (TM5-1300 (2008)) et se situent dans les incertitudes bibliographiques (intervalle de confiance). La déformation du phénomène de réflexion par la présence des produits de détonation n'est pas observée pour cette configuration ( $d > 0,59 \text{ m/MJ}^{1/3}$ ).

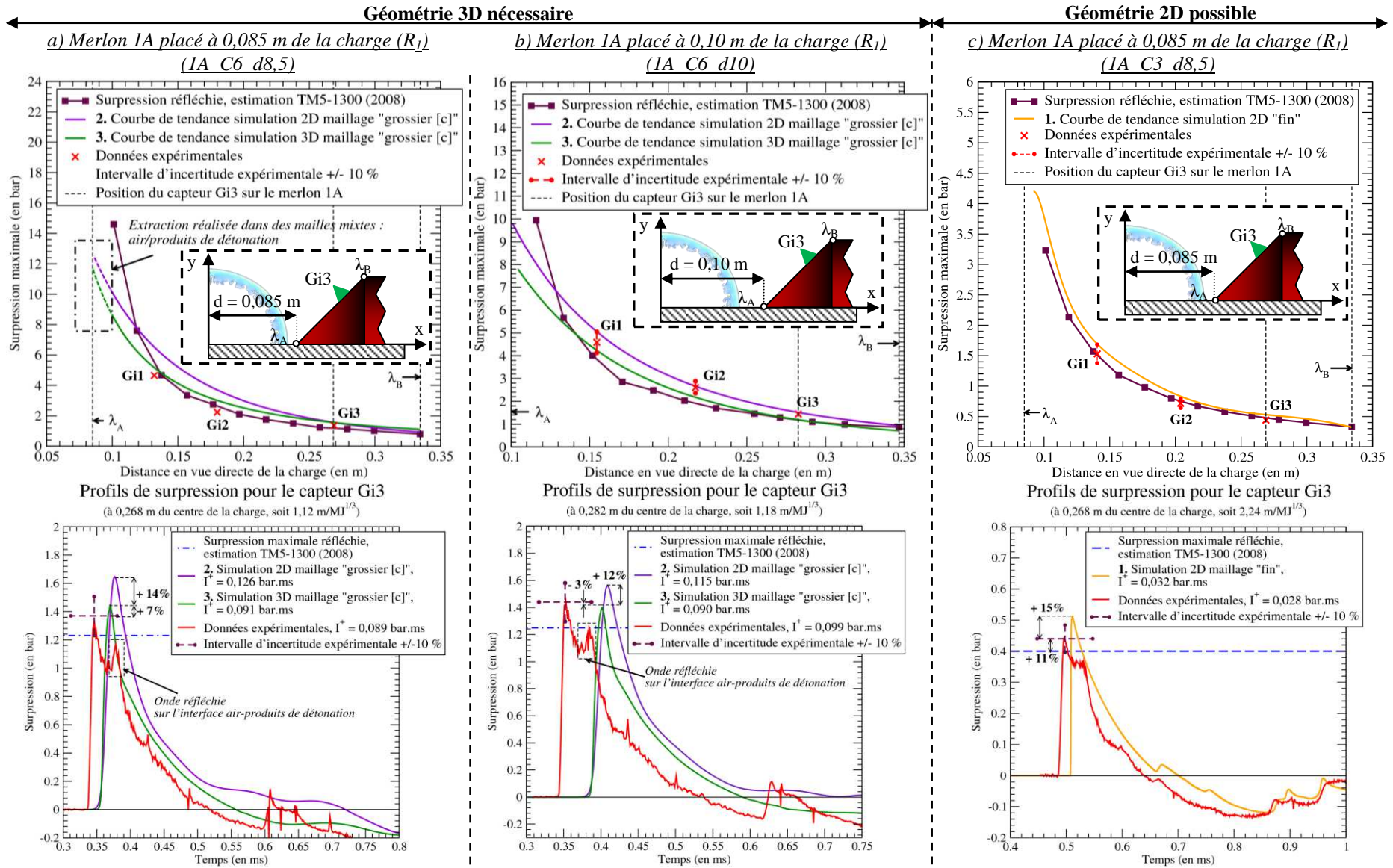


Figure 112 : Evolution du maximum de surpression réfléchie sur la face avant du merlon 1A

La phénoménologie présente sur la face avant du merlon 1A est également observée pour le merlon 2A placé à 0,085 m d'une charge de gaz de rayon ( $R_1$ ), figure 113-a :

- effet axisymétrique en géométrie 2D (effet de compression sur la paroi),
- premier front de choc confondu avec une onde réfléchiée pour les résultats en géométrie 3D, convergence numérique non atteinte (effet compensatoire), mais ces résultats se situent dans l'intervalle de confiance de +/- 20%,
- l'incertitude expérimentale est légèrement plus importante (de +/- 14% à +/- 12%),
- augmentation du maximum de surpression réfléchiée sur la paroi par la déformation de l'onde réfléchiée avec les produits de détonation (écart entre les données expérimentales-les résultats de simulation et les estimations du TM5-1300 (2008)).

Le merlon 2A situé à 0,085 m d'une charge gazeuse de rayon ( $R_2$ ), soit  $0,71 \text{ m/MJ}^{1/3}$ , est étudié en géométrie 2D-axisymétrique « fin ». Les résultats de simulation numérique se situent dans l'intervalle d'incertitude expérimentale de +/- 12%, figure 113-b.

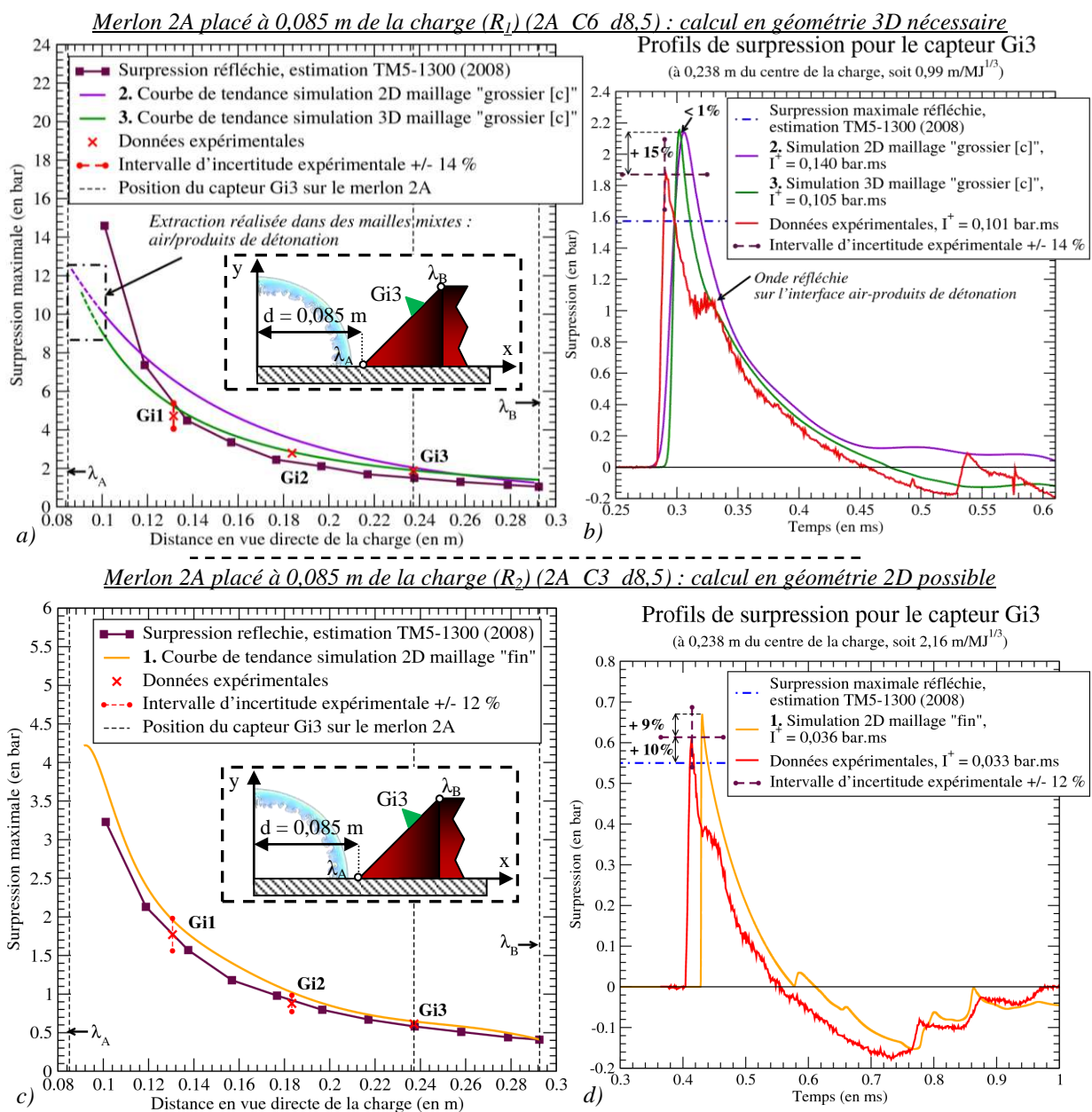


Figure 113 : Evolution du maximum de surpression réfléchiée sur la face avant du merlon 2A

### 3.2.2.3 Détente sur le sommet des merlons 1A et 2A

Le régime de réflexion (réflexion régulière ou réflexion de Mach) au sommet de la face avant de la barrière de protection définit la nature de l'onde qui se propage en aval du merlon (onde incidente ou pied de Mach). Lors du passage de cette onde entre la face avant et le sommet de la barrière de protection, l'onde subit un phénomène de détente, figure 114.

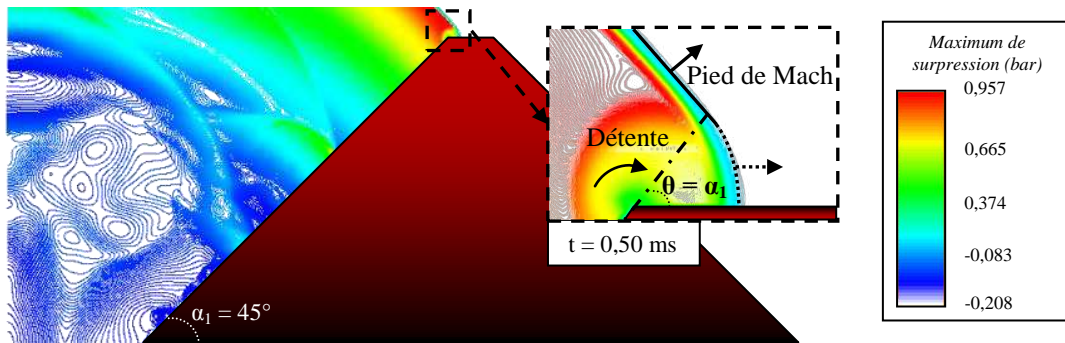


Figure 114 : Visualisation sur les champs de pression lors du phénomène de détente sur le sommet de la barrière de protection (configuration 1A C6 d7)

La présence de ce phénomène physique conduit à une atténuation du maximum de surpression en champ proche de l'arête entre la face avant et le sommet de la barrière de protection, figure 115-a. L'atténuation par ce phénomène physique dépend de l'angle de déviation ( $\theta$ ) et du nombre de Mach incident au sommet ( $M_d$ , nombre de Mach au niveau du pied de Mach).

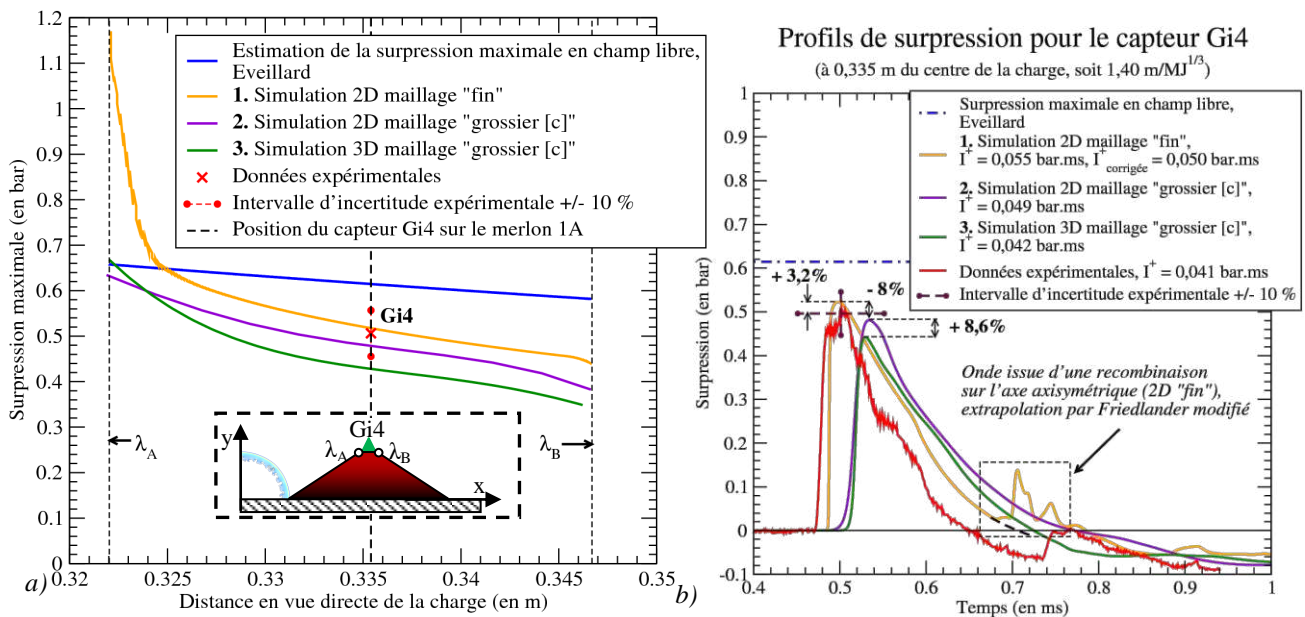


Figure 115 : Evolution du maximum de surpression sur le sommet du merlon 1A placé à 0,07 m d'une charge gazeuse de rayon ( $R_1$ ) (1A\_C6\_d7)

Pour les géométries de barrière étudiées, un pied de Mach se forme sur la face avant du merlon. Compte tenu de la distance parcourue par le pied de Mach, il est possible de supposer que ce front se propage perpendiculairement à la paroi, ainsi l'angle de déviation de la première détente est égal à l'angle d'inclinaison de la paroi ( $\theta = \alpha_1$ ).

L'effet axisymétrique en géométrie 2D-axisymétrique est faible pour cette zone d'intérêt (+ 10% pour le capteur Gi4, figure 115-b). Un calcul en géométrie 3D « fin » aurait été préférable, mais au vu des incertitudes expérimentales (+/- 10%), l'approche en géométrie

2D-axisymétrique « fin » est suffisante et acceptable pour assurer la restitution des données expérimentales. Cette hypothèse sera appliquée aux autres barrières placées à plus de  $0,29 \text{ m/MJ}^{1/3}$  du centre de la charge. Les résultats obtenus en géométrie 2D-axisymétrique « fin » seront donc comparés aux données expérimentales. Le diagramme sur la figure 116 synthétise ces différents points d'analyse.

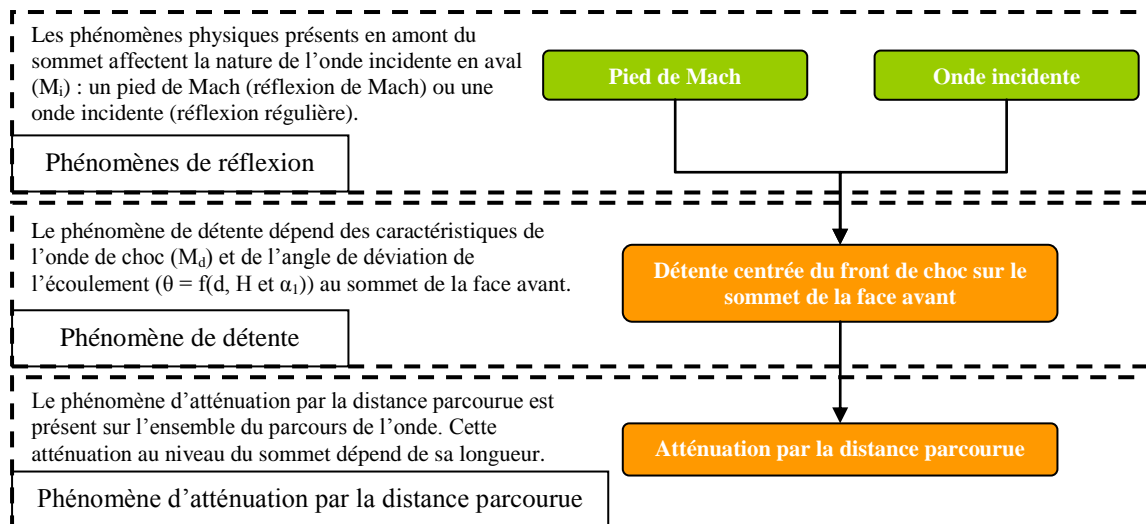


Figure 116 : Diagramme des phénomènes physiques présents sur le sommet du merlon

La figure 117 présente l'évolution du maximum de surpression sur le sommet du merlon 1A pour une charge gazeuse de rayon ( $R_1$ ).

- Les résultats obtenus par simulation numérique en géométrie 2D-axisymétrique « fin » se situent dans l'intervalle d'incertitude expérimentale (+/- 10%).
- Le maximum de surpression est atténué par la présence d'un phénomène de détente. Les valeurs de la surpression maximale se situent sous les valeurs du champ libre, contribuant ainsi à l'apparition d'un effet protecteur en aval du merlon.
- Lors de la propagation de l'onde sur le sommet du merlon, la surpression maximale est atténuée par la distance parcourue par l'onde (réseau d'ondes de détente en aval du front de choc), figure 117-c.

L'écart sur la surpression maximale entre les trois configurations provient de l'intensité de l'onde incidente au sommet du merlon. Le maximum de surpression pour le pied de Mach sur la face avant du merlon est plus élevé pour une distance  $d$  de  $0,29 \text{ m/MJ}^{1/3}$  (configuration 1A\_C6\_d7) que pour une distance de  $0,42 \text{ m/MJ}^{1/3}$  (configuration 1A\_C6\_d10).

Pour le merlon 1A situé à  $0,71 \text{ m/MJ}^{1/3}$ , les données expérimentales sont également comparées aux résultats de simulation numérique en géométrie 2D-axisymétrique « fin ». Les résultats de simulation se situent encore et toujours dans l'intervalle d'incertitude expérimentale, figure 117-d.

Les restitutions par simulation numérique des historiques de pression sur ce capteur Gi4 et pour les différentes positions de la charge par rapport au merlon (variations du rayon de la charge ( $R_1$  et  $R_2$ ) et de la distance  $d$ ) étant très satisfaisantes, il est possible d'être particulièrement confiants dans les profils obtenus par simulation (figure 117).

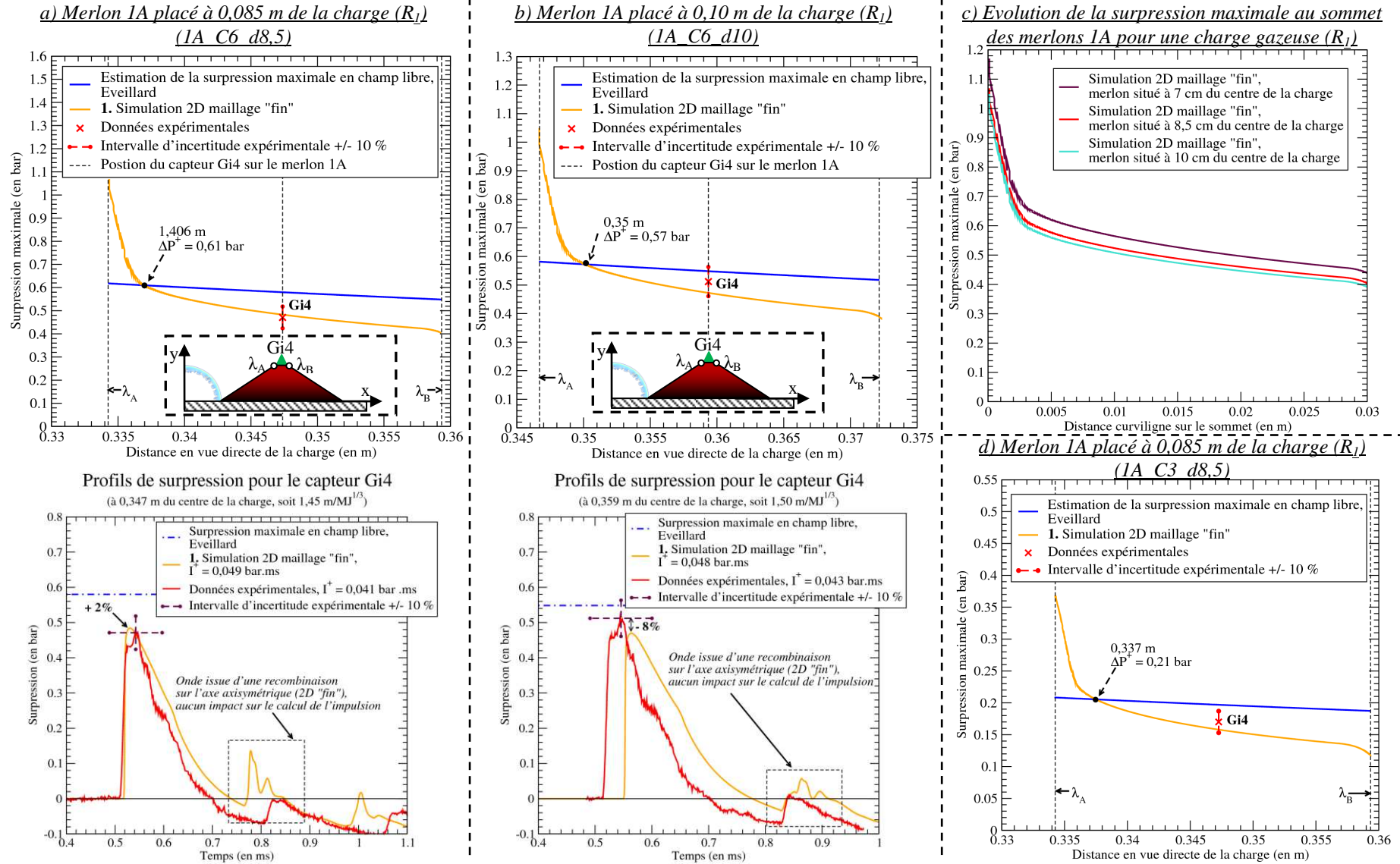
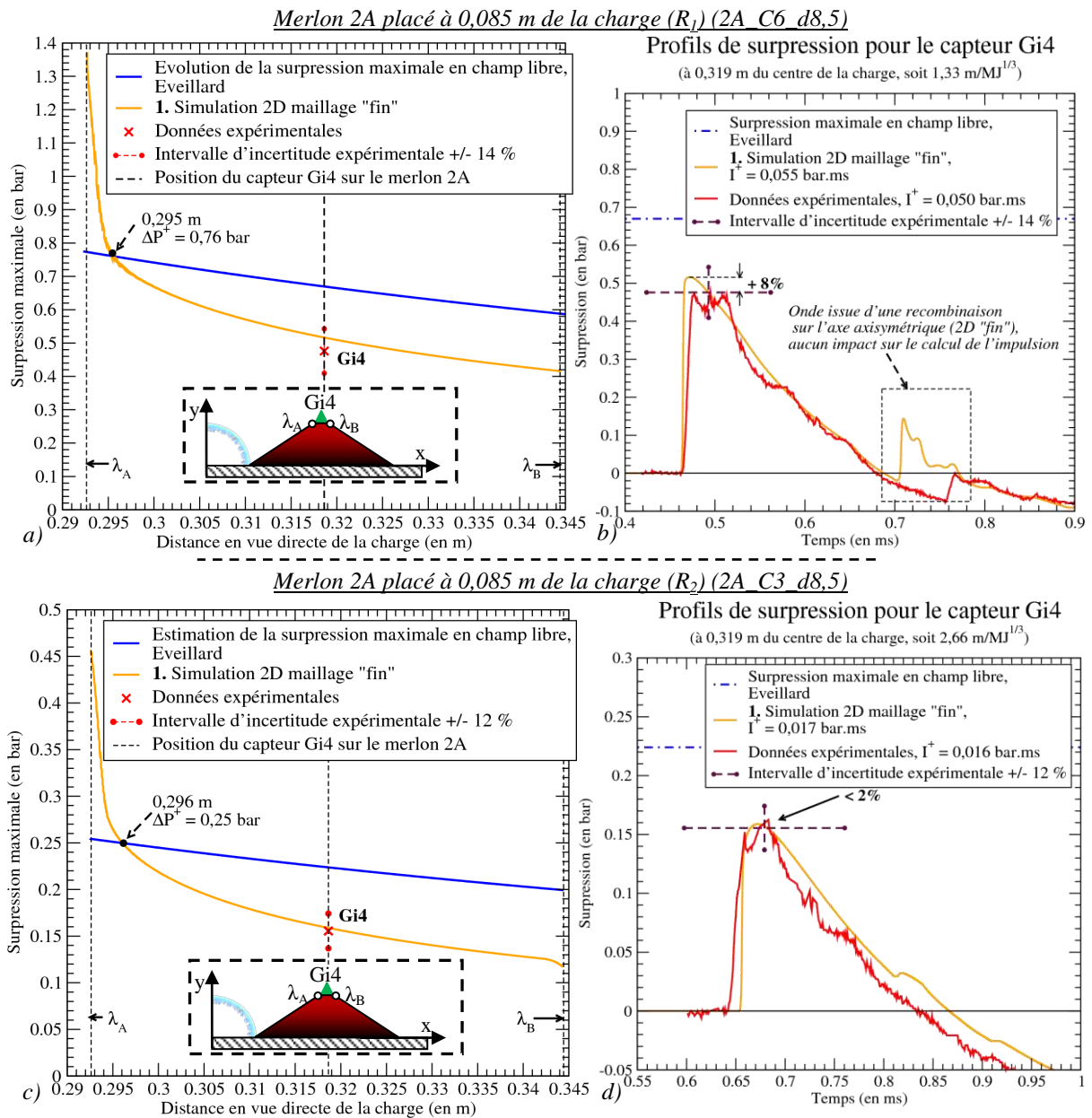


Figure 117 : Evolution du maximum de surpression au sommet du merlon 1A

Pour cette zone d'intérêt, la différence entre les deux obstacles (merlons 1A et 2A) se situe sur l'épaisseur du merlon (épaisseur plus importante pour le merlon 2A,  $e_{2A} = e_{1A} \times 2$ , l'effet d'atténuation par la distance parcourue est donc plus important), figure 118.



### 3.2.2.4 Détente sur la face aval des merlons 1A et 2A

Lors du passage de l'onde de choc entre le sommet et la face aval du merlon, l'onde est soumise à une seconde détente, figure 119. La recommandation de l'OTAN sur le dimensionnement de l'épaisseur au sommet de la barrière (épaisseur non nulle au sommet) permet une détente dite « en deux étapes » : une première détente sur le sommet (§ 3.2.2.3) et une seconde sur la face aval du merlon.

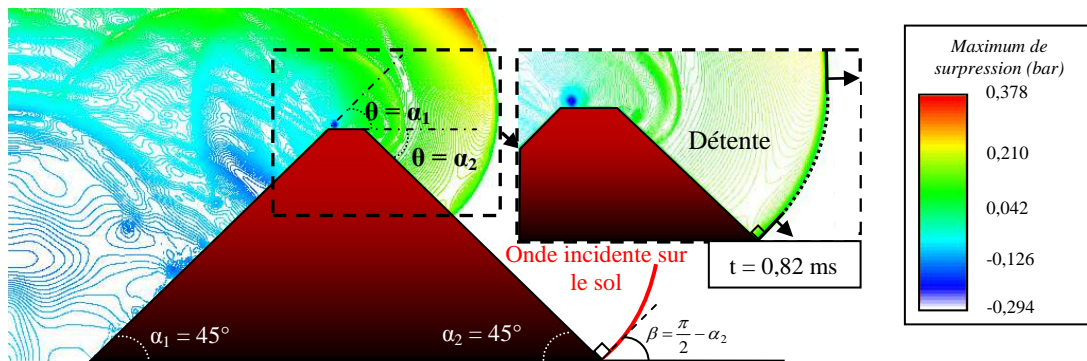


Figure 119 : Visualisation sur les champs de pression pour le phénomène de détente sur la face aval de la barrière de protection (configuration 1A\_C6\_d7)

La présence de ce phénomène conduit à une atténuation du maximum de surpression le long de la face arrière du merlon 1A, figure 120-a. L'atténuation due à cette seconde détente dépend du nombre de Mach incident au sommet de la face aval et de l'angle de déviation ( $\theta$ ). Cet angle est égal à l'angle d'inclinaison de la paroi qui impose la trajectoire de détente de l'écoulement ( $\alpha_2$ ) (« détente guidée », § 1.3.3.1).

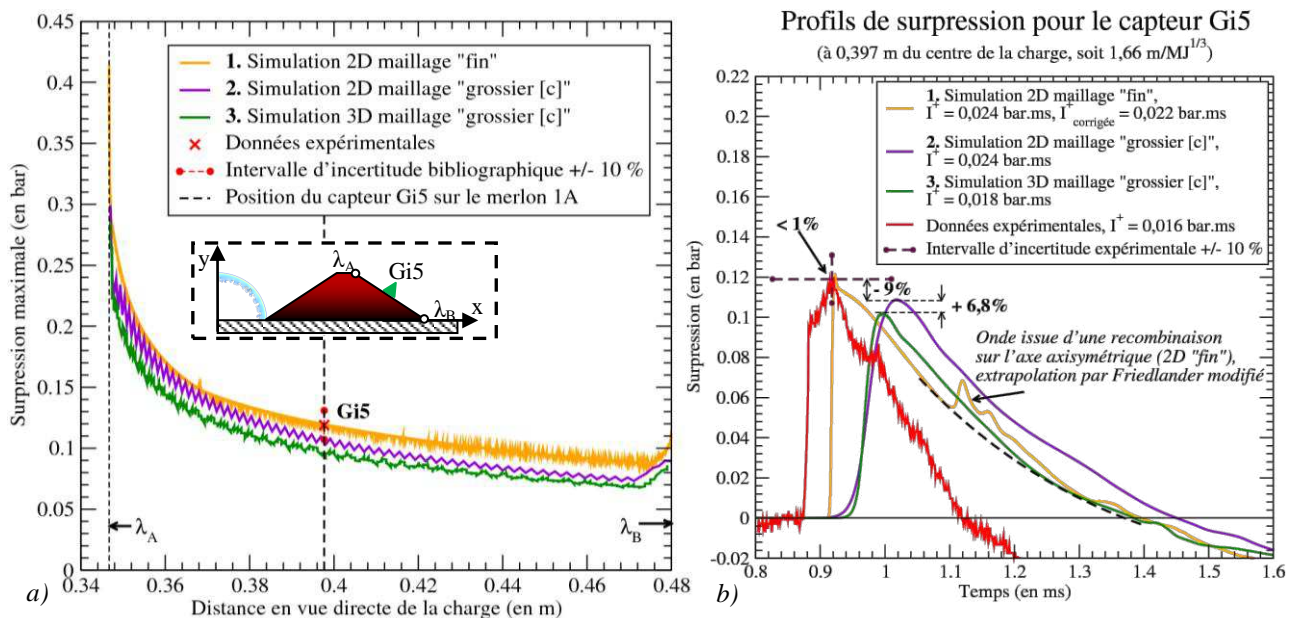


Figure 120 : Evolution du maximum de surpression sur la face aval du merlon 1A placé à 0,07 m d'une charge gazeuse de rayon ( $R_1$ ) (1A\_C6\_d7)

L'écart entre la géométrie 2D-axisymétrique et la géométrie 3D se situe largement dans l'intervalle de confiance de +/- 20%, l'effet axisymétrique de compression sur l'axe de révolution est donc faible. Les résultats obtenus pour le maximum de surpression en géométrie 2D-axisymétrique « fin » sont donc pertinents pour cette zone d'intérêt. L'écart de seulement 6% pour le capteur Gi5 le confirme, figure 120-b. L'approche en géométrie 3D



n'est donc pas nécessaire. Les valeurs du maximum de surpression en champ libre sont plus importantes que les valeurs sur la face aval du merlon ( $\Delta P^+_{\text{champ libre}} \gg \Delta P^+_{\text{barrière}}$ ). Ces valeurs en champ libre ne sont donc plus présentées sur les différents graphiques

L'onde de choc issue du sommet se réfléchit ensuite sur le sol en aval du merlon. La présence de ce phénomène conduit à une augmentation du maximum de surpression sur le pied de la face aval. L'impact de ce phénomène dépend des caractéristiques géométriques de la barrière de protection (angle d'incidence au niveau du sol ( $\beta = f(\alpha_2, H)$ ) et de l'impact des phénomènes précédents (nature de l'onde (réflexion sur la face avant) et de l'atténuation par la présence des phénomènes de détente). Le diagramme de la figure 121 synthétise les observations réalisées sur la face aval du merlon.

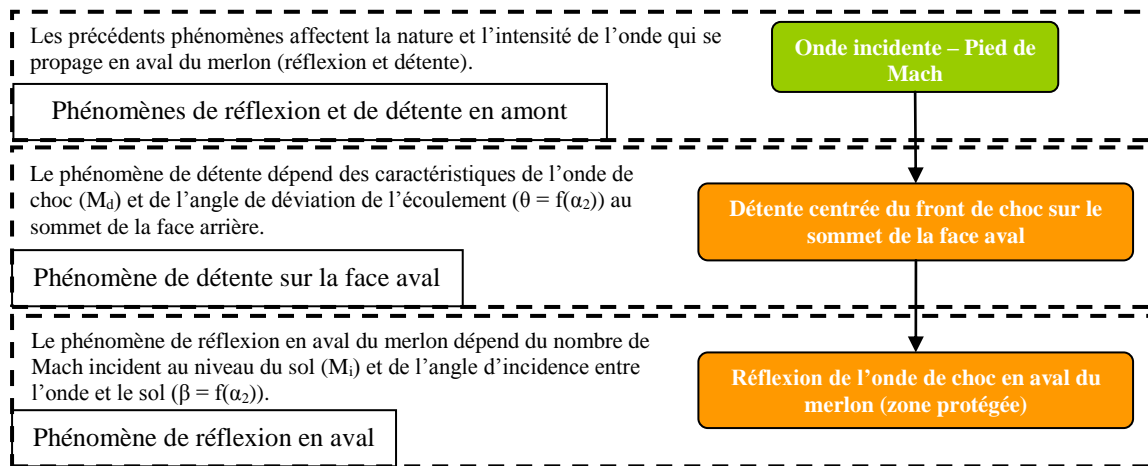


Figure 121 : Diagramme des phénomènes physique présents en aval du merlon

La figure 122 présente l'évolution du maximum de surpression sur la face aval du merlon 1A pour les différentes configurations expérimentées. Les résultats obtenus en géométrie 2D-axisymétrique « fin » se situent dans l'intervalle d'incertitude expérimentale.

- La présence d'une seconde détente en aval du merlon permet d'atténuer encore le maximum de surpression de l'onde de choc ce qui contribue à son affaiblissement et donc à l'apparition d'un effet protecteur en aval de la barrière. Ce phénomène dépend notamment de l'angle de déviation imposé par l'inclinaison de la face aval ( $\theta = \alpha_2$ ).
- La réflexion de l'onde sur le sol en aval du merlon conduit à une recompression de l'onde et donc à une augmentation du maximum de surpression au niveau du pied aval du merlon. L'angle d'incidence de l'onde en aval du merlon dépend également de l'angle d'inclinaison de la face arrière ( $\beta = \alpha_2$ , au niveau du pied aval du merlon).
- Une onde issue d'une focalisation sur l'axe axisymétrique pour les calculs en géométrie 2D se propage en aval du premier front de choc et tend à rattraper la première onde (écoulement subsonique en aval du front de choc). Une extrapolation est réalisée sur la décroissance de pression à l'aide du modèle de Friedlander modifié, afin d'estimer l'impulsion positive simulée en géométrie 2D-axisymétrique « fin » de la première onde de choc qui est l'onde d'intérêt.

Pour les historiques de pression du capteur Gi5, des différentes configurations étudiées, les simulations numériques restituent correctement les mesures (écarts inférieurs aux incertitudes expérimentales, figure 120 et 122). Les profils obtenus par l'outil de simulation sont donc fiables dans cette zone d'intérêt.

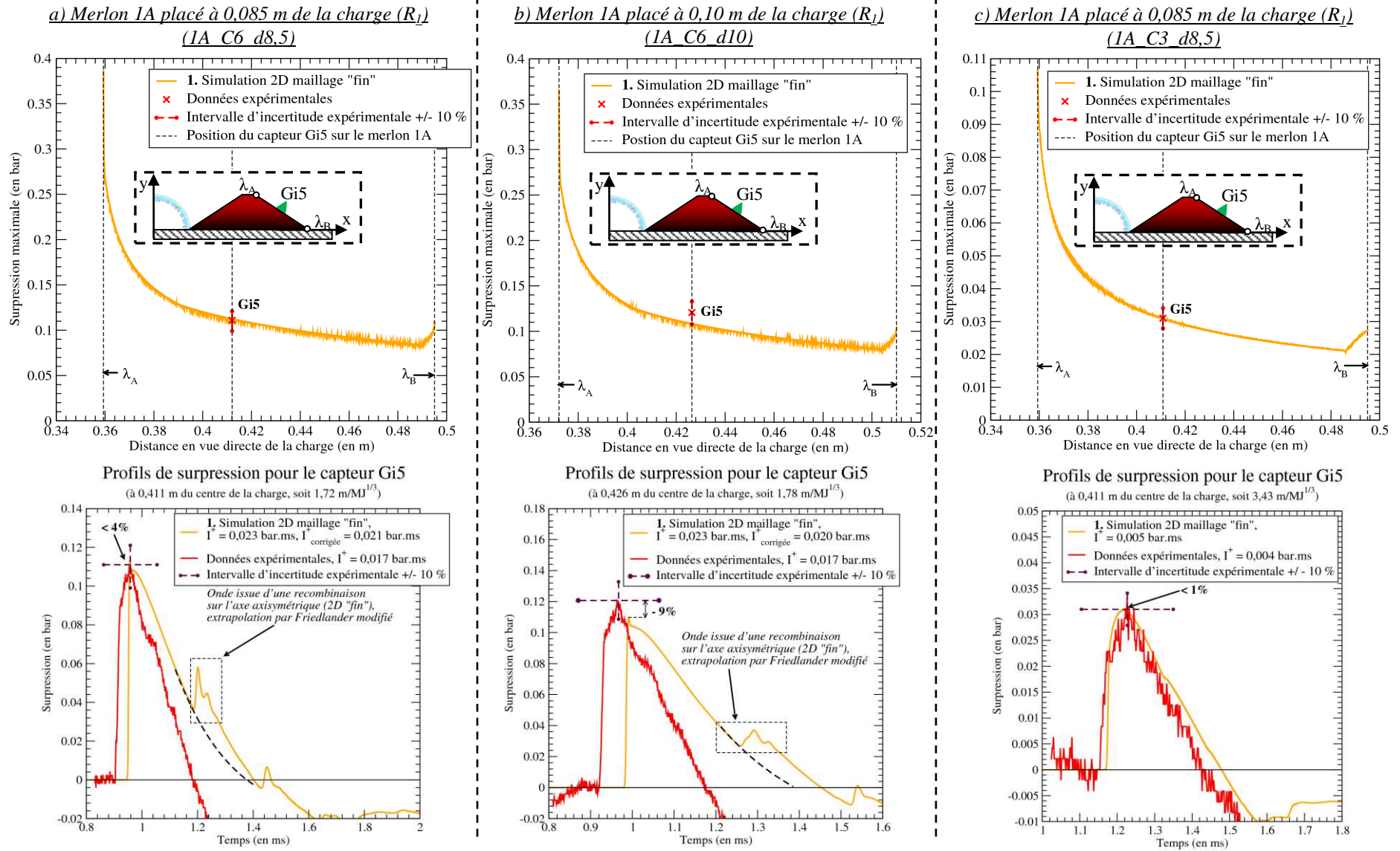


Figure 122 : Evolution du maximum de surpression sur la face aval du merlon 1A

Le couplage des différents phénomènes physiques présents sur la face arrière du merlon 1A est également observé sur le merlon 2A, figure 123 :

- atténuation du maximum de surpression par la présence du phénomène de détente au sommet de la face aval du merlon,
- le phénomène de réflexion sur le sol en aval du merlon conduit à une recompression de l'onde de choc (augmentation de la surpression au niveau du pied aval du merlon).

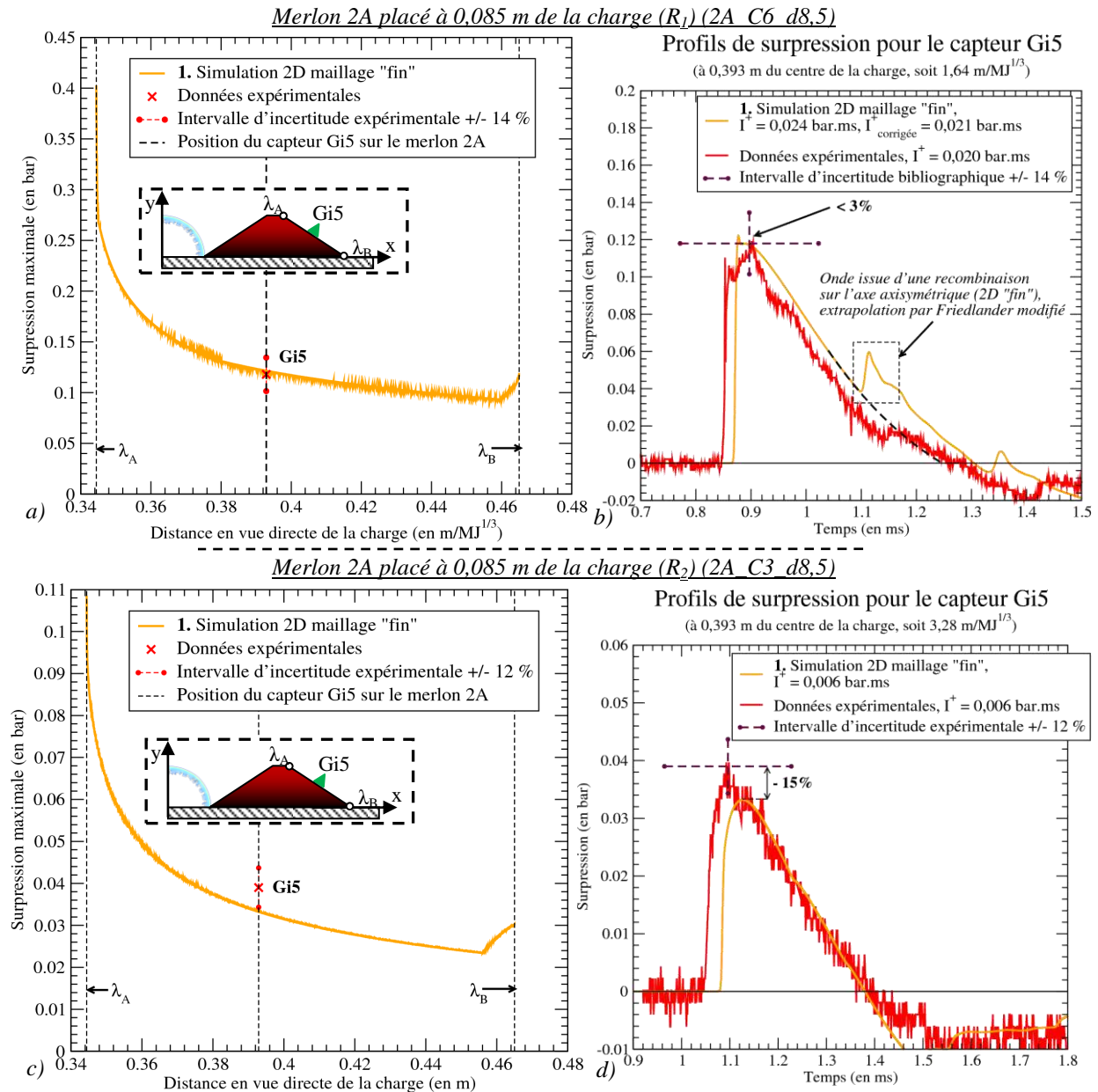


Figure 123 : Evolution du maximum de surpression sur la face aval du merlon 2A

Pour le merlon 2A placé face à une charge gazeuse de rayon (R<sub>1</sub>), l'historique de pression pour le capteur Gi5 est parfaitement restitué par l'outil de simulation (configuration 2A\_C6\_d8,5, figure 123-b).

Pour la seconde configuration du merlon 2A, avec une charge gazeuse de rayon (R<sub>2</sub>), l'écart de 15% entre les données expérimentales et les résultats de simulation numérique est légèrement plus important que l'incertitude expérimentale (incertitude expérimentale mesurée

de +/- 12%, configuration 2A\_C3\_d8,5, figure 123-d). Cet écart supérieur à l'incertitude expérimentale peut être en partie dû à la qualité de la mesure qu'à la qualité de la simulation au vu de la faible dynamique signal/bruit de l'ordre de 13% pour ce point de mesure.

### 3.2.2.5 Effet protecteur des merlons 1A et 2A

La zone en aval de la barrière de protection correspond à la zone d'intérêt du projet ANR BARPPRO, dite « zone protégée ». Les résultats présentés précédemment ont permis de confirmer les capacités prédictives de l'outil de simulation numérique avec une précision maîtrisée : restitution de la mesure par la simulation numérique correcte par rapport aux incertitudes expérimentales et à la qualité de la mesure. Le couplage des différents phénomènes physiques présents en fonction des caractéristiques géométriques de la barrière a également pu être analysé, confirmant ainsi les hypothèses de travail évoquées lors de l'étude de configurations de barrière de protection issues de la littérature (§ 1.3.3.1, figure 41).

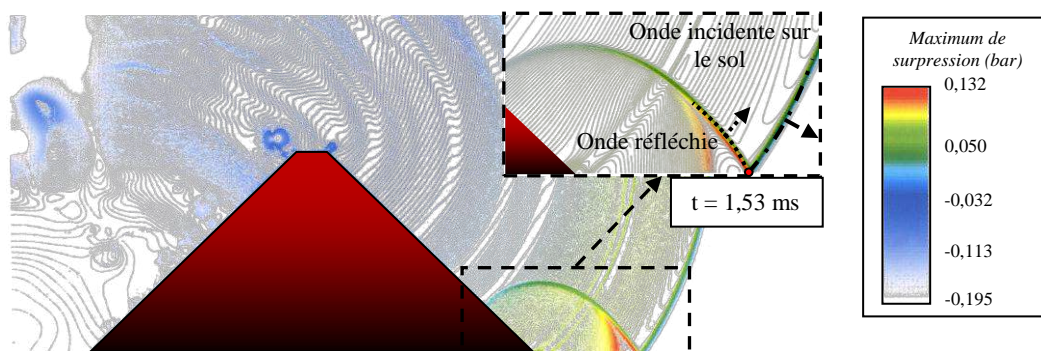


Figure 124 : Visualisation sur les champs de pression pour le phénomène de réflexion en aval de la barrière de protection (configuration 1A C6 d7)

L'onde qui passe par le sommet de la barrière de protection se réfléchit sur le sol en aval du merlon, figure 124. Ce phénomène physique conduit à une augmentation du maximum de surpression en aval du merlon.

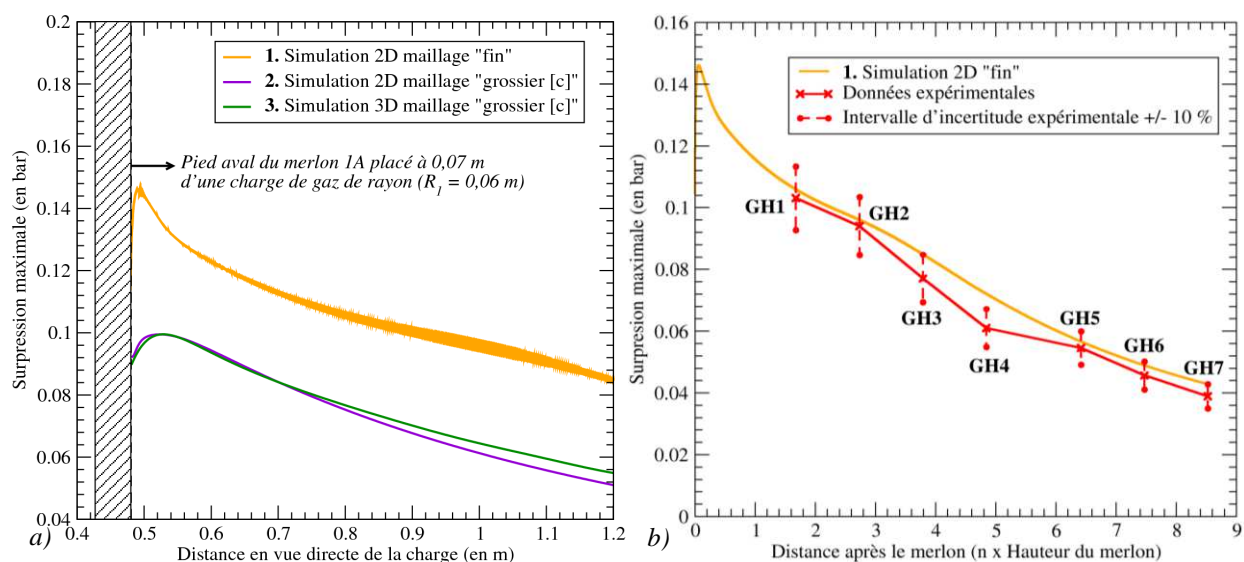


Figure 125 : Evolution du maximum de surpression en aval du merlon 1A C6 d7

L'écart entre les résultats obtenus par l'approche en géométrie 2D-axisymétrique et la géométrie 3D est faible dans cette zone, figure 125-a. L'écart de convergence numérique est plus important entre les deux tailles de mailles utilisées (maillage « fin » et maillage

« grossier [c] ») que celui entre les géométries. La géométrie 2D-axisymétrique « fin » est donc suffisante pour étudier cette dernière zone d'intérêt, et des calculs hypothétiques en géométrie 3D « fin », n'apporteraient pas d'informations supplémentaires.

Dans la zone au sol derrière le merlon, une instrumentation riche de 7 capteurs est disposée sur le banc d'expérimentation. Ces mesures fournissent une évolution détaillée de la décroissance du maximum de surpression, GH1 à GH7, figure 125-b. Un bon accord simulation-mesure est ainsi constaté sur les différents capteurs en tenant compte de l'incertitude expérimentale liée à l'essai réalisé pour cette configuration (+/- 10%). Une seule mesure se détache de la simulation numérique, GH4, avec un écart de 18%. Les restitutions des mesures étant correctes à l'amont du capteur GH4 (3 capteurs) et à son aval (3 capteurs également) et que dans cette zone le régime d'écoulement ne varie plus, il est possible d'émettre l'hypothèse que c'est la mesure qui est en défaut pour le capteur GH4, ou que les résultats de simulation numérique obtenus en géométrie 2D-axisymétrique « fin » sont affectés d'une surestimation « locale » induite par l'approche (merlon torique, recombinaison du premier front de choc avec l'onde issue d'une recombinaison sur l'axe de révolution).

Les longueurs des merlons 1A et 2A étant telles qu'ils sont assimilables à des merlons infinis, les distances parcourues par l'onde pour se réfléchir à leur aval sont très proches ( $S_{1A} = 0,527$  m et  $S_{2A} = 0,513$  m), figure 126. Les merlons 1A et 2A se différencient par leur hauteur ( $H_{1A} = 0,19$  m et  $H_{2A} = 0,16$  m) et leur épaisseur au sommet de l'obstacle ( $e_{1A} = 0,03$  m et  $e_{2A} = 0,06$  m).

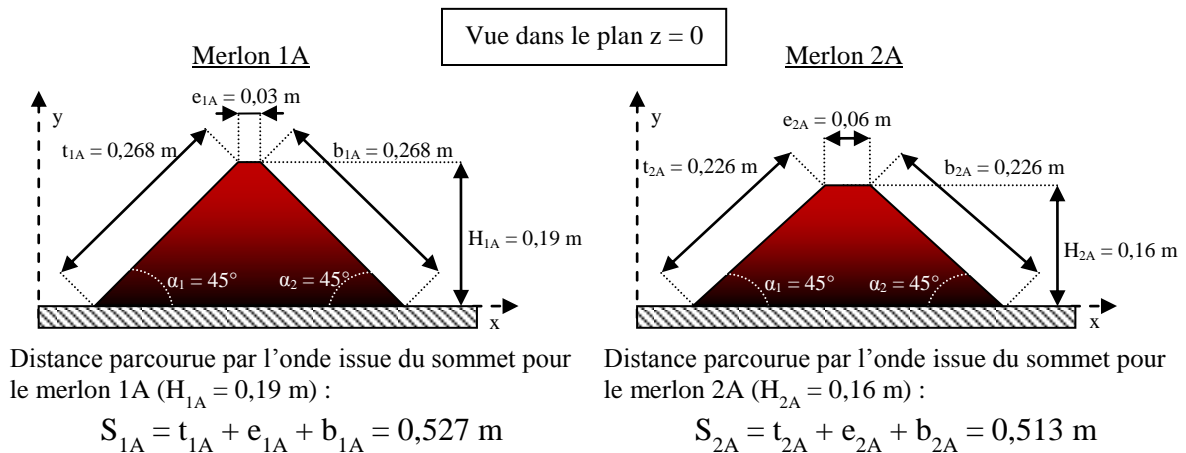


Figure 126 : Représentation schématique des distances parcourues par l'onde pour les merlons de la série 1

Le facteur d'atténuation permet d'évaluer l'effet protecteur du merlon par rapport à une configuration champ libre (sans structure), relation (147).

$$A_p = \frac{\Delta P_r^+}{\Delta P_i^+} \text{ si } A_p \rightarrow 0, \text{ effet protecteur maximale} \quad (147)$$

( $\Delta P_i^+$ , maximum de surpression incidente en champ libre ;  $\Delta P_r^+$ , maximum de surpression en présence de la barrière de protection)

Le calcul du facteur d'atténuation est réalisé à partir des résultats de simulation numérique en géométrie 2D-axisymétrique « fin » (calcul convergé numériquement) et des données expérimentales. Le maximum de surpression en champ libre ( $\Delta P_i^+$ ) est estimé à partir de la formule (139) pour les données expérimentales et les résultats de simulation.

La figure 127 présente l'évolution du facteur d'atténuation pour les deux géométries analysées (merlons 1A et 2A) pour les deux charges étudiées ( $R_1$  ;  $R_2$ ). Il est possible de distinguer deux zones singulières : zone I et zone II.

- Dans la zone I, les résultats de simulation numérique confirment que plus la charge est importante devant la barrière de protection, plus l'effet protecteur diminue en aval du merlon (observation identique sur le mur de Borgers (2010), § 1.3.3.2). La barrière de protection « idéale » est logiquement une barrière avec une hauteur et une épaisseur importantes afin d'accentuer l'atténuation par la distance parcourue. En effet, l'énergie relâchée par la détonation d'une charge de gaz de rayon ( $R_1$ ) est plus élevée que pour une charge de rayon ( $R_2$ ) ( $E_1 = 1,375.10^{-2}$  MJ >  $E_2 = 1,719.10^{-3}$  MJ) (distance réduite ( $\lambda$ )).
- Dans la zone II, le dimensionnement du merlon 1A et 2A, suivant les recommandations de l'OTAN (sans tenir compte des ondes de contournement), permet d'assurer un effet protecteur jusqu'à quatre fois la hauteur du merlon (zone II, le facteur d'atténuation est deux fois plus important pour une charge de Rayon ( $R_2$ ) par rapport à celui d'une charge de rayon ( $R_1$ ) avec le même merlon (1A ou 2A)).

Le dimensionnement d'une barrière de protection dépend donc de la masse de la charge explosive ( $W$ ) (abaques en échelle réduite) et de la position de la charge par rapport à la structure (distance  $d$ ).

## Evolution du facteur d'atténuation en aval du merlon

Effet de la charge ( $R_1$  et  $R_2$ )

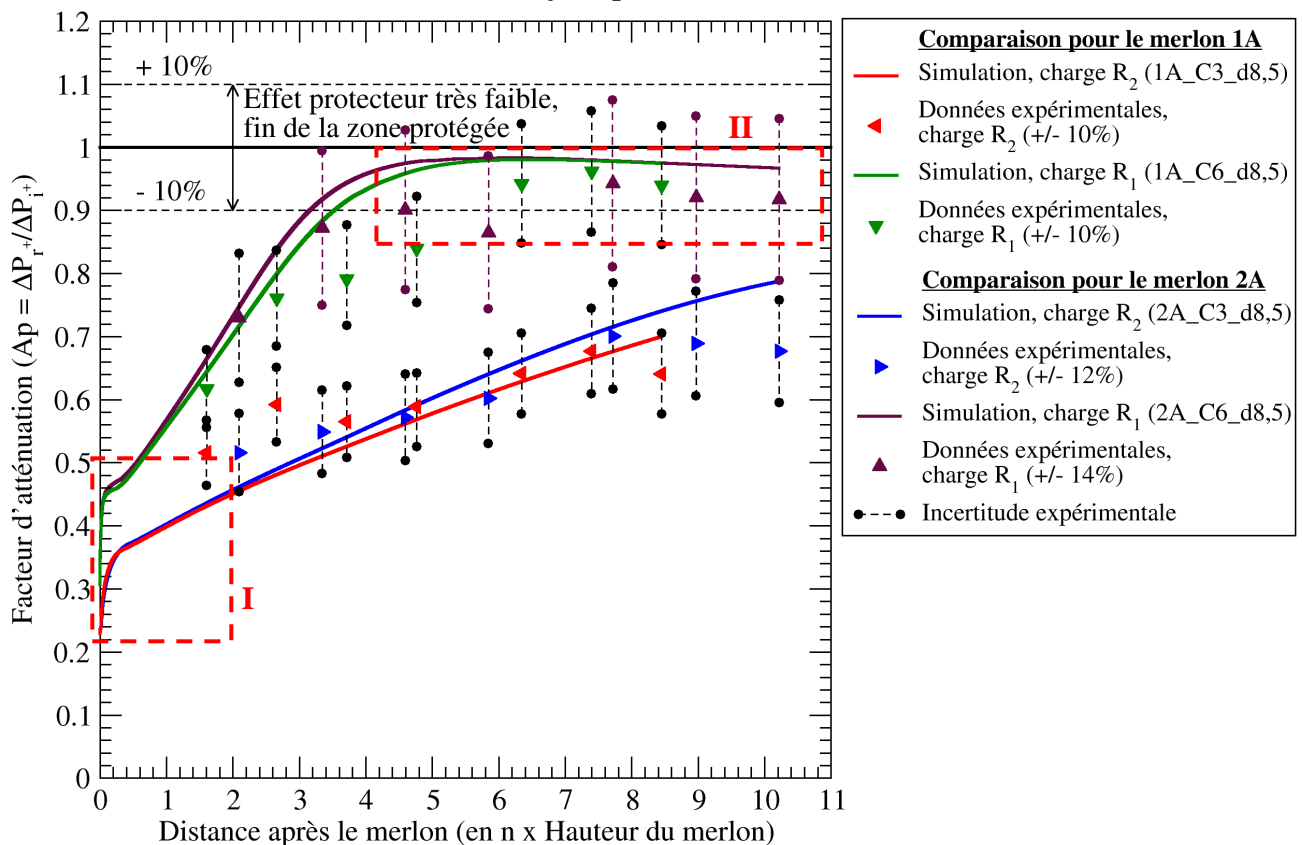


Figure 127 : Evolution du facteur d'atténuation en aval du merlon pour les deux charges gazeuses étudiées

La figure 128 présente l'évolution du facteur d'atténuation pour plusieurs distances entre le centre de la charge gazeuse de rayon ( $R_1$ ) et le merlon 1A ( $d = 0,070$  ;  $0,085$  et



permettent d'analyser l'influence du rapport de forme du merlon pour une même distance parcourue.

- La variation du rayon de la charge gazeuse permet d'analyser l'influence de la charge explosive. A merlon donné, plus la charge explosive est importante, moins l'effet protecteur est important en aval de la barrière (observation zone I, figure 127).
- A charge donnée, et pour les deux géométries étudiées, l'effet protecteur obtenu est quasiment identique (écarts négligeables entre les deux merlons). Les recommandations de l'OTAN sont donc robustes. Pour une même distance parcourue, les variations (faibles) sur la forme de la barrière de protection n'induisent pas de différences significatives sur l'effet protecteur en aval.
- La présence d'une épaisseur au sommet du merlon ( $e \neq 0$ ) permet de détendre « en deux étapes » le pied de Mach issu de la réflexion sur la face avant. Cette recommandation de l'OTAN est une « bonne pratique » dans le dimensionnement d'une barrière de protection ( $e > 0,5$  m).
- L'écart entre le merlon 1A et 2A est faible en champ proche de la structure (différence de 2%). L'écart sur le facteur d'atténuation en champ lointain ( $4 \times H$ ) est d'environ - 5% pour le merlon 1A par rapport au merlon 2A (pour les deux rayons de charge ( $R_1$  et  $R_2$ )). A cette distance ( $\approx 4 \times H$ ), pour les merlons placés face à une charge gazeuse de rayon ( $R_1$ ), l'effet protecteur est très faible. Au-delà de cette distance, les merlons ne protègent plus suffisamment, l'effet protecteur est donc considéré comme « terminé ».

## Evolution du facteur d'atténuation en aval du merlon

Effet sur le dimensionnement ( $H_{1A} > H_{2A}$  et  $e_{1A} < e_{2A}$ )

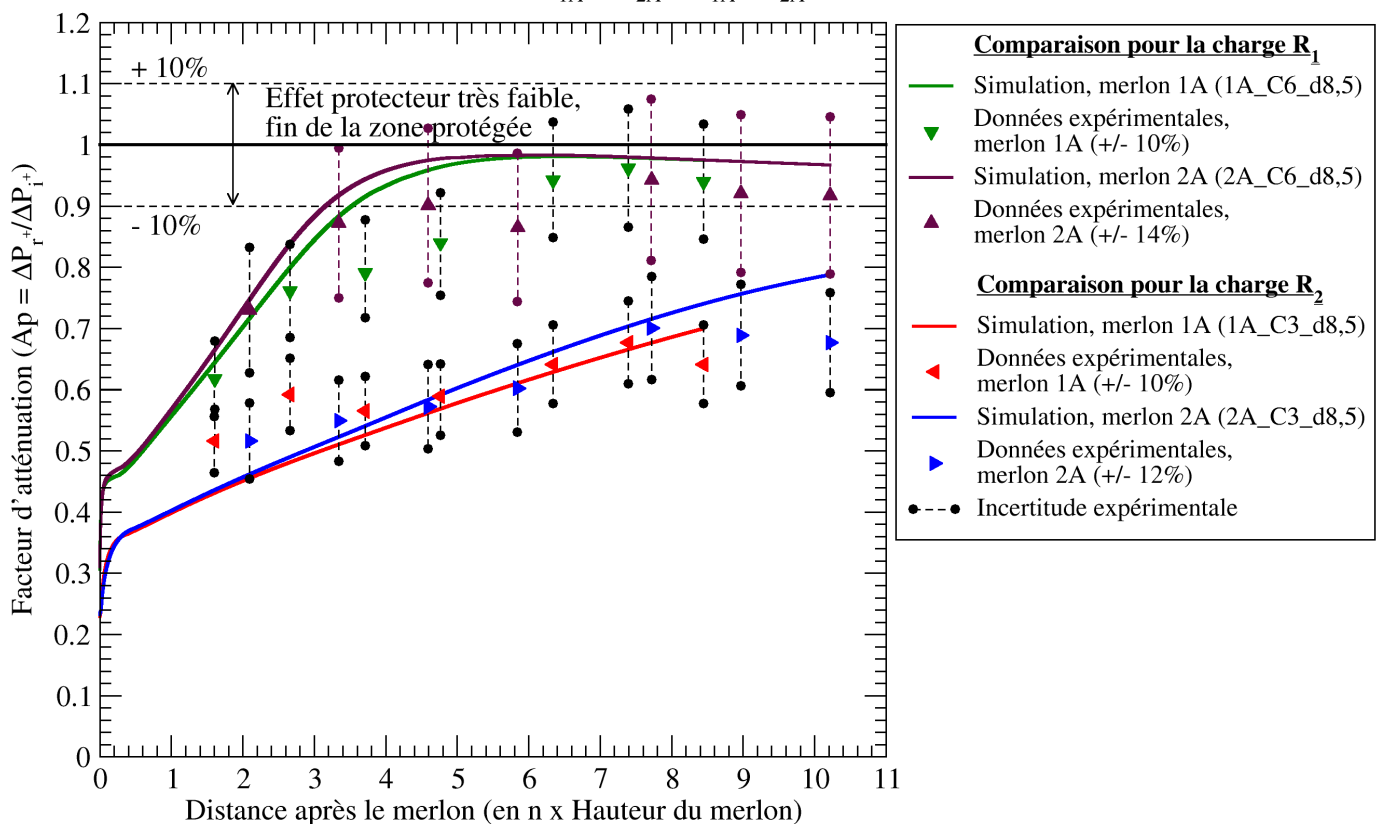


Figure 129 : Evolution du facteur d'atténuation pour les deux géométries de merlon étudiées



Les barrières de protections étudiées lors de la série 1 permettent de confirmer les hypothèses de travail établies sur le couplage des différents phénomènes physiques présents lors de l'interaction d'une onde de choc avec une barrière de protection. Les recommandations établies par l'OTAN sont robustes et restent de « bonnes pratiques » à suivre dans le dimensionnement d'une barrière de protection. Néanmoins, ces recommandations sont encore incomplètes : recommandations sur la distance  $d$  et sur les angles  $\alpha_1 - \alpha_2$ .

### 3.2.3 Configurations avec les merlons de la série 2

L'objectif de la série 2 est d'étudier l'influence du dimensionnement de l'angle d'inclinaison des parois (amont et aval de la barrière) sur les phénomènes physiques présents lors de l'interaction de l'onde de choc avec une barrière de protection et d'analyser ensuite son impact sur l'effet protecteur. Cette seconde série de barrières permet également d'analyser l'impact de la présence des produits de détonation sur le phénomène de réflexion en amont du merlon. L'inclinaison des faces avant et arrière varie selon deux angles :  $45^\circ$  et  $90^\circ$ . L'épaisseur au sommet de la barrière de protection est égale à la hauteur de la barrière de protection afin de permettre un découplage des phénomènes physiques présents ( $e = H = 0,19$  m (soit 2,85 m à échelle réelle, pour  $k = 15$ )) et de donner ainsi la possibilité à l'onde de s'atténuer beaucoup plus que pour un merlon dimensionné à partir de l'épaisseur minimale recommandée par l'OTAN ( $e_{\min} = 0,5$  m).

#### 3.2.3.1 Présentation des géométries de merlon étudiées lors de la série 2

Le merlon 1B possède une face avant inclinée à  $45^\circ$  et une face arrière inclinée à  $90^\circ$ , figure 130. La longueur des merlons 1B et 2B est fixée à 1,30 m.

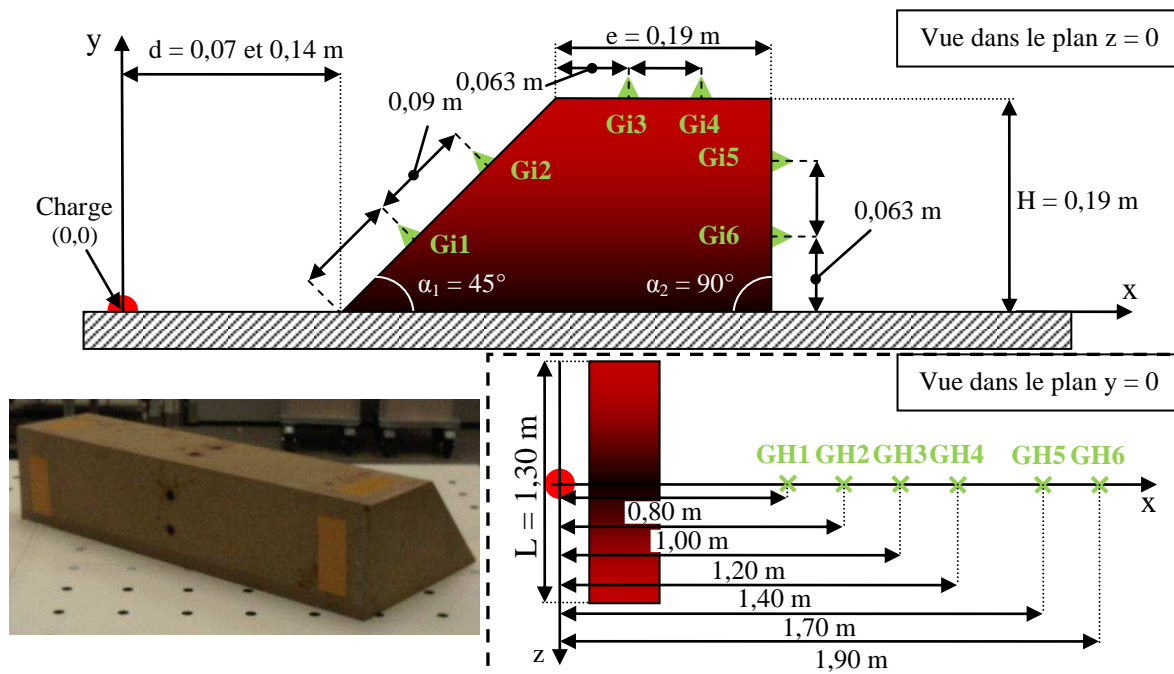


Figure 130 : Dimensions du merlon 1B pour la série 2

Afin d'évaluer l'impact de l'inclinaison des faces amont et aval sur l'effet protecteur, le merlon 2B est construit avec un angle d'inclinaison de  $90^\circ$  pour la face avant et de  $45^\circ$  pour la face arrière, figure 131. La comparaison des résultats obtenus pour ces deux barrières de

protection permet d'évaluer l'importance de ce paramètre sur les phénomènes physiques de détente et de réflexion en amont et en aval du merlon.

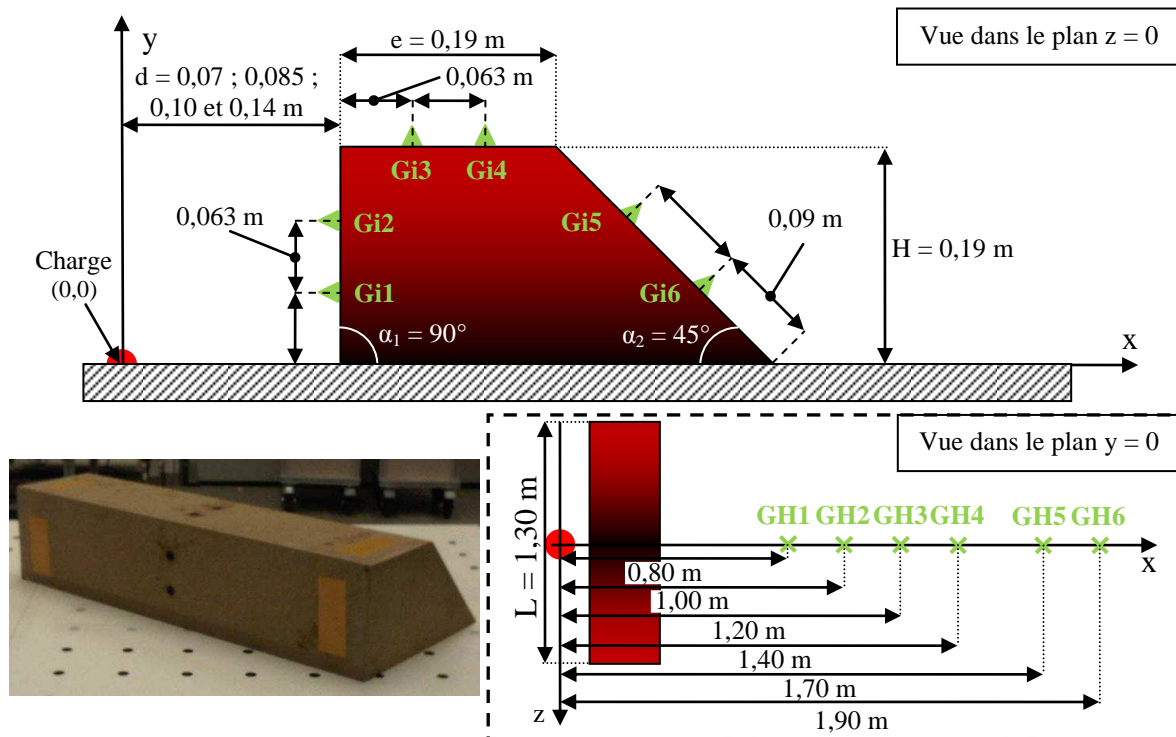


Figure 131 : Dimensions du merlon 2B pour la série 2

Le tableau 29 synthétise les configurations étudiées à petites échelles avec les merlons 1B et 2B pour une charge de gaz ( $R_1 = 0,06$  m).

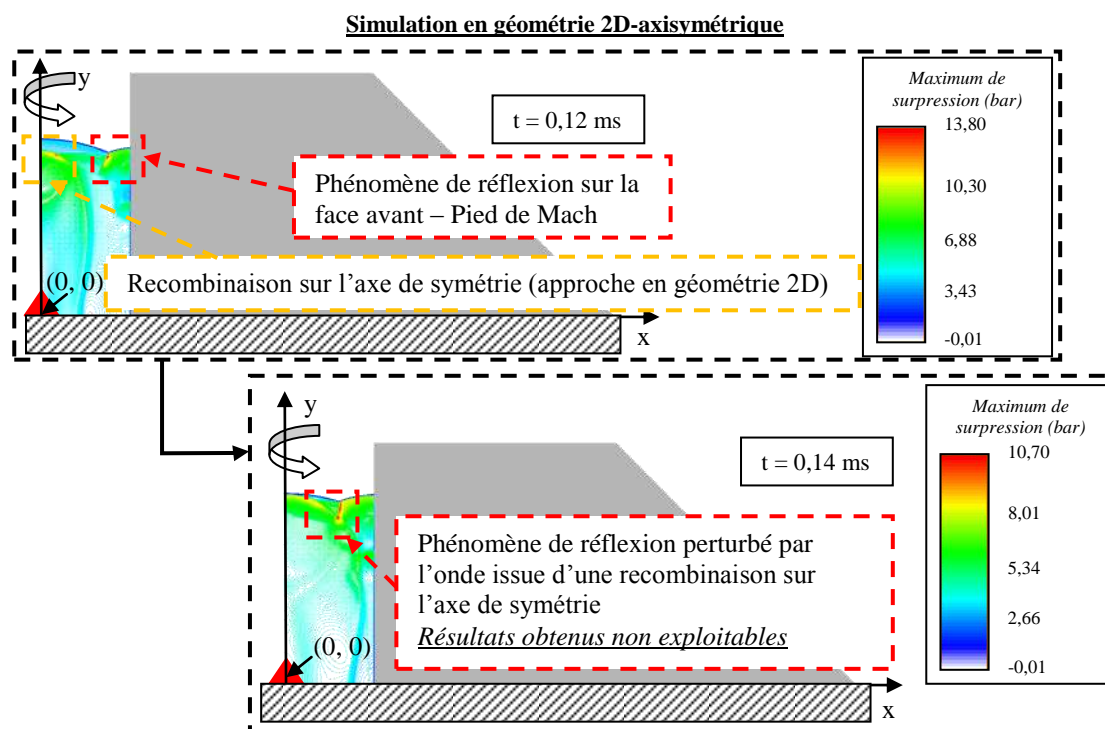
Numéro du cas	R (en m) E (en MJ)	d (en m)	H (en m)	e (en m)	L (en m)	Remarques
Merlon 1B ( $\alpha_1 = 45^\circ$ ; $\alpha_2 = 90^\circ$ )						
1B_C6_d7	0,06 ( $E_1 = 13,75 \cdot 10^{-3}$ )	0,070	0,190	0,190	1,300	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Etude du couplage des différents phénomènes physiques (réflexion et détente d'onde de choc)</li> <li>• Etude de l'influence de l'inclinaison des faces avant et arrière sur l'effet protecteur</li> </ul>
1B_C6_d14	0,06 ( $E_1 = 13,75 \cdot 10^{-3}$ )	0,140	0,190	0,190	1,300	
Merlon 2B ( $\alpha_1 = 90^\circ$ ; $\alpha_2 = 45^\circ$ )						
2B_C6_d7	0,06 ( $E_1 = 13,75 \cdot 10^{-3}$ )	0,070	0,190	0,190	1,300	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Etude de l'influence des produits de détonation pour des structures proches de la charge</li> <li>• Analyse des phénomènes de diffraction et de détente d'onde des chocs</li> </ul>
2B_C6_d8,5	0,06 ( $E_1 = 13,75 \cdot 10^{-3}$ )	0,085	0,190	0,190	1,300	
2B_C6_d10	0,06 ( $E_1 = 13,75 \cdot 10^{-3}$ )	0,100	0,190	0,190	1,300	
2B_C6_d14	0,06 ( $E_1 = 13,75 \cdot 10^{-3}$ )	0,140	0,190	0,190	1,300	

Tableau 29 : Tableau des configurations étudiées à petites échelles pour la série 2

### 3.2.3.2 Réflexion sur le merlon 2B et sur l'interface air/produits de détonation

Le merlon 1B possède la même face avant que le merlon 1A. Les phénomènes physiques sur cette surface du merlon seront donc de même nature : réflexion de l'onde incidente sur un plan incliné à  $45^\circ$  et apparition d'un pied de Mach. Ces deux géométries ne se différencient qu'à partir du sommet de la barrière de protection avec une épaisseur au sommet bien plus importante pour le merlon 1B ( $e_{1B} = 0,19 \text{ m} \gg e_{1A} = 0,03 \text{ m}$ ). Cette géométrie 1B sera donc analysée à partir du sommet du merlon (voir § 3.2.3.3)

La face avant du merlon 2B est inclinée à  $90^\circ$  avec une hauteur de 0,19 m (soit  $H = 0,79 \text{ m/MJ}^{1/3}$ ). La barrière de protection est placée en champ proche de la charge explosive ( $0,07 \leq d \leq 0,14 \text{ m}$ , soit  $0,29 \leq d \leq 0,58 \text{ m/MJ}^{1/3}$ ). Ce type de configuration aussi proche de la charge ne peut pas être étudiée en géométrie 2D-axisymétrique (merlon torique, voir § 2.2), figure 132. Les différentes configurations du merlon 2B sont donc calculées et analysées uniquement en géométrie 3D. Les simulations sont réalisées en géométrie 3D avec la mise en œuvre du maillage « grossier [c] ». Les résultats obtenus avec un maillage grossier ne sont pas convergés numériquement. Ce défaut de convergence se traduit par une sous-estimation des résultats qui ne devrait pas excéder 20% (capteur A1, figure 106). Enfin les données expérimentales et les résultats de simulation obtenus pour le maximum de surpression réfléchi sur la face avant du merlon sont comparés aux estimations du TM5-1300 (2008) et celles de l'approche analytique (voir § 1.3.1.8).



Les résultats de calculs en géométrie 3D obtenus pour le merlon 2B placé à 0,07 m du centre d'une charge de gaz (rayon ( $R_1$ )) sont présentés sur la figure 133. Les résultats obtenus par simulation numérique se situent dans l'intervalle d'incertitude expérimentale. Pour le merlon 2B, il est possible d'observer la déformation de l'onde réfléchie, issue de la paroi, par la présence des produits de détonation (phénomène également observé pour les merlons 1A et 2A).

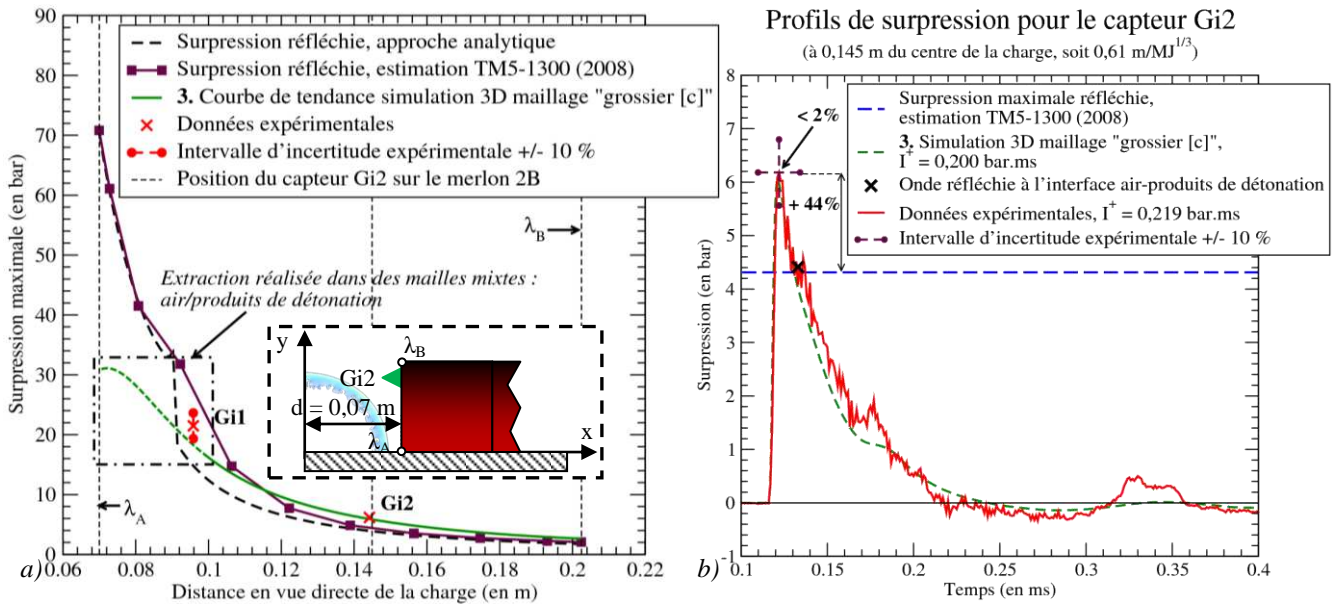


Figure 133 : Evolution du maximum de surpression réfléchie sur la face avant du merlon 2B placé à 0,07 m d'une charge gazeuse de rayon ( $R_1$ ) (2B C6 d7, soit  $0,29 \text{ m/MJ}^{1/3}$ )

L'onde incidente sphérique divergente issue de la détonation de la charge gazeuse se réfléchit sur la face avant du merlon 2B. La surface est inclinée à  $90^\circ$ , l'angle d'incidence entre l'onde et la paroi ( $\beta$ ) évolue de  $0^\circ$  à  $70^\circ$  le long de cette surface. Cette variation de l'angle d'incidence conduit à une évolution du régime de réflexion avec le passage d'une réflexion régulière vers une réflexion de Mach, figure 134. Dans le cas d'une réflexion régulière, une onde réfléchie se forme sur la surface et se propage dans le sens opposé à l'onde incidente (donc en direction de la charge ici). Cette onde réfléchie, issue de la réflexion de l'onde incidente sur le merlon, interagit avec l'interface entre l'air et les produits de détonation peu après la fin de la détonation. Une onde est alors transmise dans les produits de détonation et une onde réfléchie se forme sur cette interface. Cette seconde onde réfléchie, qui se propage sur l'interface air-produits de détonation, est de même nature que l'onde réfléchie sur le merlon, c'est donc une onde de choc (interface entre un milieu basse impédance et haute impédance, voir § 3.2.2.2).

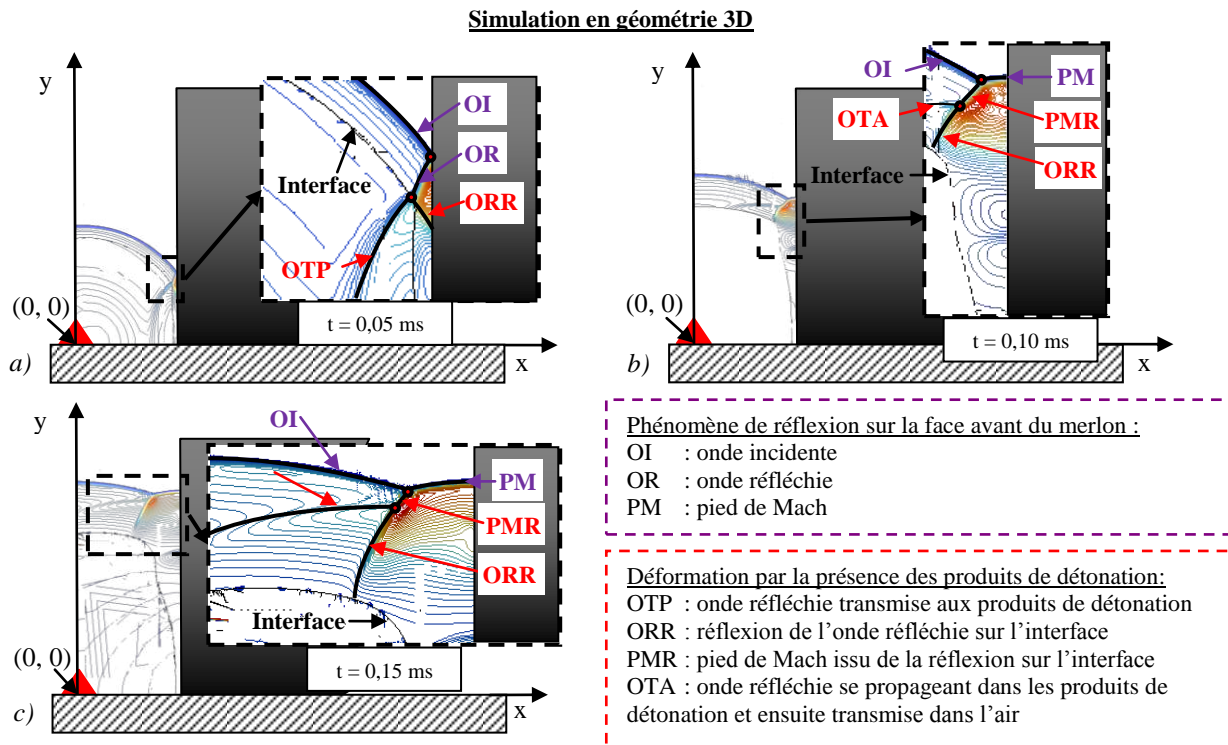


Figure 134 : Visualisation sur les champs de pression pour le merlon 2B placé à 0,07 m d'une charge gazeuse (propane-oxygène à la stœchiométrie, rayon ( $R_1$ ))

La proximité entre l'onde de choc et les produits de détonation dépend de la nature de l'explosif (discriminée par la célérité de détonation ( $D_{CJ}$ )), du volume de produits de détonation dégagé lors de la combustion de la charge et de la position du point d'observation par rapport au centre de la charge. Dans cette étude, deux natures d'explosif sont étudiées : une charge gazeuse (propane-oxygène à la stœchiométrie) expérimentée et simulée et une charge chimique condensée (TNT) simulée uniquement. La célérité de détonation de ces deux familles d'explosif est très différente ( $D_{CJ}$  du TNT  $\approx 2,9 \times D_{CJ}$  du gaz). Les valeurs de la célérité de détonation de Chapman-Jouguet jouent sur la propagation de l'onde aérienne, notamment au voisinage immédiat de la charge (voir § 1.2.3). Dans ce voisinage, il est donc à peu près impossible d'établir une équivalence stricte des effets mécaniques de l'onde aérienne sur les indicateurs du maximum de surpression ( $\Delta P^+$ ), du temps d'arrivée ( $t_0$ ) et surtout sur l'impulsion positive ( $\Gamma^+$ ).

Néanmoins, la différence de comportement entre les effets produits par ces deux natures d'explosif peut être étudiée pour une même énergie dégagée lors de la réaction. L'énergie dégagée par la combustion de la charge explosive est présentée dans le tableau 18 (§ 2.2.1, relation (148)) pour une charge de gaz (propane-oxygène à la stœchiométrie) et estimée par l'énergie massique issue de Baker (1973) pour une charge chimique condensée (TNT, relation (148)).

$$E_{TNT} = 4,520 \text{ MJ/kg} \text{ et } E_{C_3H_8+5O_2} = 1,667 \text{ MJ/kg} \quad (148)$$

L'écart entre la distance parcourue par l'onde et l'interface air/produits de détonation au cours du temps de propagation de l'onde choc peut être analysé pour ces deux natures de charge explosive à énergie équivalente. Les simulations numériques sont réalisées en géométrie 2D-axisymétrique avec la mise en œuvre d'un maillage « fin » de  $0,8 \text{ mm/MJ}^{1/3}$ . Les visualisations des champs de pression et de l'interface air/produits de détonation pour les natures de charge explosive étudiées sont présentées sur la figure 135.

- Pour un temps de propagation identique à énergie équivalente, l'onde de choc issue d'une charge chimique condensée possède une célérité plus importante qu'une onde de choc aérienne émise par la détonation d'une charge gazeuse. Cet écart important provient de la différence de célérité de détonation entre les deux natures de charge.
- La valeur de la célérité de détonation de la charge explosive affecte également la vitesse de l'interface entre l'air et les produits de détonation. Ainsi la vitesse de l'interface est plus importante dans le cas d'une charge chimique que dans le cas d'une charge de gaz. Cette observation est également confirmée par les relations (57) et (58) pour une particule des produits de détonation située à la limite de la charge explosive.
- Des instabilités se forment le long de l'interface lors du mélange d'un milieu à haute impédance, et d'un milieu à basse impédance (instabilités de type Rayleigh-Taylor). Dans ce cas de figure, un déplacement moyen de l'interface est calculé pour la charge de TNT.

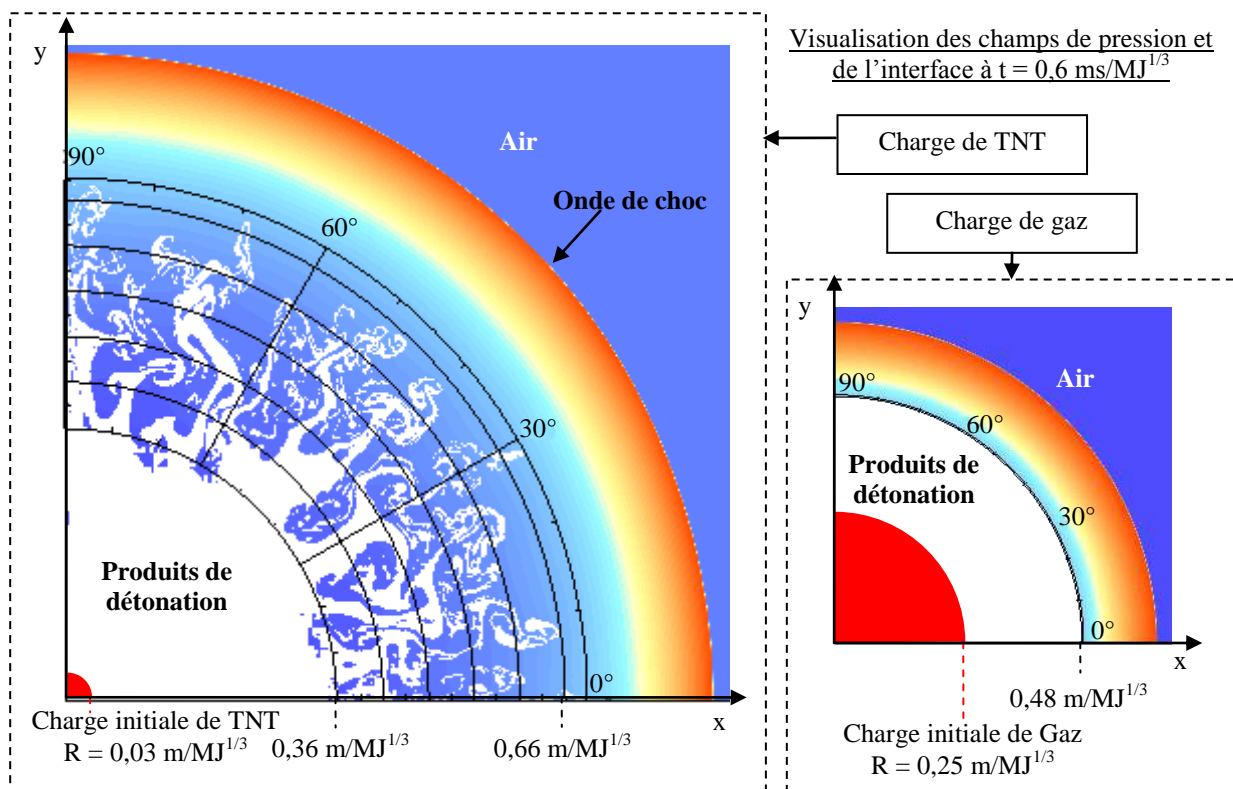


Figure 135 : Visualisation sur les champs de pression et du déplacement de l'interface entre l'air et les produits de détonation pour une charge de TNT et une charge de gaz (propane-oxygène à la stœchiométrie)

Le calcul du temps d'arrivée de l'onde de choc pour une charge de TNT peut être estimé, en fonction de la distance réduite ( $z$  en  $\text{m/kg}^{1/3}$  de TNT), à partir de la vitesse du son dans l'air (milieu inerte et non choqué, indice 0 ( $c_0 \approx 331,5$  m/s)) et de la variation du maximum de surpression (formule (6)) pour un gaz parfait ( $\gamma = 1,4$ ), relation (149) (Kinney (1985)).

$$t_0 = \frac{1}{c_0} \times \int_{R_c}^z \sqrt{\frac{1}{1 + \frac{(\gamma + 1) \times \Delta P_i^+}{2\gamma \times P_0}}} \quad (149)$$

Avec  $R_c$ , rayon de la charge de TNT,  $\Delta P_i^+$ , maximum de surpression incident,  $P_0$ , pression initial dans le milieu inerte

L'évolution de la position du front de choc et de l'interface entre l'air et les produits de détonation est présentée sur la figure 136 pour les deux natures d'explosifs étudiées. L'onde de choc aérienne se détache plus vite de la source dans le cas d'une charge chimique condensée (TNT) que dans le cas d'une charge de gaz (propane oxygène à la stœchiométrie). L'influence des produits de détonation, au voisinage de la charge, est donc beaucoup plus importante dans le cas d'une charge gazeuse que dans le cas d'une charge chimique condensée. La déformation du phénomène de réflexion sur la face avant d'une structure placée en champ proche de la charge, due à la présence des produits de détonation, est logiquement plus importante dans le cas d'une charge gazeuse que dans le cas d'une charge chimique. Dans le voisinage de la charge, en présence de ce phénomène physique, il n'y a pas de coefficient d'équivalence possible entre ces natures d'explosif.

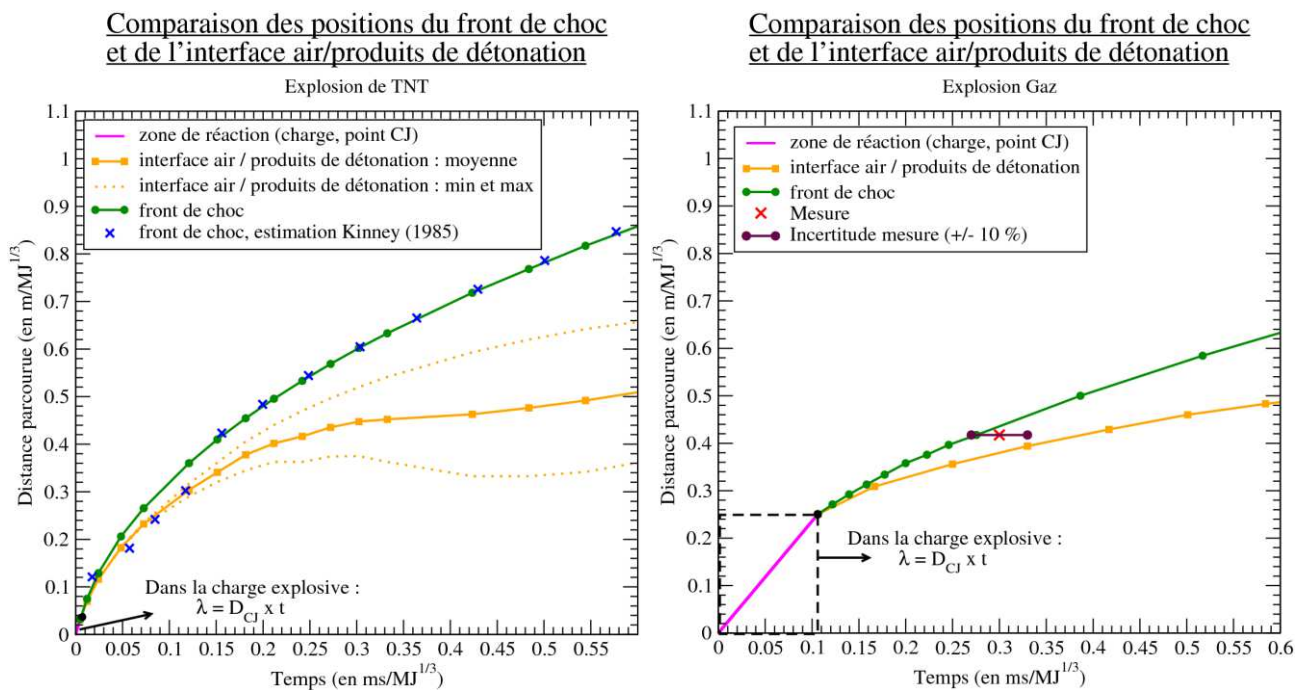


Figure 136 : Comparaisons des positions du front de choc et de l'interface entre l'air et les produits de détonation pour une charge de TNT et une charge de gaz (propane-oxygène à la stœchiométrie)

Le phénomène de déformation de la réflexion sur la face avant du merlon a pu être observé jusqu'à une distance de  $0,58 \text{ m/MJ}^{1/3}$  pour une charge de gaz. A cette distance, le temps d'arrivée de l'onde de choc est d'environ  $0,50 \text{ ms/MJ}^{1/3}$  et l'interface est située à  $0,46 \text{ m/MJ}^{1/3}$  du centre de la charge, soit un écart de  $0,11 \text{ m/MJ}^{1/3}$  entre l'onde et les produits de détonation. Pour une charge de TNT, ce même écart est observé pour un temps de propagation de l'onde de  $0,24 \text{ ms/MJ}^{1/3}$ . Pour ce temps d'arrivée, l'onde de choc est située à  $0,53 \text{ m/MJ}^{1/3}$  et l'interface à  $0,42 \text{ m/MJ}^{1/3}$ . Ce phénomène de déformation de l'onde réfléchié pourrait donc être observé pour une structure placée à moins de  $0,53 \text{ m/MJ}^{1/3}$  du centre d'une charge chimique condensée (charge de TNT, soit  $z < 0,88 \text{ m/kg}^{1/3}$ ). Cette distance reste une estimation de la distance limite d'apparition de ce phénomène qui repose sur les hypothèses du modèle de détonation utilisé par l'outil de simulation (modèle de Chapman-Jouguet, pas de prise en compte de la cinétique chimique, mais uniquement de l'état initial et de l'état final, voir §2.3.2).

La présence de ce phénomène de déformation, pour une structure placée en champ proche de la charge explosive, permet de confirmer l'importance de modéliser correctement les effets des produits de détonation au moins jusqu'à ce que l'onde aérienne se détache de la source en expansion (également pour des configurations semi-confinées ou confinées).

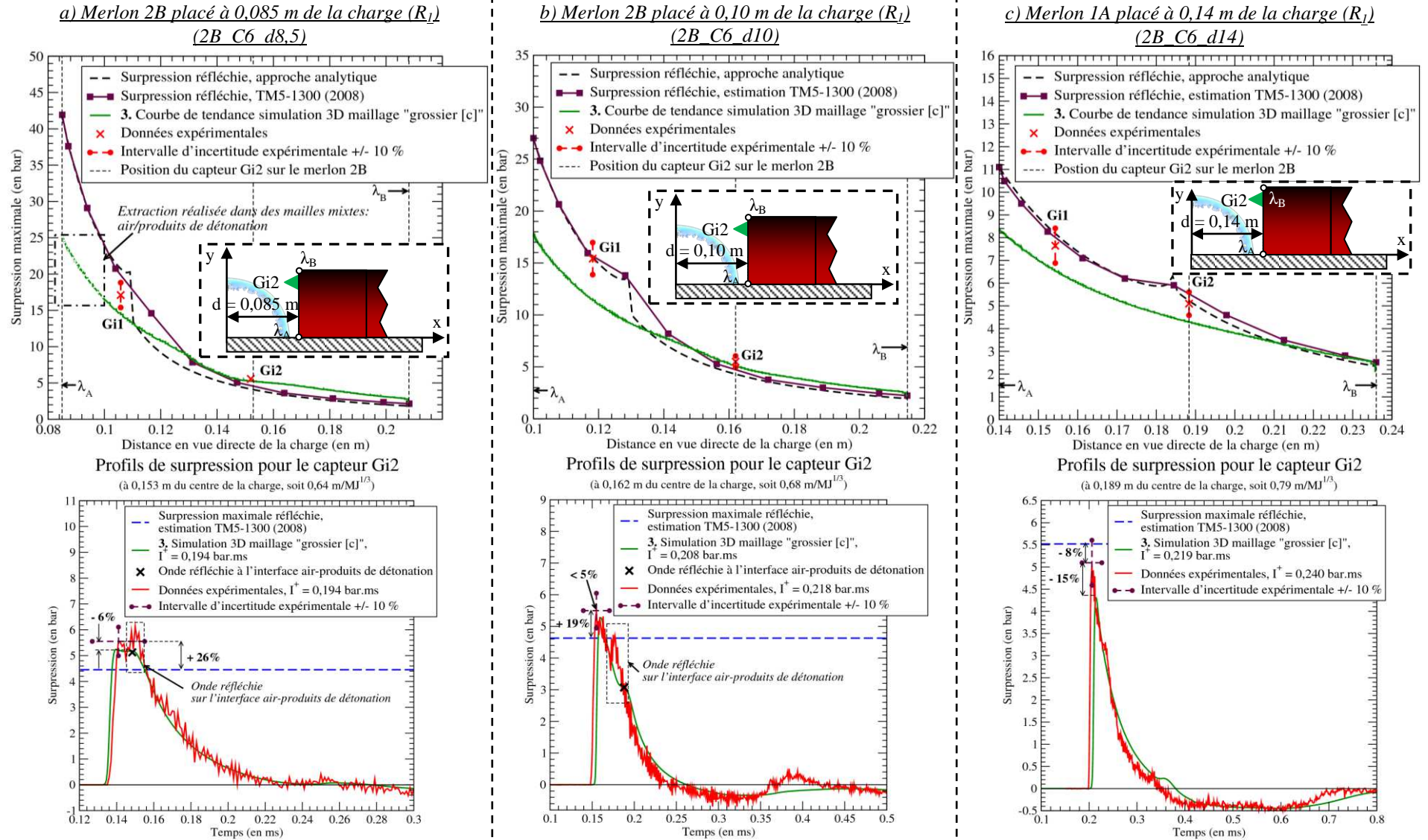


Figure 137 : Evolution du maximum de suppression réfléchie sur la face avant du merlon 2B



La figure 137 présente l'évolution du maximum de surpression réfléchi pour les différentes configurations du merlon 2B.

- Les résultats en géométrie 3D ne sont pas convergés numériquement. Néanmoins, l'outil de simulation restitue qualitativement les différents phénomènes physiques présents, notamment la déformation de la réflexion sur la face avant du merlon du fait des produits de détonation.
- La déformation de l'onde réfléchie induite par la proximité entre la paroi et les produits de détonation est visible pour l'ensemble des configurations situées à moins de 0,14 m d'une charge gazeuse ( $R_1$ , soit  $0,58 \text{ m/MJ}^{1/3}$ ). Cette déformation se traduit par un effet de compression, sur le maximum de surpression, qui varie logiquement en fonction de la distance à la paroi : obstacle proche  $\rightarrow$   $d$  faible  $\rightarrow$  impact des produits de détonation important.
- Les estimations des surpressions réfléchies obtenues à partir de l'approche analytique sont en accord avec celles du TM5-1300 (2008). Une légère sous-estimation avec l'approche analytique au moment de la transition entre une réflexion régulière et une réflexion de Mach est constatée. Cette différence peut provenir, notamment, de l'utilisation de formules empiriques pour le calcul de la hauteur du point triple lors d'une réflexion de Mach. En effet, ces formules peuvent induire une surestimation dans la valeur de la hauteur du pied de Mach (voir § 1.3.1.7).

Pour cette seconde série de merlons, toutes les configurations étudiées conduisent à la formation d'un pied de Mach sur la face avant de la structure, figure 138.

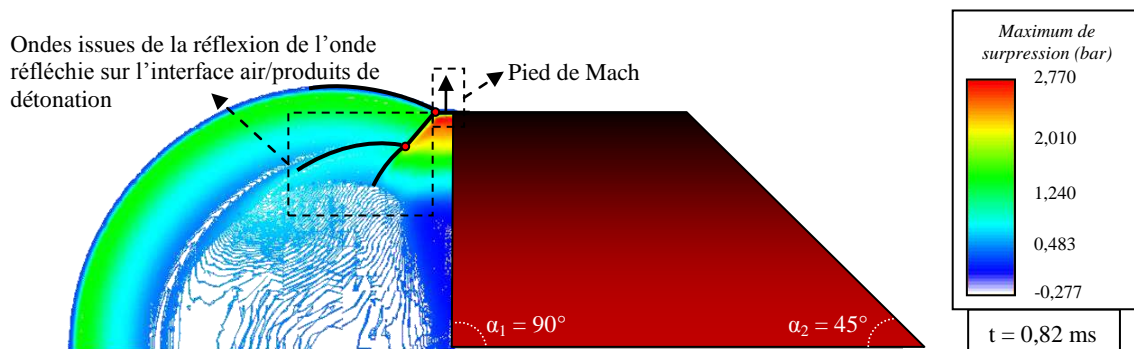


Figure 138 : Visualisation sur les champs de pression lors du phénomène de réflexion sur la face avant de la barrière de protection (configuration 2B C6 d10)

### 3.2.3.3 Détente sur le sommet des merlons 1B et 2B

Le pied de Mach issu de la réflexion de l'onde de choc sur la face avant du merlon subit une détente sur le sommet de la paroi. L'angle de déviation de cette première détente varie selon la valeur de l'angle d'inclinaison de la face avant du merlon :  $45^\circ$  pour le merlon 1B et  $90^\circ$  pour le merlon 2B, figure 139.

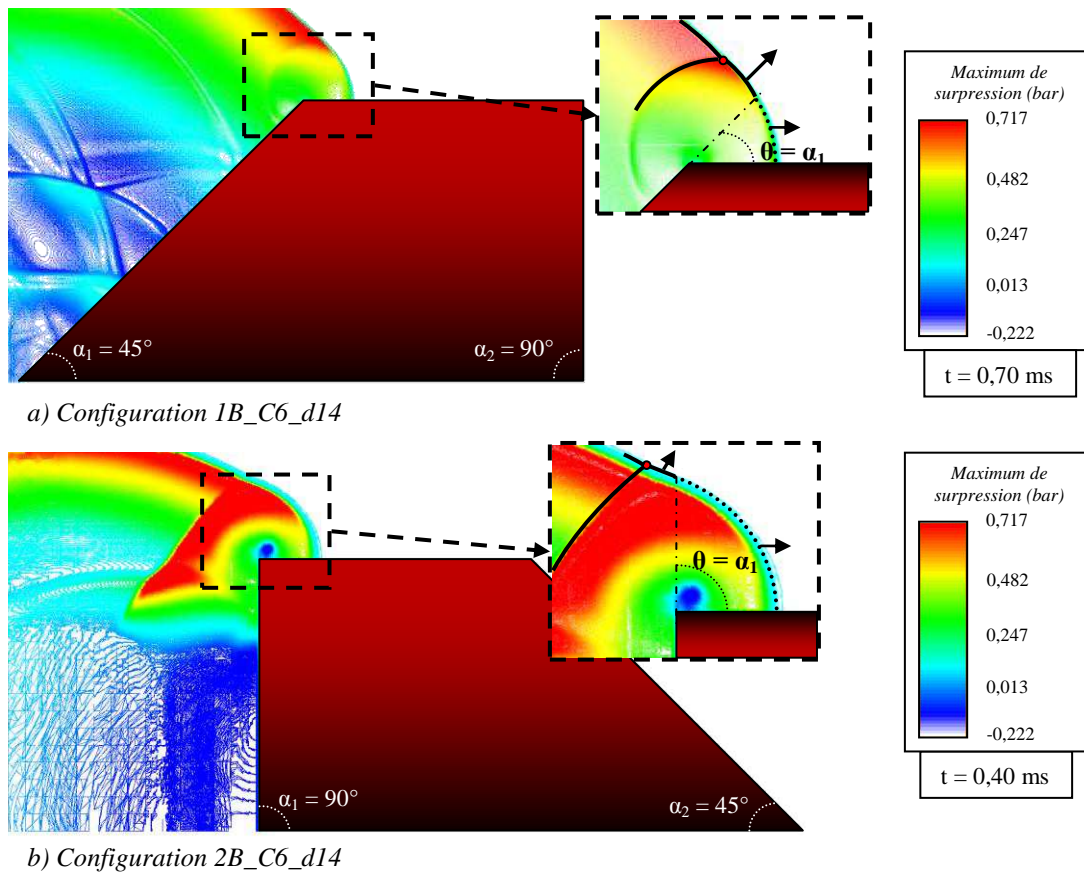


Figure 139 : Visualisation sur les champs de pression du phénomène de détente sur le sommet de la barrière de protection (configurations 1B\_C6\_d14 et 2B\_C6\_d14)

Pour le merlon 1B, les données expérimentales sont comparées aux résultats de simulation numérique en géométrie 2D-axisymétrique « fin ». L'approche en géométrie 2D-axisymétrique peut induire un faible effet de compression (effet axisymétrique, faible écart pour cette zone d'intérêt (voir § 3.2.2.3)), mais cette approche permet la mise en œuvre d'un maillage « fin » qui assure un niveau de convergence numérique satisfaisant. Cette approche est donc préférable car elle permet la meilleure restitution possible des mesures, figure 140.

La phénoménologie présente sur le sommet du merlon 1B est identique aux merlons 1A et 2A. Le niveau de surpression diminue rapidement au début de la paroi du fait de la détente induite par la rupture de pente au sommet. La géométrie du merlon 1B se différencie des merlons de la série 1 par une épaisseur au sommet plus importante ( $e = H$ ) permettant ainsi d'accentuer l'atténuation par la distance parcourue sur cette surface.

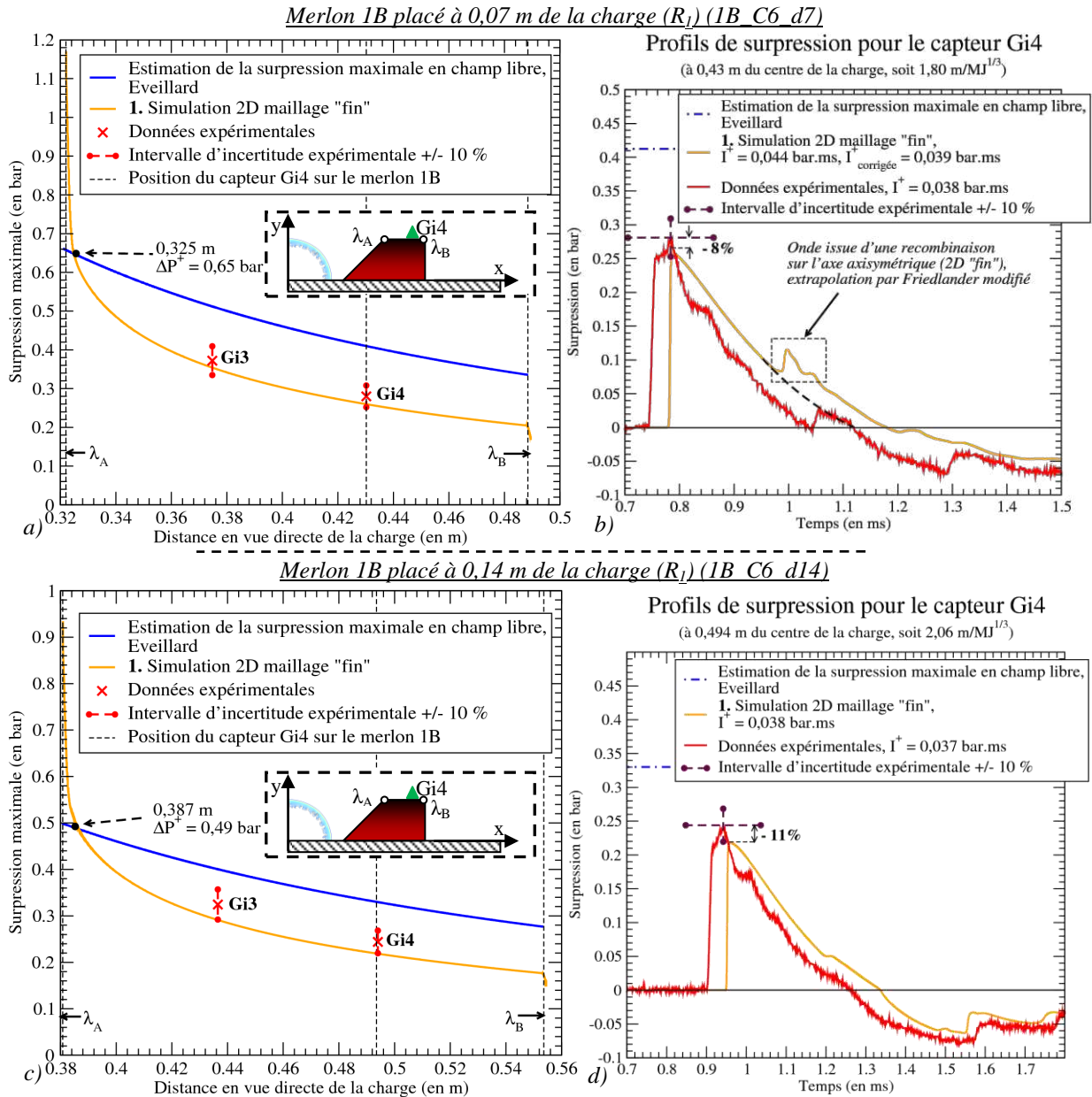


Figure 140 : Evolution du maximum de surpression au sommet du merlon 1B

Le merlon 2B possède un angle d'inclinaison de la face avant de  $90^\circ$  ( $\alpha_1 = 90^\circ$ ). Ce dimensionnement permet d'augmenter l'angle de déviation de la première détente du pied de Mach sur le sommet ( $\theta = \alpha_1$ ). L'augmentation de l'angle de déviation permet ainsi d'accentuer l'atténuation du maximum de surpression lors de la détente, figure 141. Le maximum de surpression décroît alors plus rapidement que dans le cas du merlon 1B qui possède une face avant inclinée à  $45^\circ$ .

Les simulations numériques sont réalisées en géométrie 3D avec la mise en œuvre d'un maillage « grossier [c] ». L'utilisation de cette taille de mailles induit un défaut de convergence numérique qui se traduit par une sous-estimation maximale de 20%. Cependant, l'outil de simulation restitue qualitativement les mesures avec un écart proche de 20%, soit dans l'intervalle de confiance (ordre de grandeur des intervalles d'incertitude bibliographiques).

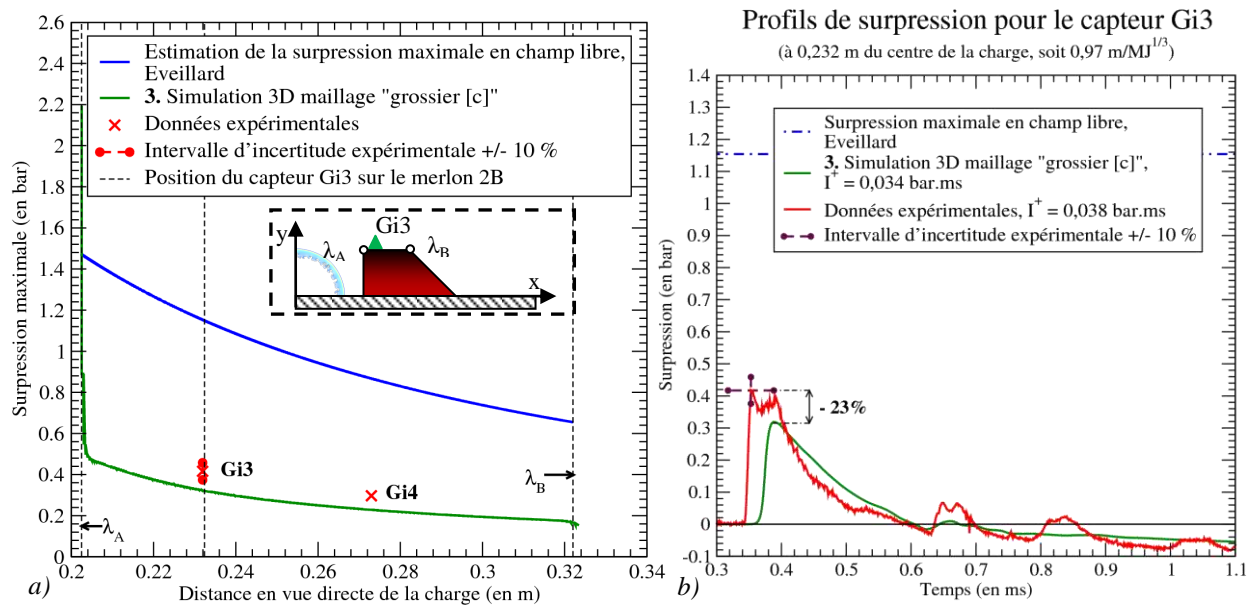


Figure 141 : Evolution du maximum de surpression sur le sommet du merlon 2B placé à 0,07 m d'une charge gazeuse de rayon ( $R_1$ ) (2B C6 d7)

Les surpressions maximales obtenues sur le sommet du merlon 2B pour les trois autres configurations (distance charge – pied amont du merlon,  $d = 0,085 ; 0,100 ; 0,140 \text{ m}$ ) sont présentées sur la figure 142 :

- Les résultats obtenus en géométrie 3D ne sont pas convergés numériquement avec le maillage « grossier [c] » (sous-estimation de 20-25%). Néanmoins, l'outil de simulation restitue qualitativement les phénomènes physiques présents et quantitativement les mesures, environ, dans l'intervalle de confiance de +/- 20%.
- Le maximum de surpression est atténué par la présence d'une détente de l'onde de choc entre la face avant et le sommet de la barrière de protection. Lors de la formation d'un pied de Mach sur la face avant du merlon, l'angle de déviation est plus important dans le cas d'une paroi fortement inclinée ( $\theta = \alpha_1 = 90^\circ$ , dimensionnement du merlon 2B).
- Sur le sommet de la barrière de protection, le maximum de surpression est également atténué par la distance parcourue par l'onde sur cette surface.

Lors de la série 2, les géométries étudiées se différencient par l'inclinaison de la face avant ( $\alpha_1 = 45^\circ$  pour le merlon 1B et  $\alpha_1 = 90^\circ$  pour le merlon 2B). Cette différence de dimensionnement modifie la nature et l'intensité de l'onde de choc incidente au sommet du merlon, ce qui affecte également le phénomène de détente entre la face avant et le sommet du merlon : paroi fortement inclinée  $\rightarrow$  maximum de surpression réfléchi plus important sur la paroi  $\rightarrow$  angle de déviation et nombre de Mach incident important sur le sommet.

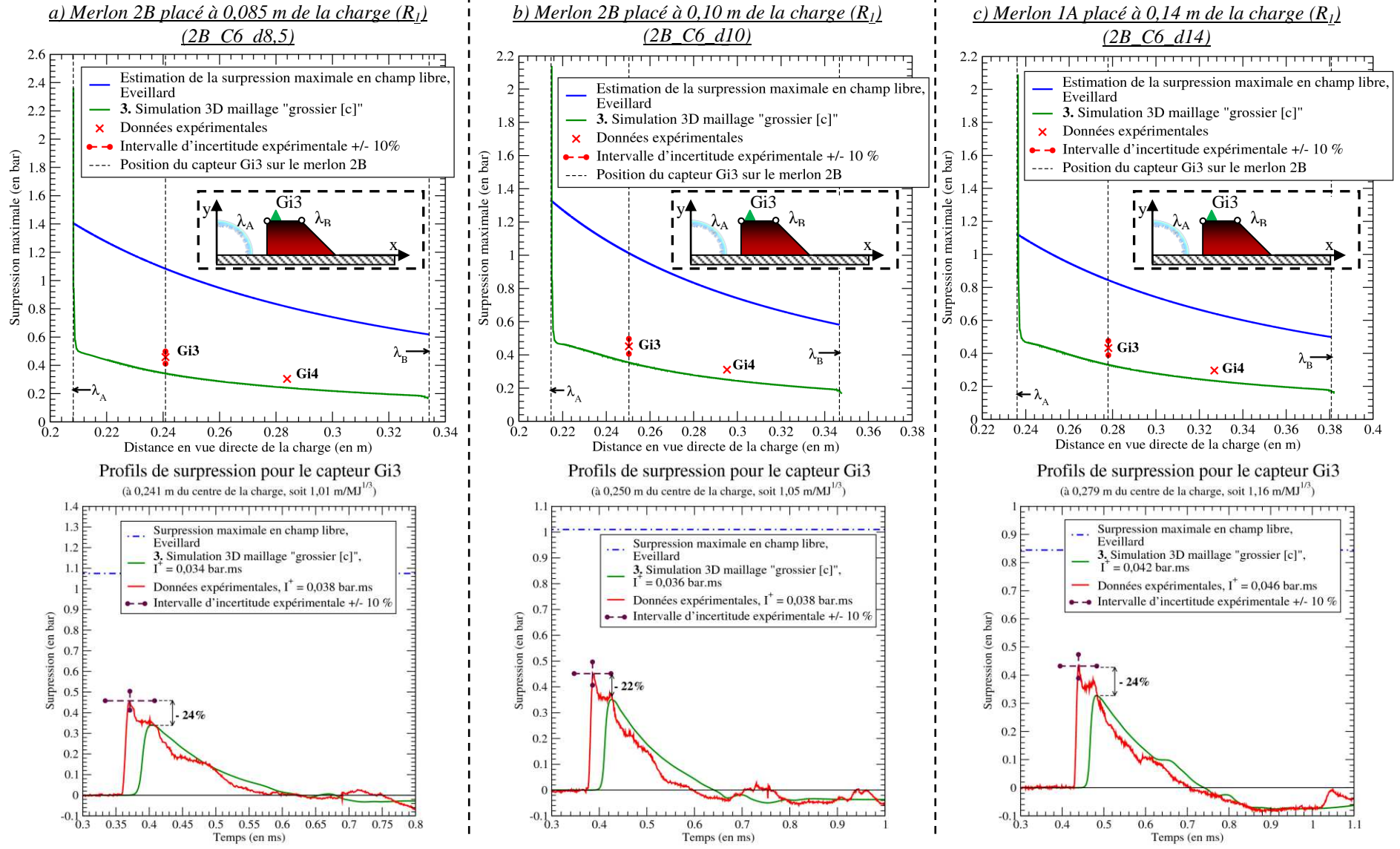


Figure 142 : Evolution du maximum de suppression au sommet du merlon 2B

### 3.2.3.4 Détente sur la face aval des merlons 1B et 2B

L'onde de choc qui se propage au sommet du merlon subit une seconde détente lors de son passage sur la face aval du merlon : « détente en deux étapes » (épaisseur non nulle au sommet,  $e \neq 0$  m), figure 143.

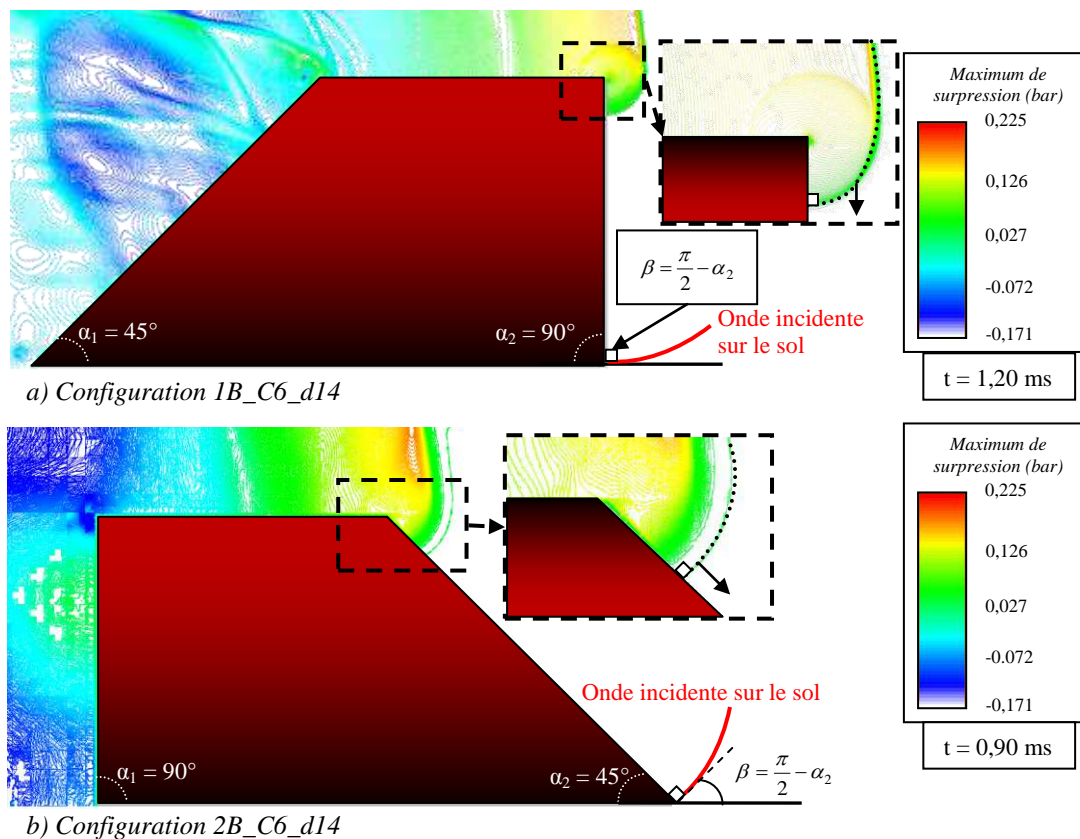


Figure 143 : Visualisation sur les champs de pression du phénomène de détente sur la face aval de la barrière de protection (configurations 1B\_C6\_d14 et 2B\_C6\_d14)

Les données expérimentales pour le merlon 1B sont comparées aux résultats de simulation numérique en géométrie 2D-axisymétrique « fin », figure 144. L'écart maximal entre les résultats de simulation et les données expérimentales est de - 16%. Cet écart est supérieur à l'intervalle d'incertitude expérimentale pour les configurations du merlon 1B (+/- 10%). Afin de représenter l'évolution du maximum de surpression dans cette zone d'intérêt, l'abscisse rectiligne à partir du centre de la charge, utilisée habituellement, est remplacée par l'abscisse curviligne à partir du sommet de la face aval.

L'évolution du maximum de surpression sur la face aval du merlon permet de mettre en évidence l'importance du phénomène de réflexion. L'onde issue du merlon qui se réfléchit sur le sol subit alors une recompression. Pour le merlon 1B, l'angle d'incidence de l'onde sur le sol au niveau du pied de la face arrière ( $\beta$ ) est égal à  $0^\circ$ , l'onde issue du sommet subit donc une réflexion régulière, dite normale ( $\beta = 0^\circ$ , coefficient de réflexion important).

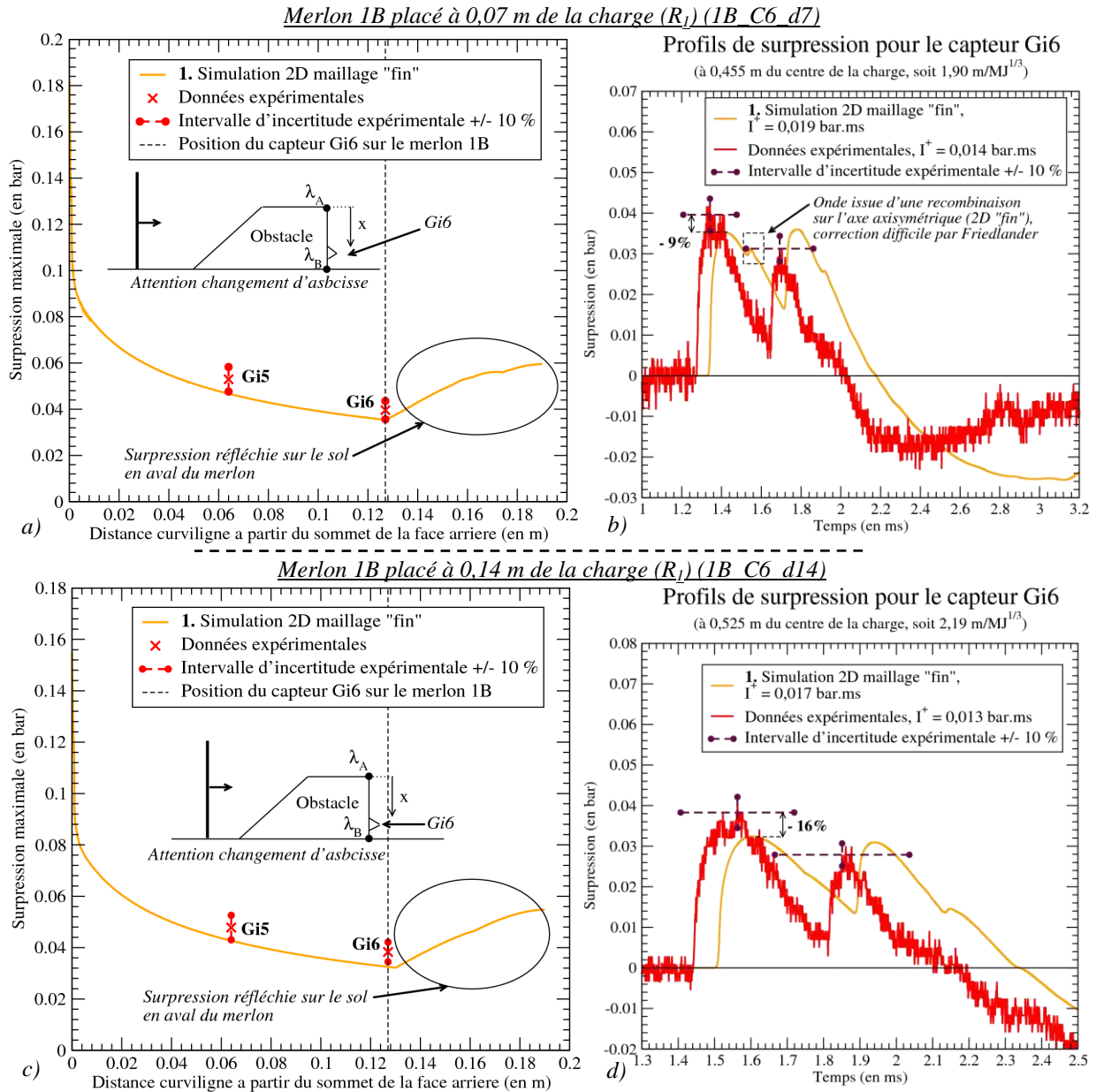


Figure 144 : Evolution du maximum de surpression sur la face aval du merlon 1B

Après avoir étudié la « forte » détente le long de la face aval du merlon 1B, une détente plus « douce » est analysée sur le merlon 2B. En effet pour le merlon 2B, la face arrière est inclinée à  $45^\circ$  ( $\theta = 45^\circ$ ), l'angle de déviation au sommet de la face arrière est donc plus faible que pour le cas du merlon 1B ( $\theta = 90^\circ$ ). Le long de la face arrière du merlon, la surpression maximale subit donc une atténuation plus faible par rapport à celle du merlon 1B. L'angle d'incidence de l'onde sur le sol au niveau du pied aval du merlon est égale à  $45^\circ$ , le régime de réflexion dépend donc de l'évolution du nombre de Mach pour une transition éventuelle vers une réflexion de Mach. Le passage de l'onde réfléchie sur la face aval est moins marqué que dans le cas du merlon 1B. Dans la zone dite « protégée », l'onde issue du sommet du merlon subit une réflexion régulière oblique au niveau du pied aval de la barrière. L'intensité de l'onde réfléchie est plus faible que dans le cas d'une réflexion normale (cas du merlon 1B).

Pour cette zone d'intérêt, les valeurs du maximum de surpression en champ libre (sans obstacle) sont plus importantes que les valeurs sur la face aval ( $\Delta P^+_{\text{champ libre}} \gg \Delta P^+_{\text{barrière}}$ ).

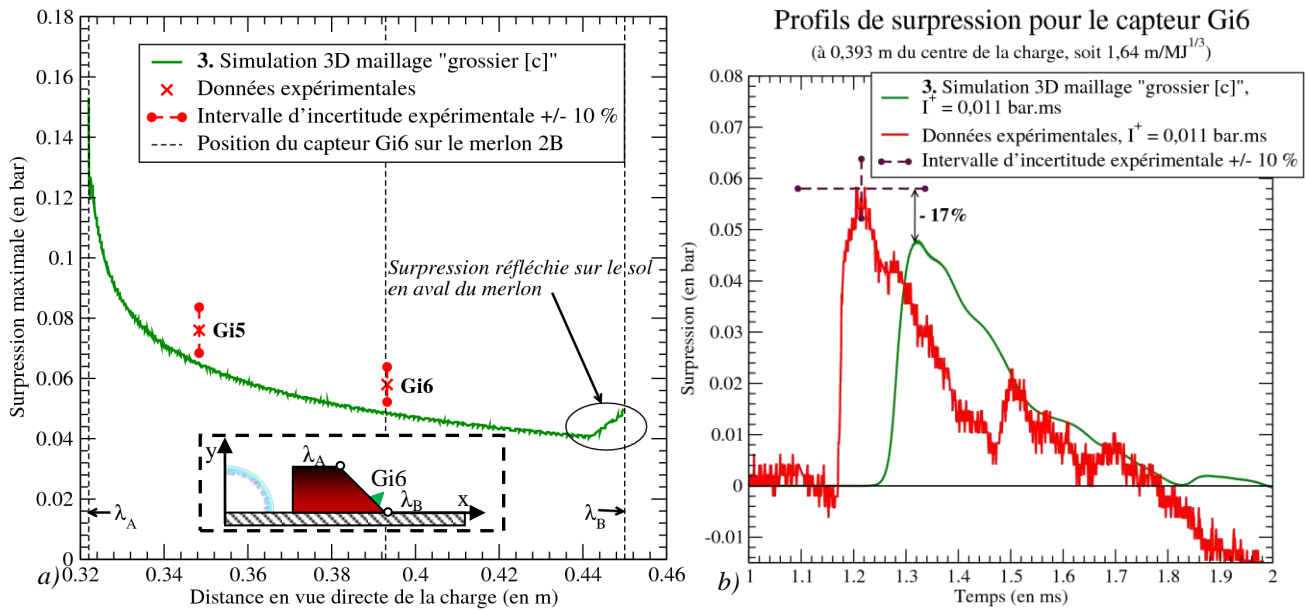


Figure 145 : Evolution du maximum de surpression sur la face aval du merlon 2B placé à 0,07 m d'une charge gazeuse de rayon ( $R_1$ ) (2B\_C6\_d7)

Les figures 145 et 146 présentent l'évolution du maximum de surpression sur la face aval du merlon 2B pour plusieurs valeurs de la distance  $d$  (0,070 ; 0,085 ; 0,100 et 0,140 m).

- Les résultats obtenus en géométrie 3D sous-estiment d'environ 15-20% la valeur du maximum de surpression issue des données expérimentales. Cette sous-estimation est induite par l'utilisation d'un maillage « grossier [c] » (sous-estimation maximale attendue de l'ordre de 20%).
- L'onde subit une seconde détente lors de son passage sur la face aval du merlon. La présence de ce phénomène permet d'atténuer à nouveau le maximum de surpression. Cette seconde atténuation contribue à l'apparition d'un effet protecteur. L'angle de déviation est égal à l'inclinaison de la face aval du merlon ( $\theta = \alpha_2$ ).
- L'onde se réfléchit sur le sol en aval du merlon. La présence de ce phénomène conduit à une recompression de l'onde qui se traduit par une augmentation de la surpression au niveau du pied aval du merlon. Néanmoins, l'impact de ce phénomène reste limité en comparaison du merlon 1B par un angle d'incidence plus important que dans le cas du premier merlon.

Le dimensionnement de la face aval du merlon conditionne la valeur de l'angle de déviation de la seconde détente à son aval et l'angle d'incidence du phénomène de réflexion sur le sol dans la zone « protégée ». Ces phénomènes physiques dépendent également de l'évolution du nombre de Mach de l'onde de choc et donc de l'impact des phénomènes qui les précèdent : réflexion sur la face avant de la barrière, détente sur le sommet,...



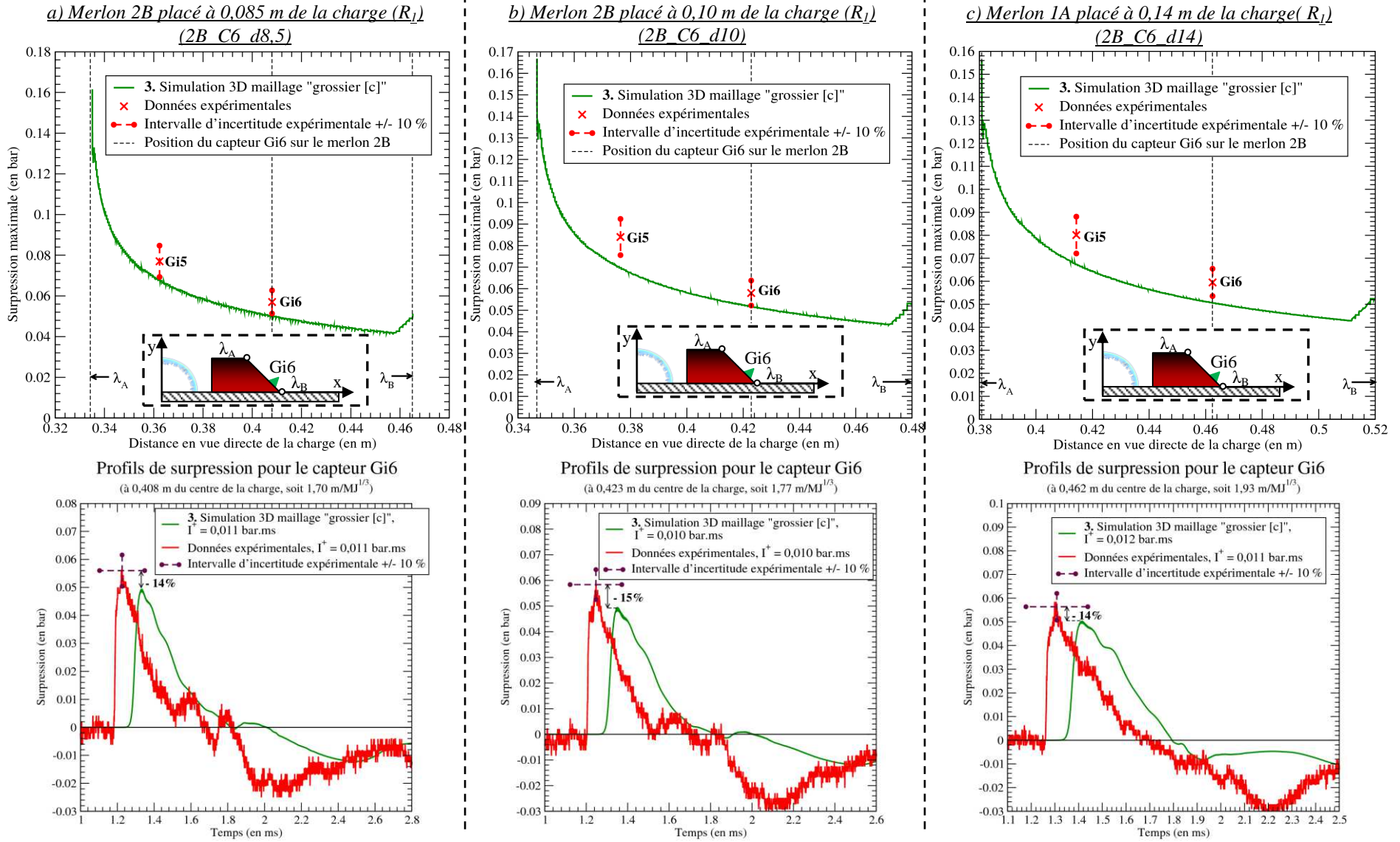


Figure 146 : Evolution du maximum de surpression sur la face aval du merlon 2B

### 3.2.3.5 Effet protecteur des merlons 1B et 2B dans la zone protégée

L'onde, qui passe par le sommet du merlon, se réfléchit sur le sol en aval de la barrière de protection. Cette seconde réflexion conduit à une recompression de l'onde de choc au pied aval du merlon. Les distances parcourues le long des deux géométries de merlon sont identiques, figure 147. L'atténuation par la distance parcourue est donc également identique entre les deux géométries ( $S_{1B} = S_{2B}$ ).

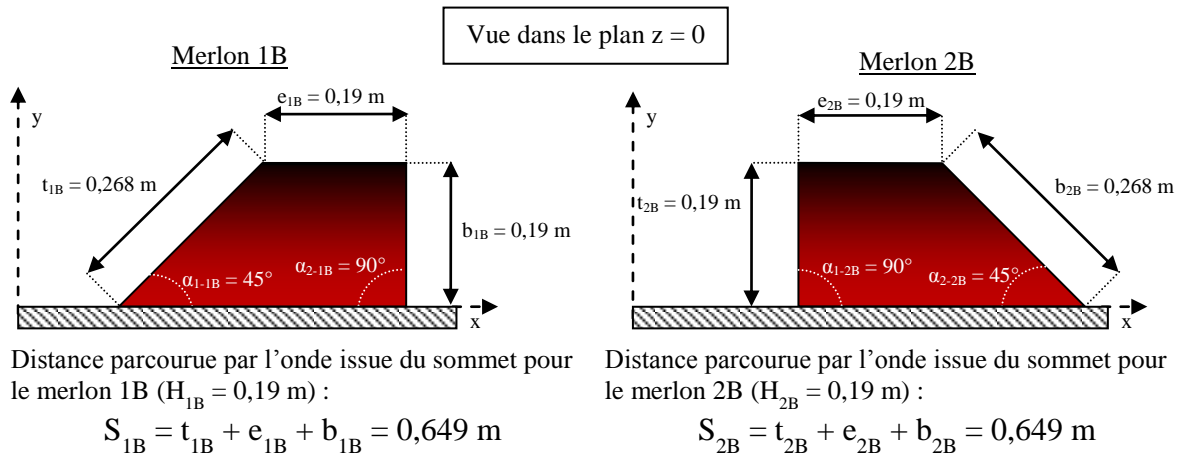


Figure 147 : Représentation schématique des distances parcourues par l'onde pour les merlons de la série 2

Les deux géométries de merlon étudiées se différencient par leur angle d'inclinaison des faces avant et arrière (merlon 1B :  $\alpha_1 = 45^\circ$  et  $\alpha_2 = 90^\circ$  ; merlon 2B :  $\alpha_1 = 90^\circ$  et  $\alpha_2 = 45^\circ$ ). Cette différence affecte donc les valeurs des angles d'incidence (réflexion en amont et en aval du merlon) et des angles de déviation (face avant-sommet et sommet-face arrière).

Le cas du merlon 1B peut être modélisé en géométrie 2D-axisymétrique avec une face avant inclinée à  $45^\circ$  qui limite suffisamment l'effet de confinement autour de l'axe de révolution. Avec cette approche géométrique, la mise en œuvre d'un maillage « fin », défini par le standard de calcul, permet d'obtenir des résultats avec un niveau de convergence numérique suffisant. Les résultats de simulation numérique pour les capteurs au sol, et situés à l'aval des barrières de protection (GH1 à GH7), se situent alors dans l'intervalle d'incertitude expérimentale (+/- 10%), figures 148-a et 148-b.

Le merlon 2B ne peut pas être modélisé en géométrie 2D-axisymétrique, les simulations sont donc réalisées en géométrie 3D. La taille de mailles est dégradée afin de rendre compatible ce cas de simulation avec les moyens de calcul. Les simulations sont ainsi réalisées avec le maillage « grossier [c] ». L'utilisation de ces conditions induit une sous-estimation des résultats d'environ 20% par une convergence numérique non atteinte. Les résultats de simulation en géométrie 3D ne permettent pas une restitution complètement satisfaisante des mesures dans l'intervalle d'incertitude expérimentale (+/- 10%), mais ils sont qualitativement corrects (décroissance des profils) par rapport aux données expérimentales (écart proche de l'intervalle de confiance de +/- 20%), figures 148-c et 148-d.

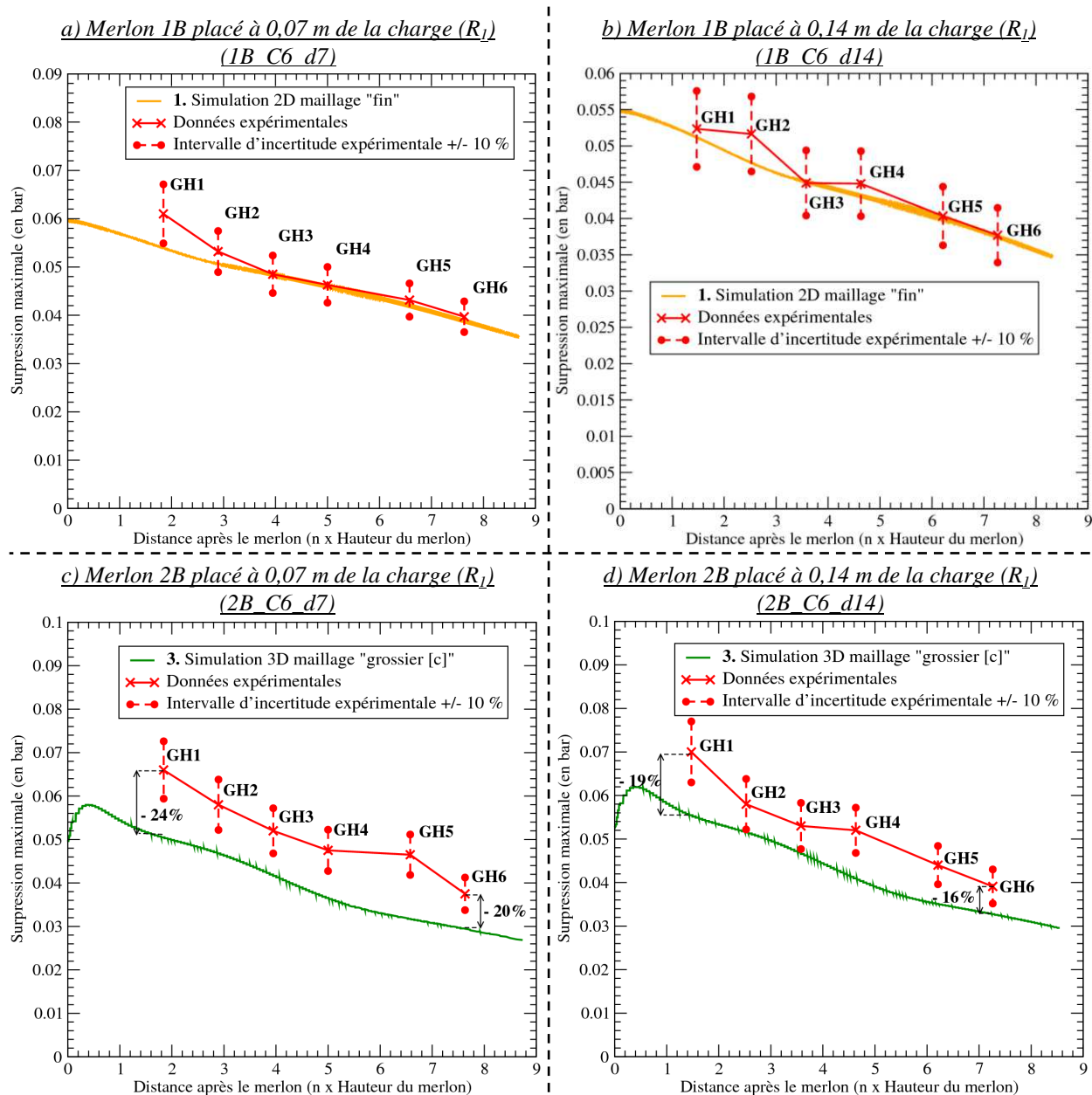


Figure 148 : Evolution du maximum de surpression en aval des merlons 1B et 2B placés à 0,07 et 0,14 m d'une charge de gaz de rayon ( $R_1$ )

Le coefficient d'atténuation permet d'évaluer l'effet protecteur d'une barrière de protection par rapport à une configuration sans obstacle (champ libre), relation (147). Le maximum de surpression en champ libre est estimé à partir de la formule empirique (139) pour les données expérimentales et les résultats de simulation obtenus en géométrie 2D-axisymétrique « fin » (cas de calcul convergés numériquement). Les résultats issus des simulations en géométrie 3D (maillage « grossier [c] ») sous-estiment l'évaluation du maximum de surpression. Afin de corriger cet écart induit par une convergence numérique insuffisante, le maximum de surpression en champ libre pour le calcul du coefficient d'atténuation est obtenu à partir de résultats de simulation numérique en champ libre pour les mêmes conditions en maillage « grossier [c] ». Ainsi en relatif (champ libre/merlon), le défaut de convergence en 3D se compense, au moins en partie. Il est alors pertinent de figurer sur le même graphique les coefficients d'atténuation issus de simulation en géométrie 2D-axisymétrique « fin » et en géométrie 3D « grossier [c] ».

La figure 149 présente l'évolution du facteur d'atténuation pour les merlons de la série 2 (1B et 2B) et pour le merlon 1A de la série 1 placés à 0,07 m (soit  $0,29 \text{ m/MJ}^{1/3}$ ) d'une charge de gaz de rayon ( $R_1$ ).

La distance parcourue par l'onde le long du merlon 1A est plus faible par rapport aux merlons de la série 2 (- 19% par rapport aux merlons 1B et 2B). Les deux séries se différencient également par un dimensionnement différent sur l'inclinaison des faces avant et arrière. En effet, les merlons 1B et 2B permettent d'augmenter l'atténuation du maximum de surpression par un phénomène de détente important (augmentation de l'angle de déviation pour une des deux détente,  $\theta = 90^\circ$ ). Ces différences peuvent expliquer l'écart sur le coefficient d'atténuation entre les deux géométries de merlon (- 56% pour les merlons de la série 2 par rapport au merlon 1A de la série 1). Les géométries de merlon étudiées lors de la série 1 protègent donc moins bien que les géométries expérimentées lors de la série 2.

**Evolution du facteur d'atténuation en aval du merlon**  
Merlons 1A, 1B et 2B placés à 0,07 m du centre de la charge ( $R_1$ , soit  $0,29 \text{ m/MJ}^{1/3}$ )

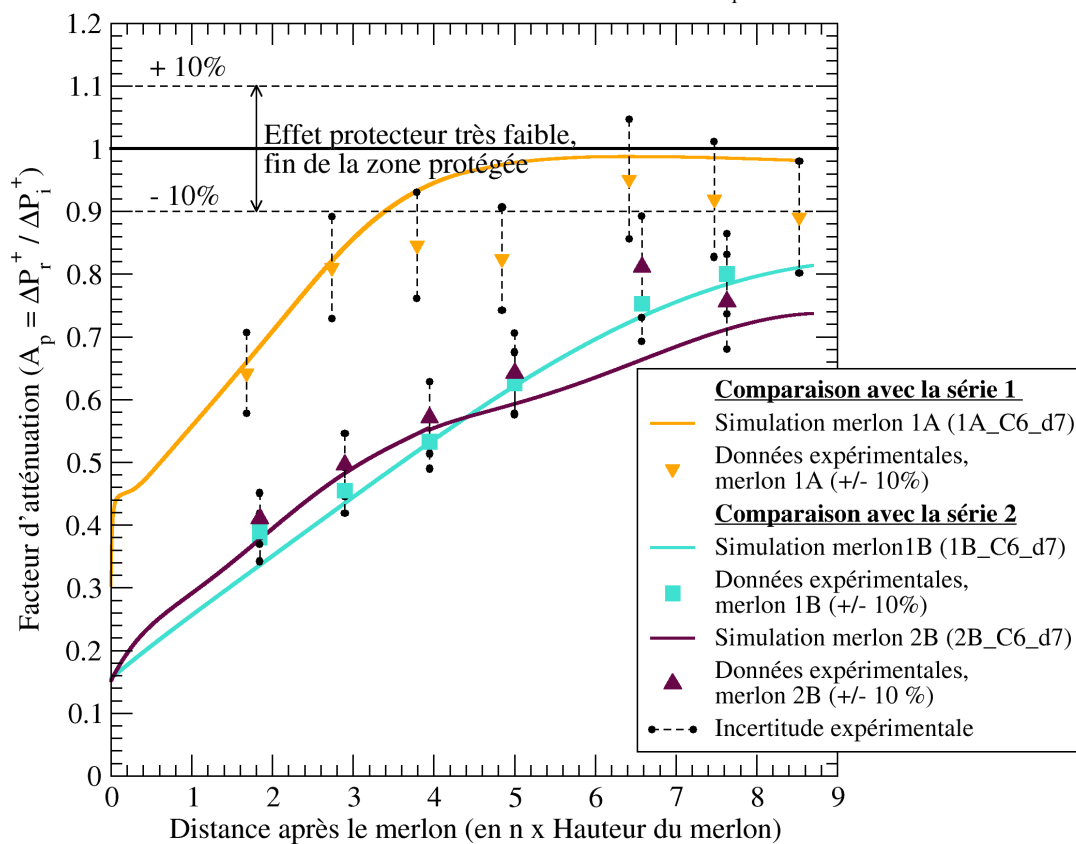


Figure 149 : Evolution du facteur d'atténuation pour les merlons de la série 2 et le merlon 1A de la série 1 placés à 0,07 m d'une charge de gaz de rayon ( $R_1$ )

La distance parcourue par l'onde le long des merlons 1B et 2B est identique, les deux géométries se différencient par l'angle d'inclinaison de leurs parois (merlon 1B :  $\alpha_{1-1B} = 45^\circ$  et  $\alpha_{2-1B} = 90^\circ$ , merlon 2B :  $\alpha_{1-2B} = 90^\circ$  et  $\alpha_{2-2B} = 45^\circ$ ). Cette différence sur le dimensionnement des merlons affecte les valeurs des angles de déviation pour les deux détente présentes lors de l'interaction de l'onde de choc avec la barrière de protection, figure 150.

- Le pied de Mach issu du phénomène de réflexion sur la face avant du merlon se détend sur le sommet de la barrière : merlon 1B,  $\theta_{1-1B} = \alpha_{1-1B} = 45^\circ$  et merlon 2B,  $\theta_{1-2B} = \alpha_{1-2B} = 90^\circ$ . L'intensité du pied de Mach est également différente entre les deux merlons. Le pied de Mach issu du merlon 1B sera plus faible que le pied de Mach issu du

merlon 2B (variation sur l'angle d'incidence au sommet de la barrière → variation du coefficient de réflexion).

- Le pied de Mach va se détendre à nouveau sur la face aval du merlon suivant deux angles différents : merlon 1B,  $\theta_{2-1B} = \alpha_{2-1B} = 90^\circ$  et merlon 2B,  $\theta_{2-2B} = \alpha_{2-2B} = 45^\circ$ . Ce dimensionnement affecte également l'angle d'incidence au niveau du sol en aval de la structure : merlon 1B,  $\beta_{1B} = 0^\circ$  et merlon 2B,  $\beta_{2B} = 45^\circ$ . L'intensité de l'onde réfléchie sera plus importante dans le cas du merlon 1B que dans le cas du merlon 2B.

Entre les deux configurations, les mêmes phénomènes physiques apparaissent, mais leur impact sur l'évolution du maximum de surpression est totalement différent. Le merlon 1B offre un meilleur effet protecteur en aval du merlon jusqu'à environ  $4,5 \times H$  par rapport au merlon 2B ( $\Delta P^+_{2B} = \Delta P^+_{1B} \times 1,7$ , à  $3 \times H$ ). En champ lointain du merlon, c'est le merlon 2B qui génère le meilleur effet protecteur ( $\Delta P^+_{1B} = \Delta P^+_{2B} \times 1,4$ , à  $7 \times H$ ).

L'inclinaison des parois doit être dimensionnée en fonction de la taille de la zone à protéger, par exemple :  $\alpha_2$  faible → faible atténuation par le phénomène de détente → surpression réfléchie au sol (possible formation d'un pied de Mach,  $\beta > 40^\circ$ ) → effet protecteur moins important en champ proche mais visible plus longtemps (et inversement pour le merlon 1B).

### Evolution du facteur d'atténuation en aval du merlon

Merlon 1B placé à 0,07 et 0,14 m du centre de la charge ( $R_1$ )

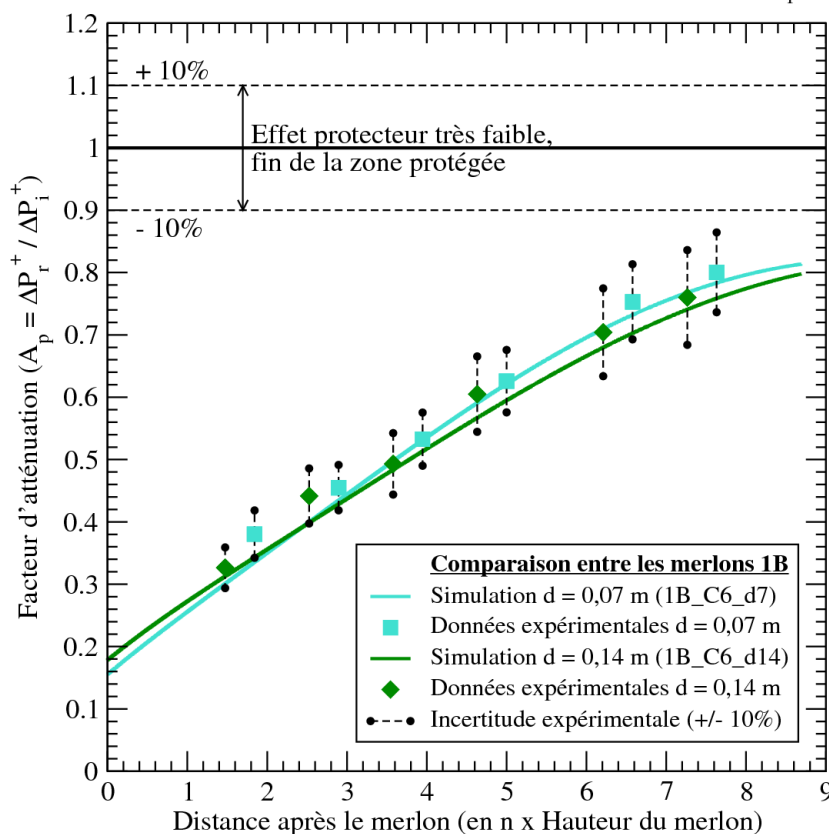


Figure 150 : Evolution du facteur d'atténuation pour le merlon 1B avec plusieurs valeurs de la distance  $d$  (0,070 et 0,140 m d'une charge de gaz de rayon ( $R_1$ ))

Les figures 150 et 151 permettent de visualiser l'évolution du facteur d'atténuation pour les géométries de merlon de la série 2 pour plusieurs valeurs de la distance  $d$  (0,07 ; 0,085 ; 0,100 ; 0,140 m du centre d'un charge gazeuse de rayon ( $R_1 = 0,03$  m)).

- Pour le merlon 1B, il est possible de constater comme pour la série 1 : « une barrière de protection placée en champ proche de la charge permet d'offrir un effet protecteur plus important au pied aval du merlon » (voir § 3.2.2.5). Ces deux géométries de merlon possèdent en effet la même inclinaison au niveau de leur face avant ( $\alpha_1 = 45^\circ$ ).
- Pour le merlon 2B, le constat est différent. Cette géométrie de merlon se différencie du merlon 1B par une face avant inclinée à  $90^\circ$  et une face arrière inclinée à  $45^\circ$ . La variation de la distance  $d$  pour cette géométrie permet de constater que plus la barrière est en champ proche de la charge, plus l'effet protecteur est important sur l'ensemble de la zone « protégée » (champ proche et champ lointain).

### Evolution du facteur d'atténuation en aval du merlon

Merlon 2B placé à 0,07 ; 0,085 ; 0,10 ; 0,14 m du centre de la charge ( $R_1$ )

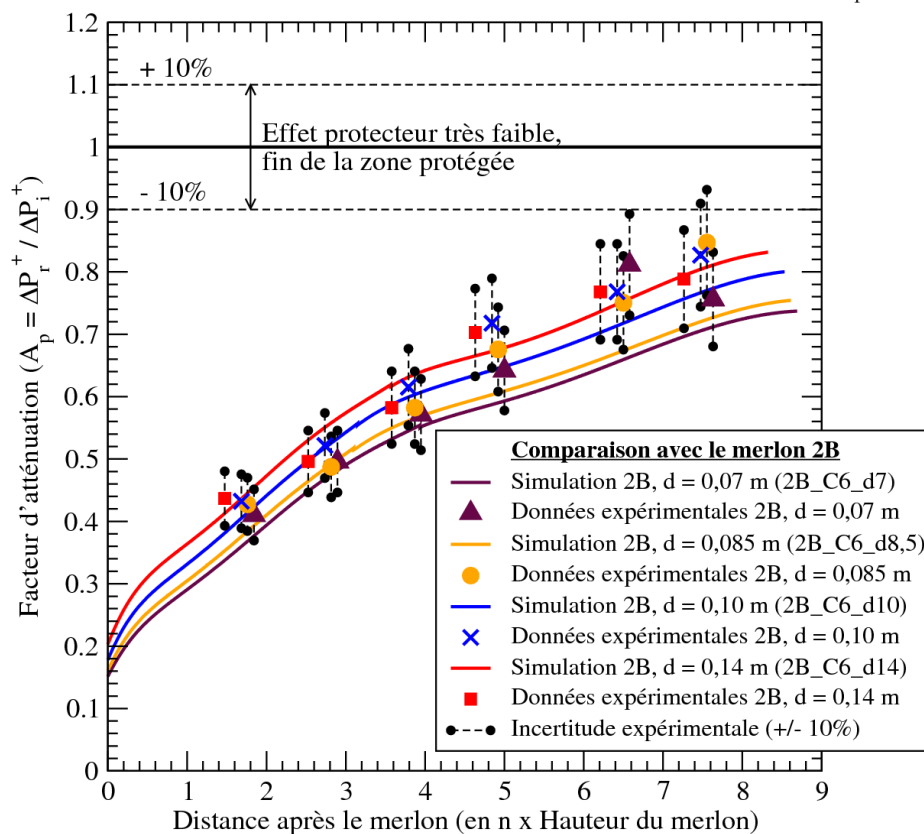


Figure 151 : Evolution du facteur d'atténuation pour le merlon 2B avec plusieurs valeurs de la distance  $d$  (0,070 ; 0,085 ; 0,100 ; 0,140 m d'une charge de gaz de rayon ( $R_1$ ))

L'étude de ces géométries permet de conclure que l'inclinaison de la face avant du merlon peut influencer également le dimensionnement de la distance  $d$  en fonction de l'évolution et de l'intensité de l'effet protecteur souhaité :  $\alpha_1$  important  $\rightarrow d$  faible ;  $\alpha_1$  faible  $\rightarrow$  distance  $d$  dimensionnée suivant la position de la zone à protéger.

### 3.2.4 Conclusion et quelques recommandations sur le dimensionnement

L'étude des différentes configurations de barrière de protection permet d'analyser l'interaction d'une onde de choc avec un merlon en fonction de ses caractéristiques géométriques et d'évaluer l'impact de ces paramètres sur l'effet protecteur. Les observations et recommandations issues de cette étude sont synthétisées sur un diagramme, figure 152. Ce diagramme permet d'orienter l'utilisateur dans le choix de certains paramètres d'une barrière de protection en fonction de sa configuration d'intérêt.

La barrière de protection idéale est une barrière de forme parallélépipédique avec une hauteur et une épaisseur importantes. En effet, cette géométrie permet d'accentuer l'atténuation du maximum de surpression, d'une part par la distance parcourue (ondes de Taylor) et d'autre part par la présence de « fortes » détentes (angles de déviation ( $\theta$ ) proches de  $90^\circ$ ). Néanmoins, en fonction des contraintes annexes de dimensionnement (contraintes d'espaces, financières,...), ce type de géométrie peut être difficilement envisageable, voir s'avérer « surdimensionné » par rapport aux besoins de l'utilisateur ( $\Delta P^+$  en aval  $\ll 0,020$  bar, seuil de la dernière zone d'effets ( $Z_5$ )). Le dimensionnement optimal d'une barrière de protection dépend donc des moyens disponibles et des dimensions de la configuration d'intérêt (position de la zone à protéger par rapport à la charge).

Ainsi l'utilisateur doit optimiser le dimensionnement de la barrière à partir de trois jeux de paramètres géométriques : hauteur (H) - épaisseur (e), angles d'inclinaison des faces avant et arrière ( $\alpha_1$  et  $\alpha_2$ ), ainsi que le positionnement de la barrière par rapport à la charge (d).

- Les recommandations de l'OTAN se sont avérées robustes et être de « bonnes pratiques » dans le dimensionnement d'une barrière de protection. Ces recommandations permettent d'estimer une hauteur et une épaisseur minimales à respecter pour assurer un effet protecteur en aval du merlon. Néanmoins, la hauteur et l'épaisseur maximales possibles, par rapports aux moyens disponibles, sont à privilégier afin d'accentuer le phénomène d'atténuation par la distance parcourue.
- Le choix des angles d'inclinaison des faces avant et arrière dépend également des moyens disponibles. En effet, un angle d'inclinaison de  $90^\circ$  est à privilégier afin d'accentuer l'atténuation du maximum de surpression par la présence de fortes détentes sur les arêtes du merlon, mais également afin d'éviter la formation rapide d'un pied de Mach en amont (face avant) et en aval de la barrière. La formation d'un pied de Mach conduit à une recompression de l'onde de choc, réduisant ainsi l'effet protecteur du merlon. Cependant, ce dimensionnement ( $\alpha_1 = \alpha_2 = 90^\circ$ ) implique également des contraintes importantes dans la résistance de la structure avec le risque de projection de nouveaux fragments issus de la barrière (maximum de surpression réfléchi important sur les faces avant et arrière du merlon).
- Le positionnement de la barrière de protection par rapport à la charge explosive dépend de la géométrie de la barrière choisie et de la position ou de la taille de la zone à protéger en aval. En effet, suivant l'inclinaison de la paroi, le régime de l'écoulement peut être modifié par la formation d'un pied de Mach en amont et en aval de la barrière de protection.
  - Si l'angle d'inclinaison est important ( $\alpha_1$  proche de  $90^\circ$ ), une barrière de protection placée en champ proche de la charge permet d'offrir un effet protecteur important en aval du merlon (effet écran important (Borgers (2010))). Néanmoins, ce dimensionnement implique également une surpression réfléchi importante sur la face avant du merlon, notamment par la déformation du phénomène de réflexion suite à la présence de l'interface air/produits de détonation en champ

proche de l'onde de choc et de la paroi (pour une charge gazeuse (propane-oxygène à la stœchiométrie),  $d < 0,58 \text{ m/MJ}^{1/3}$  ; pour une charge chimique condensée (TNT),  $d < 0,88 \text{ m/kg}^{1/3}$ ).

- Si l'angle d'inclinaison de la face avant est inférieur à  $90^\circ$  ( $\alpha_1 \ll 90^\circ$ ), l'effet protecteur est également plus important en amplitude pour une barrière placée en champ proche de la charge (effet écran important). La surpression réfléchie sur la face avant du merlon est également moins importante. En revanche, une barrière placée en champ lointain de la charge, offre un effet protecteur moins important en amplitude qu'une barrière placée en champ proche, mais l'effet protecteur est visible « plus longtemps » (Borgers (2010)).

Ces quelques « bonnes pratiques » permettent d'orienter l'ingénieur dans le dimensionnement optimal d'une barrière de protection en fonction de la configuration du terrain et des moyens disponibles. La mise en place d'une méthode d'estimation rapide et la réalisation d'abaques compléteront ces quelques recommandations et permettront d'évaluer précisément l'effet protecteur en fonction des caractéristiques géométriques de la barrière ( $d$ ,  $H$ ,  $e$ ,  $\alpha_1$  et  $\alpha_2$ ).

La comparaison des données expérimentales et des résultats de simulation numérique permet également de conclure sur les capacités de restitution et donc prédictives de l'outil de simulation. Qualitativement l'outil restitue correctement l'ensemble des phénomènes physiques présents (réflexion, détente, déformation de l'onde réfléchie par la présence des produits de détonation) sur les domaines étudiés. Quantitativement, les calculs réalisés en géométrie 2D-axisymétrique permettent de restituer correctement les mesures par la mise en œuvre d'un maillage « fin ». Les résultats obtenus en géométrie 3D, pour les configurations qui rendent indispensables cette approche, sous-estiment globalement le maximum de surpression. En effet, les calculs en géométrie 3D ont dû être réalisés sur un maillage dégradé qui ne permet pas d'atteindre un niveau de convergence numérique suffisant (maillage « grossier [c] »). La sous-estimation sur les valeurs du maximum de surpression ( $\Delta P^+$ ) n'excède cependant pas 20%. La chronométrie ( $t_0$ ) et la durée de phase positive ( $dt^+$ ) ne sont en revanche pas affectées pas plus que l'impulsion positive ( $I^+$ ). Les résultats obtenus sur le maximum de surpression sont donc qualitativement satisfaisants et sont quantitativement proches de l'intervalle de confiance de +/- 20%.

L'étude de l'évolution de l'impulsion positive ( $I^+$ ) ne faisait pas partie du périmètre du projet ANR BARPPRO. Néanmoins, lors de l'analyse des différents profils de pression, il a été constaté que l'outil de simulation restitue correctement cette caractéristique mécanique de l'onde de souffle.



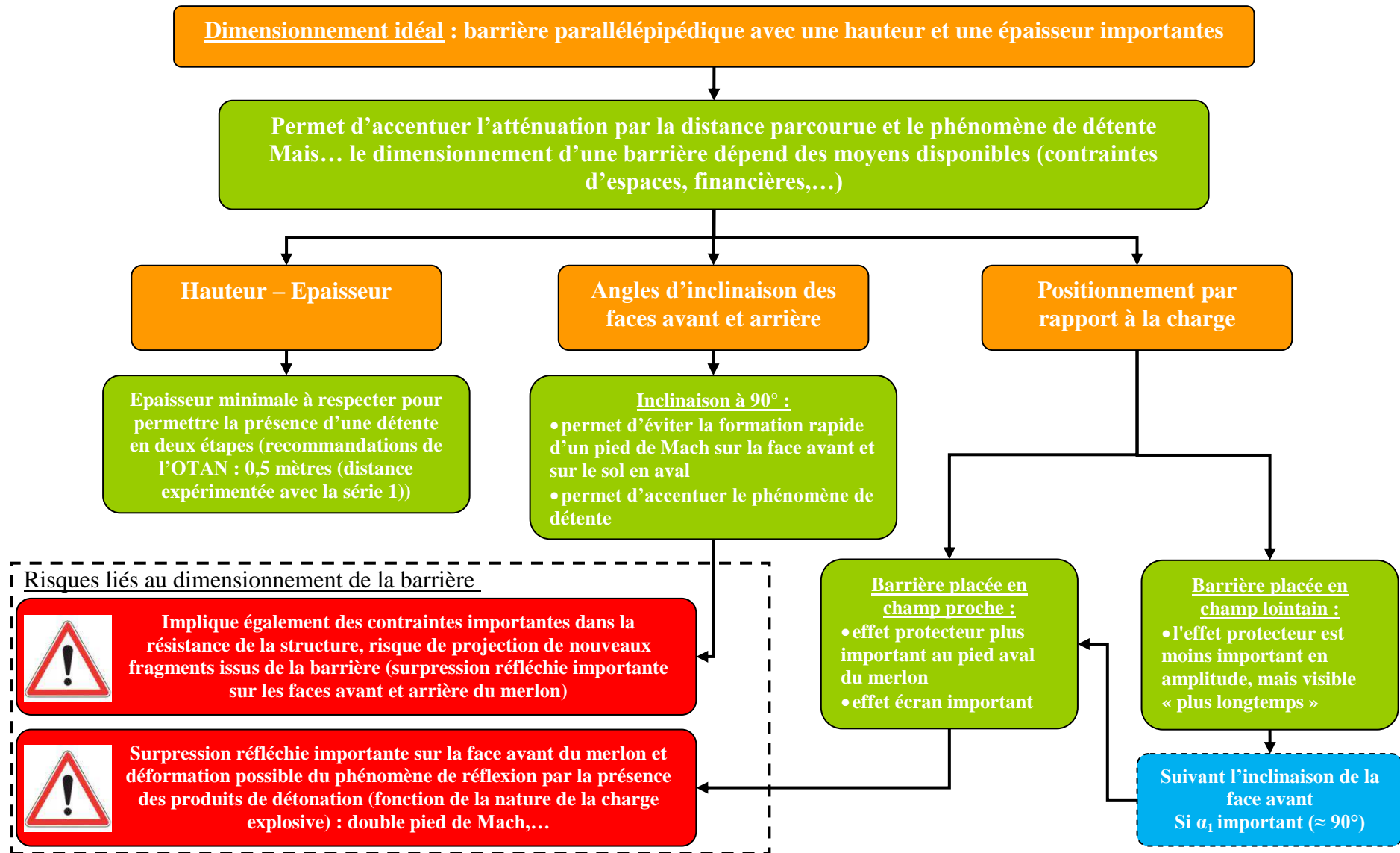


Figure 152 : Synthèse des observations issues de l'étude de différentes géométries de barrière de protection

### **3.3 Conclusion sur la validation de l'outil de simulation confronté aux expériences**

Les configurations parallélépipédiques, cylindriques et trapézoïdales (merlons) expérimentées au sein du laboratoire PRISME ont été étudiées à l'aide de l'outil de simulation pour la détonation d'une charge gazeuse (propane-oxygène à la stœchiométrie). Cet outil est constitué du code de calcul HERA et de la plateforme cible TERA 100. Les conditions numériques et le standard de calcul ont été présentés dans le chapitre 2 (§ 2.3.2 et § 2.4.4).

Qualitativement l'outil de simulation restitue correctement les phénomènes physiques présents lors de l'interaction d'une onde de choc avec un obstacle de forme parallélépipédique, cylindrique et trapézoïdale : phénomène de réflexion sur une surface plane et convexe, de détente et de recombinaison d'ondes de choc. Les résultats fournis par l'outil de simulation sont validés par les références bibliographiques utilisées (par exemple, TM5-1300 (2008)) et les expériences réalisées par Trélat (2006), ainsi que par les données expérimentales nouvellement acquises dans le cadre de ces travaux de thèse.

Quantitativement, les calculs réalisés en géométrie 2D-axisymétrique restituent correctement les expériences simulées par la mise en œuvre d'un maillage « fin ». Les configurations expérimentales ne pouvant être simulées par l'approche en géométrie 2D-axisymétrique sont modélisées en géométrie 3D. L'utilisation de cette approche géométrique se traduit par une dégradation de la dimension des arêtes des mailles (maillage « grossier ») qui induit une sous-estimation du maximum de surpression d'environ 20% par une convergence numérique insatisfaisante pour assurer la parfaite restitution des expériences dans les intervalles d'incertitude expérimentale (de +/- 10% à +/- 14%). La chronométrie ( $t_0$ ) et la durée de phase positive ( $dt^+$ ) ne sont en revanche pas affectées. Néanmoins, les résultats obtenus en géométrie 3D sont qualitativement satisfaisants et sont quantitativement proches de l'intervalle de confiance fixé à +/- 20%.

Les capacités de restitution de l'outil de simulation sont donc validées pour la propagation d'onde de souffle aérienne issue de la détonation d'une charge gazeuse en présence d'une barrière de protection.

L'étude des géométries de barrière de protection a également permis d'analyser le couplage des différents phénomènes physiques présents et d'évaluer l'impact des caractéristiques géométriques de la barrière ( $d$ ,  $H$ ,  $e$ ,  $\alpha_1$  et  $\alpha_2$ ) sur l'effet protecteur.

La barrière de protection idéale est une structure de forme parallélépipédique d'une hauteur et une épaisseur importantes afin d'accentuer l'atténuation par la présence de fortes « détentes » sur les arêtes de la structure et par une distance parcourue importante. Néanmoins, cette géométrie peut être difficilement envisageable (contraintes annexes : espaces, financières,...), voir s'avérer « surdimensionné » par rapport aux besoins de l'utilisateur. La géométrie optimale d'une barrière de protection dépend donc des moyens à disposition et des dimensions de la configuration d'intérêt (position de la zone à protéger par rapport à la charge,...). La conception d'une barrière de protection reste, néanmoins, soumise à quelques recommandations afin d'assurer un effet protecteur en aval de la barrière (§ 3.2.4).

La mise en place d'une méthode rapide de pré-dimensionnement, appelée également « méthode d'estimation rapide », permettrait d'estimer rapidement la géométrie optimale. Cette méthode sera par la suite complétée par des abaques d'aide au dimensionnement afin d'affiner le dimensionnement de la barrière et d'évaluer précisément son effet protecteur.



## **Chapitre 4 - Méthode rapide de pré-dimensionnement**

*Le développement de cette méthode d'estimation rapide a été réalisé avec l'aide de M. Lardjane Nicolas (ingénieur chercheur au CEA – DAM).*

Dans le chapitre trois, pour les configurations expérimentées, il a été montré que si la longueur d'un merlon est au moins égale à 4-6 fois sa hauteur, l'effet des ondes de contournement est négligeable. Ces types de merlon sont alors assimilables à des obstacles de longueur infinie. Dans le cas d'une barrière de protection, dite de « merlon court » (longueur environ égale à 2 fois sa hauteur par exemple), les effets de contournement et de recombinaisons tridimensionnels sont à prendre en compte pour estimer l'effet protecteur. Il s'agit de géométries à contraintes fortes avec des phénoménologies 3D complexes et donc particulièrement exigeantes en terme de restitution avec des simulations numériques en géométrie 3D. La géométrie à calculer sera donc nécessairement simulée en configuration tridimensionnelle. Cette approche géométrique nécessite des moyens de calcul à disposition importants et représente donc un coût matériel, humain et de temps de restitution non négligeable.

Pour ce type de géométrie, il existe peu de méthodes rapides permettant d'estimer l'évolution des caractéristiques mécaniques d'une onde de choc au voisinage d'une structure. L'une des approches envisageable est d'estimer l'évolution des caractéristiques de l'onde de choc à partir de relations géométriques et empiriques. Dans la littérature, cette méthodologie est, à notre connaissance, limitée à des configurations élémentaires selon une approche 2D (Hyde (1987), Needham (2010)). Leurs applications à des géométries 3D ne permettent pas d'estimer l'évolution du maximum de surpression de manière satisfaisante, de plus elles sont limitées à des structures parallélépipédiques (Miller (2004)).

La méthode d'estimation proposée dans ce chapitre s'inspire de cette approche, mais elle est étendue à des sections trapézoïdales de merlon pour des géométries 3D (Eveillard (2013)). Les résultats obtenus avec cette méthode d'estimation rapide seront comparés aux données expérimentales et aux résultats de simulation numérique pour deux configurations de « merlon court » faisant face à la détonation d'une charge gazeuse (propane-oxygène à la stœchiométrie).

La méthode proposée ici permet d'analyser des configurations de merlon dont la longueur dans la direction perpendiculaire à la section trapézoïdale est positionnée symétriquement par rapport au centre de la charge. Cette approche est également développée pour une détonation de charge gazeuse (propane-oxygène à la stœchiométrie). Par la suite, elle pourrait à priori être étendue à des charges chimiques condensée (par exemple TNT), si les niveaux de surpression sont suffisamment faibles en aval du merlon. En effet, au vu de la symétrie du problème, les phénomènes de recombinaison d'ondes de choc dans l'axe de symétrie sont estimés par une simple sommation d'ondes ce qui suppose la linéarité de ce phénomène physique. Cette forte hypothèse n'est pas vérifiée dans le cas où les niveaux de surpression sont importants en aval du merlon.

### **4.1 Estimation des phénomènes de réflexion et de détente**

Une analyse en géométrie 3D implique de considérer la superposition d'ondes de choc : l'onde qui passe par-dessus le merlon, dite « onde issue du merlon », et les ondes de contournement par exemple. La méthode proposée doit donc estimer le plus précisément possible l'impact de chaque phénomène physique présent (réflexion ou détente) sur

l'évolution du maximum de surpression d'une onde de choc ( $\Delta P^+$ ). Les deux prochains paragraphes décrivent les approches utilisées pour les phénomènes de réflexion et de détente d'une onde de choc.

#### 4.1.1 Phénomène de réflexion

L'interaction d'une onde de choc avec une structure infiniment rigide conduit à la formation soit d'une réflexion régulière (RR), soit d'une réflexion de Mach (RM) (voir § 1.3.1). La présence de ce phénomène physique induit une augmentation du maximum de surpression au niveau de l'onde de choc réfléchi. Dans le cadre de cette étude, l'onde de choc se réfléchit sur la face avant de la barrière de protection, avant de se détendre sur les coins de la structure puis de se réfléchir à nouveau sur le sol en aval du merlon (pour l'onde issue du merlon, voir § 3.2.2.4 et § 3.2.3.4).

Le type de réflexion sur les arêtes de la face avant du merlon peut être déterminé à partir de deux paramètres : le nombre de Mach incident ( $M_i$ ) et l'angle d'incidence ( $\beta$ ) entre l'onde et la paroi. La nature de l'onde incidente au niveau de la détente sur l'arête de la structure (point de sortie, noté S) dépend du régime de réflexion sur la surface. En effet, le type de réflexion peut modifier le calcul de l'angle de déviation ( $\theta$ ), figure 153.

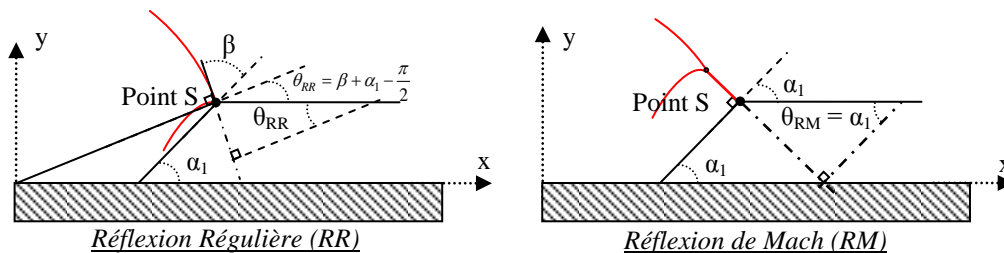


Figure 153 : Influence du régime de réflexion sur le calcul de l'angle de déviation

Le régime de réflexion peut être estimé à partir du maximum de surpression incident au point S (formule (139)) et de la formule simplifiée de Kinney (1985) (formule (83)).

Dans le cas d'une réflexion de Mach, un pied de Mach se forme sur la paroi et se propage en aval du merlon. La présence de ce front conduit à une augmentation du maximum de surpression par rapport à une onde incidente sphérique divergente. Il est possible de tenir compte de la propagation de ce pied de Mach à partir d'un coefficient, noté  $Cr_S$ . Ce coefficient correspond au coefficient de réflexion au niveau du point S. Avec cette approche, le coefficient de réflexion est estimé à partir de l'abaque du TM5-1300 (2008). Dans le cas d'une réflexion régulière au niveau du point S, l'onde incidente se propage en aval du merlon. Le coefficient  $Cr_S$  est alors égal à 1.

Le calcul de l'angle de déviation de la première détente et la nature de l'onde qui se propage en aval dépendent du régime de réflexion sur la face avant du merlon (réflexion régulière : onde incidente, réflexion de Mach : pied de Mach).

#### 4.1.2 Phénomène de détente

Lorsque l'onde atteint le sommet ou une face latérale de la barrière, l'onde se détend et l'intensité de l'onde de choc diminue (diminution du maximum de surpression, voir § 1.3.2). La détente d'une onde de choc issue de la détonation d'une charge explosive est plus complexe que la simple détente d'un écoulement supersonique. En effet, la présence de vortex instables et la variation rapide de la vitesse du son lors de la phase positive de l'onde de souffle ne permettent pas de se placer dans les conditions d'approche d'une simple détente (fonction de Prandtl-Meyer).

Ce phénomène physique dépend d'une caractéristique géométrique, l'angle de déviation ( $\theta$ ), et du nombre de Mach incident à la détente ( $M_d$ ). L'angle de déviation est calculé à partir des caractéristiques géométriques de la barrière ( $d$ ,  $\alpha_1$ ,  $\alpha_2$ ,  $H$  et  $e$ ) suivant l'évolution du régime de réflexion sur la face avant du merlon (voir § 4.1.1). L'estimation rapide de son effet nécessite la mise en place d'un abaque spécifique qui tienne compte de l'évolution du nombre de Mach ( $M_d$ ) et de l'angle de déviation ( $\theta$ ).

Cet abaque a été réalisé à partir de résultats d'une étude paramétrique par simulation numérique pour une structure avec un angle d'inclinaison de  $90^\circ$ , pour plusieurs variations du nombre de Mach incident ( $1,1 \leq M_d \leq 8,0$ ). Le coefficient de détente présenté dans l'abaque est défini comme le rapport du maximum de surpression de l'onde diffracté et du maximum de surpression obtenu en champ libre pour la même distance parcourue. Les simulations sont réalisées avec le code de calcul HERA en géométrie 2D-axisymétrique pour 1 kg de TNT (Matignon (2012)), figure 154. Les capteurs sont placés tous les  $10^\circ$  à  $0,015 \text{ m/kg}^{1/3}$  du coin où la détente est centrée. La variation du nombre de Mach en amont du phénomène de détente est obtenue pour plusieurs valeurs de la distance  $b$  ( $0,345 \leq b \leq 5,99 \text{ m/kg}^{1/3}$ ).

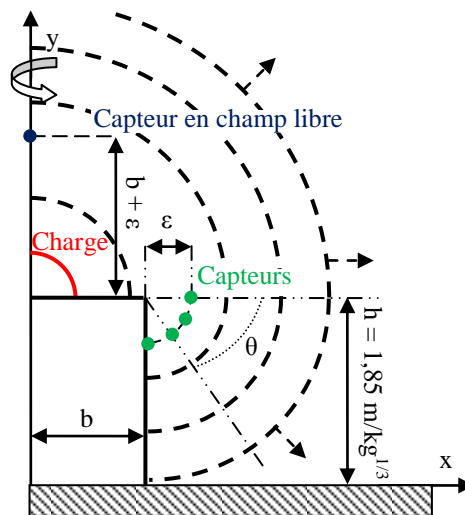


Figure 154 : Représentation schématique de la configuration étudiée pour le phénomène de détente

Le domaine total calculé est dimensionné avec une longueur de 8 m. Les conditions de calculs sont présentées dans le tableau 30. Pour cette étude en champ très proche de la charge ( $b \approx 0,345 \text{ m}$ ), la taille des mailles est fixée à 0,5 mm au passage du front de choc jusqu'à 2,4 ms, puis à 1 mm jusqu'à la fin du calcul.

Approche géométrique	Taille de mailles au début du calcul	Temps de transition du maillage	Nouvelle taille de mailles jusqu'à la fin du calcul
Géométrie 2D-axisymétrique	0,5 mm	2,4 ms	1 mm

Tableau 30 : Conditions de calcul de l'étude du phénomène de détente

L'abaque de la figure 155 indique une variation du coefficient de détente ( $C_d$ ) comprise entre 0,1 et 0,8. Il varie donc de façon non négligeable, montrant ainsi que l'utilisation d'un coefficient constant est une approximation trop forte (voir § 1.3.2.3). Cet abaque permet donc d'estimer avec plus de précision le maximum de surpression en aval d'une détente en fonction du nombre de Mach incident ( $M_d$ ) et de la valeur de l'angle de déviation de l'écoulement ( $\theta$ ).

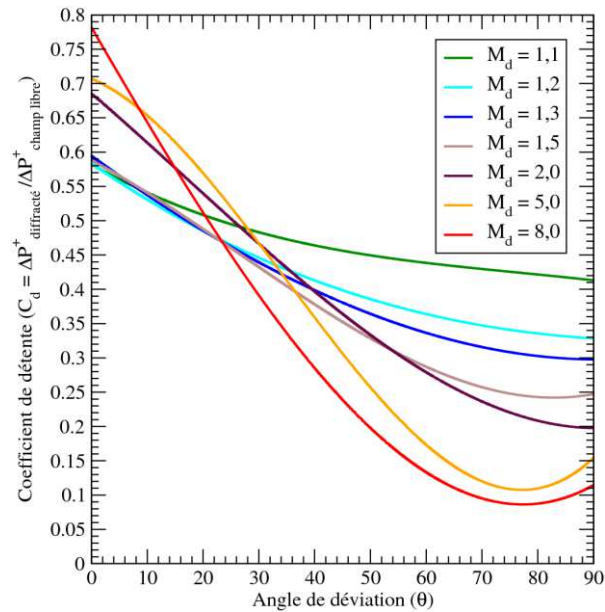


Figure 155 : Abaque des coefficients de détente à partir de résultats de simulation numérique pour une structure d'angle d'inclinaison de  $90^\circ$

## 4.2 Description de l'algorithme

Le maximum de surpression décroît rapidement avec la distance parcourue par l'onde (présence d'un réseau d'ondes de détente en aval du front de choc). L'évolution des caractéristiques de l'onde de choc en champ libre ( $\Delta P^+$ ,  $t_0$ ,  $dt^+$ ) a été présentée dans le chapitre précédent (§ 3.2.1). Le principe d'utilisation de lignes brisées entre le centre de la charge explosive et le point d'observation est donc un ingrédient clé de la méthode d'estimation rapide. Dans le cas d'une géométrie 3D avec un merlon court, plusieurs lignes peuvent atteindre le point d'observation en même temps, ce qui nécessite de tenir compte de l'ensemble des ondes. Dans le domaine étudié, un point d'observation peut être atteint par deux ondes : l'onde issue du merlon et les ondes de contournement.

Les paragraphes suivants décrivent le calcul des distances parcourues le long des différentes lignes brisées et la méthode utilisée pour reconstruire le signal de pression. Les relations géométriques, non explicitées dans ce chapitre, sont fournis en annexe 5.

### 4.2.1 Définition des secteurs étudiés

D'un point de vue géométrique, l'onde issue du merlon divise le domaine étudié en plusieurs secteurs, figure 156. La limite entre les différents secteurs est déterminée en fonction de l'angle  $\Gamma_i$ , qui dépend des caractéristiques géométriques de la barrière de protection ( $d$ ,  $e$ ,  $\alpha_1$ ,  $\alpha_2$ ,  $H$  et  $L$ ).

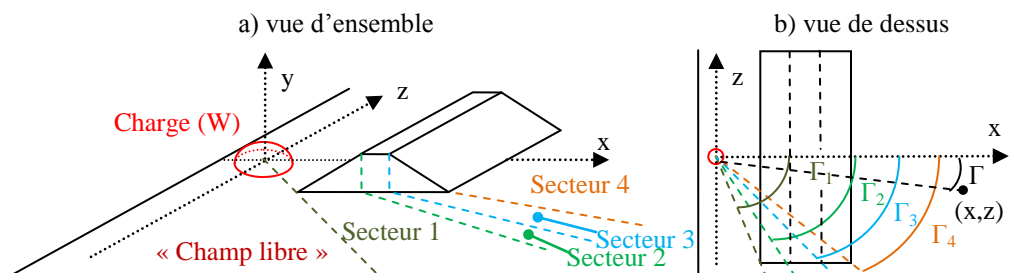


Figure 156 : Définition des secteurs géométriques autour de la barrière

Le tableau 31 décrit les phénomènes physiques présents dans les différents secteurs étudiés. Comme évoqué précédemment l'onde de contournement qui se détend sur les coins de la barrière ajoute deux nouveaux secteurs sur chaque bord du merlon.

Onde de choc	« Champ libre »	Secteur 1	Secteur 2	Secteur 3	Secteur 4
Onde issue du merlon	Pas d'interaction directe avec la barrière	Réflexion sur la face avant + détente sur la face latérale + réflexion sur le sol en aval du merlon	Réflexion sur la face avant + détente en deux étapes + réflexion sur le sol en aval du merlon		
Onde de contournement	Une détente de l'onde sur le coin de la barrière				Deux détentes de l'onde de choc entre les faces avant et arrière du merlon

Tableau 31 : Description des phénomènes physiques présents en fonction des secteurs

#### 4.2.2 Reconstruction du signal de pression

Par construction, position du merlon par rapport à la charge, la configuration est symétrique par rapport au plan (x, y). La source est donc située sur ce plan de symétrie. Comme évoqué précédemment, en un point donné, la méthode détermine deux lignes brisées : l'une pour l'onde issue du merlon (notée w) et l'autre pour l'onde de contournement (notée b). La méthode suppose également que ces deux lignes ont un chemin indépendant l'une de l'autre. Le profil de pression pour ce point d'observation peut être alors reconstruit par superposition des profils de surpression. Cette hypothèse est une simplification des règles du LAMB (Needham (2010)), elle se révélera suffisante pour cette première version de la méthode d'estimation rapide. Afin de tenir compte de la présence des deux ondes de contournement, configuration symétrique, la contribution de cette onde dans la zone des recombinaisons en aval du merlon est comptée deux fois (zone où  $d_b > d_w$ ). Aucun effet de compensation n'est inclus dans la méthode. Pour les points d'observation en champ lointain, l'estimation fournie par cette méthode peut donc conduire à une surestimation du maximum de surpression d'un facteur proche de 2, ce qui ne restreint pas la sécurité des zones d'effets. La sommation des pressions pour les deux ondes considérées prend en compte la perte de pression temporelle derrière le choc à partir d'un modèle de Friedlander modifié (formule (142)).

- Onde de contournement

L'estimation du maximum de surpression pour l'onde de contournement nécessite de déterminer le régime de réflexion sur le coin de la face avant (RR ou RM) et les coefficients de détente ( $C_{db1}$  et  $C_{db2}$ ), figure 157. Pour un point au sol situé en (x, z), il faut déterminer le secteur d'appartenance. Pour les secteurs 1, 2, 3 et 4-bis, l'onde de contournement est soumise à une unique détente sur le bord A. La diminution du maximum de surpression due à ce phénomène peut être estimée à partir d'un coefficient de détente ( $C_{db1}$ ). Ce coefficient est obtenu à partir de l'abaque des coefficients de détente exprimé en fonction de l'angle de déviation ( $\theta_{b1}$ ) et du nombre de Mach en amont du phénomène ( $M_{d1}$ ). Pour cette première détente, le nombre de Mach en amont dépend de la surpression réfléchi sur le bord de la face avant ( $C_{rbs}$ ).



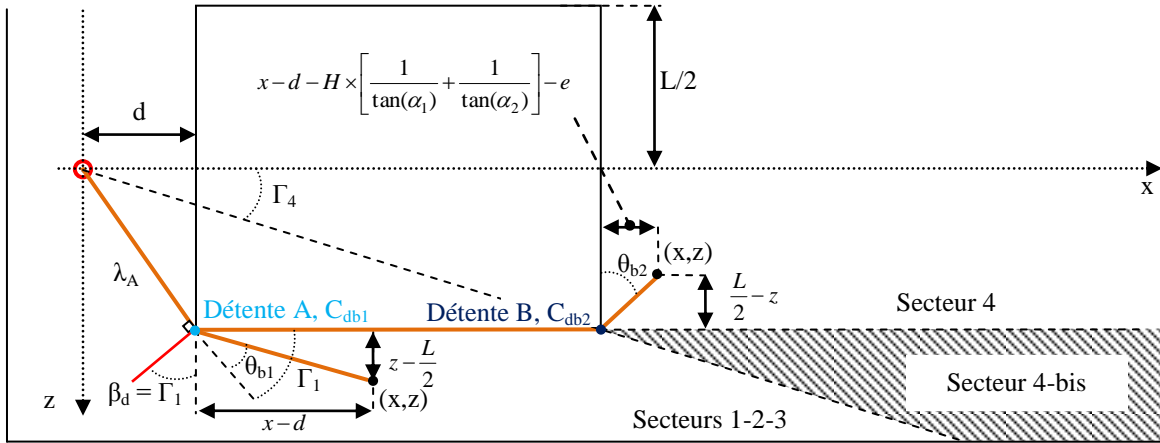


Figure 157 : Représentation des paramètres géométriques pour l'onde de contournement

La surpression incidente au point A est estimée à partir de la formule (139) en fonction de la distance entre le centre de la charge et le point A ( $\lambda_A$ ), relation (150).

$$\lambda_A = \sqrt{\left(\frac{L}{2}\right)^2 + d^2} \quad (150)$$

L'angle d'incidence sur le coin de la barrière est noté  $\beta_d$  ( $\beta_d = \Gamma_1$ ). Le coefficient de réflexion, noté  $C_{r_{bs}}$ , est obtenu à partir de l'abaque du TM5-1300 (2008). L'angle de déviation est évalué en fonction du régime de réflexion au point A, formules (151) et (152).

$$\theta_{b1,MR} = \arctan\left(\frac{x-d}{z-L/2}\right) \text{ pour une réflexion de Mach} \quad (151)$$

$$\theta_{b1,RR} = \theta_{b1,MR} - \arctan\left(\frac{2 \times d}{L}\right) \text{ pour réflexion régulière} \quad (152)$$

Pour un point d'observation placé dans le secteur 4, l'onde de contournement est soumise à une seconde détente centrée sur le point B. La surpression incidente au point B est estimée à partir de la formule (139) en fonction de la distance parcourue par l'onde entre le centre de la charge et le point B ( $\lambda_B$ ), et des coefficients précédents ( $C_{db1}$  et  $C_{r_{bs}}$  dans le cas d'une réflexion de Mach), formule (153).

$$\lambda_B = \lambda_A + e + H \times \left[ \frac{1}{\tan(\alpha_1)} + \frac{1}{\tan(\alpha_2)} \right] \quad (153)$$

L'angle de déviation ( $\theta_{b2}$ ) pour cette seconde détente est obtenu à partir de la formule (154).

$$\theta_{b2} = \arctan \left[ \frac{L/2 - z}{x - \left( d + e + H \times \left( \frac{1}{\tan(\alpha_1)} + \frac{1}{\tan(\alpha_2)} \right) \right)} \right] \quad (154)$$

La distance parcourue par l'onde de contournement entre le centre de la charge et le point d'observation est notée  $d_b$ . La surpression maximale pour l'onde de contournement ( $\Delta P_b^+$ ) est estimée à partir de la formule (139) et des coefficients précédents, relation (155).

$$\Delta P_b^+ = \Delta P_i^+ (d_b) \times Cr_{bS} \times \prod_k C_{abk} \tag{155}$$

- Onde issue du merlon

L'estimation du maximum de surpression de l'onde issue du merlon nécessite de déterminer au préalable, pour chaque surface du merlon, le point de sortie de toutes les lignes brisées. Ces points sont ensuite utilisés pour déterminer le type de réflexion, les coefficients de réflexion et de détente. Les trajectoires des lignes brisées élémentaires pour chaque secteur sont tracées sur les figures 158, 159 et 160.

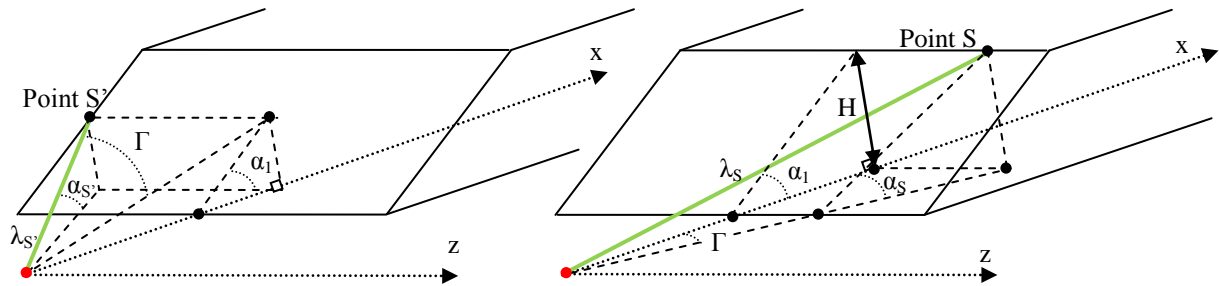


Figure 158 : Points d'intersection sur les arêtes de la face avant pour l'onde issue du merlon

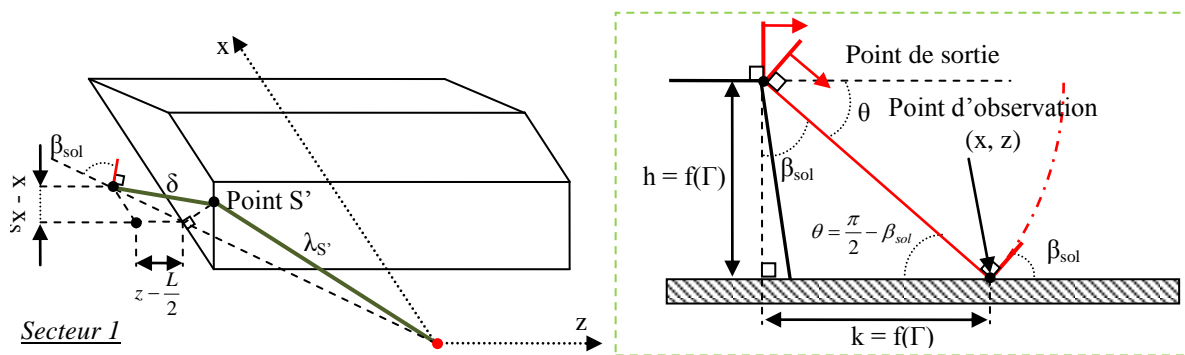


Figure 159 : Détente de l'onde de choc pour le secteur 1 et sa réflexion sur le sol

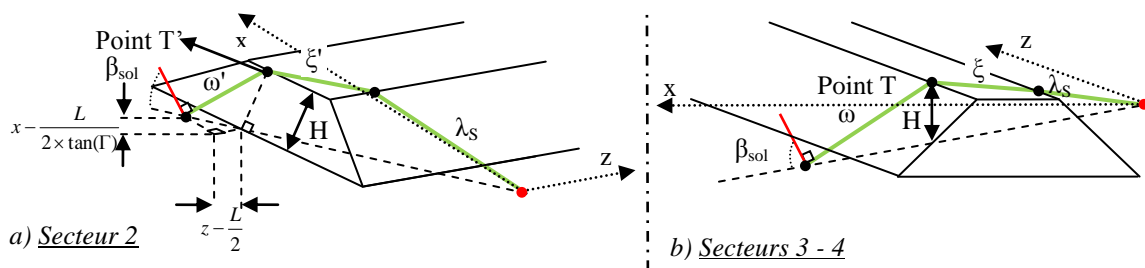


Figure 160 : Détentes de l'onde de choc pour les secteurs 2, 3 et 4

A titre d'exemple, deux points de sortie sont possibles sur la face avant du merlon, figure 158. Lorsque la ligne brisée sort de la face avant du merlon, le point de sortie est noté S' ou S selon le secteur où se trouve le point d'observation (limite entre le secteur 1 et les secteurs 2-3-4). Les calculs des différents coefficients de réflexion et de détente nécessitent de connaître la distance en ligne droite entre le centre de la charge et le point de sortie (S' ou S). Les différentes relations géométriques, présentées en annexe 5, sont alors utilisées. Ces relations permettent notamment de calculer les angles de déviation ( $\theta_s = f(RR \text{ ou } RM)$ ), les angles d'incidence et les différentes distances parcourues. Les coefficients de réflexion ( $Cr_{Sol}$ ) et de détente ( $C_{dw}$ ) sont déterminés à partir des abaques (abaque des coefficients de détente et TM5-1300 (2008)). Cette solution est retenue pour chacun des côtés de la barrière de

protection en tenant compte des événements antérieurs (coefficients de détente et de réflexion et la distance parcourue). Enfin, pour tout point d'observation situé à une distance de la source, notée  $d_w$ , il est possible d'estimer la surpression maximale ( $\Delta P_w^+$ ) selon le même principe que la méthode présentée précédemment pour l'onde de contournement, formule (156).

$$\Delta P_w^+ = \Delta P_i^+(d_w) \times Cr_S \times \prod_k C_{d_{wk}} \times Cr_{sol} \quad (156)$$

Avec  $Cr_S$  le coefficient de réflexion sur la face avant,  $C_{d_w}$  les coefficients de détente sur chaque arête de la barrière,  $Cr_{sol}$  le coefficient de réflexion sur le sol en aval

Le secteur 3 est particulier, en effet il existe une détente supplémentaire possible si le point est situé dans « l'ombre de la face arrière ». Ce secteur est défini comme le secteur 3-bis, figure 161.

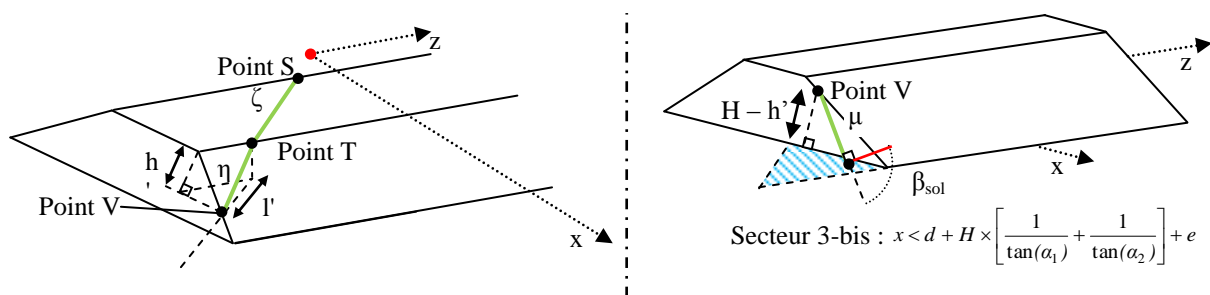


Figure 161 : Définition du secteur 3-bis

- Diagramme de la méthode d'estimation rapide

Le diagramme sur la figure 162 résume le principe de fonctionnement de la méthode d'estimation rapide.

Dans un premier temps, les caractéristiques géométriques de la barrière de protection ( $d$ ,  $e$ ,  $H$ ,  $\alpha_1$ ,  $\alpha_2$  et  $L$ ), la masse de la charge explosive ( $W$ ) et la position du point d'observation ( $x$ ,  $z$ ) permettent d'identifier le secteur étudié (« champ libre », 1, 2, 3, 3-bis, 4 et 4-bis). Par la suite, les relations géométriques établies, pour le secteur identifié, sont alors utilisées pour calculer les paramètres géométriques de l'onde de contournement (indice  $b$ ) et de l'onde issue du merlon (indice  $w$ ) pour les différents phénomènes physiques présents (réflexions et détentes d'onde de choc) : distances parcourues ( $d$  ou  $\lambda$ ), angles d'incidence ( $\beta$ ) et angles de déviation ( $\theta$ ).

A partir des valeurs de ces paramètres géométriques, ainsi que des abaques et des relations empiriques, il est possible d'estimer les caractéristiques mécaniques de l'onde de choc ( $t_0$ ,  $dt^+$ ,  $\Delta P^+$  et le coefficient de décroissance de pression de l'équation de Friedlander modifié  $C(\lambda)$ , formule (142)).

Les estimations des différentes caractéristiques mécaniques, des deux ondes de choc considérées, permettent ensuite de reconstruire l'historique de pression pour le point d'observation analysé. A l'issue de cette reconstruction, le maximum de surpression ( $\Delta P^+$ ) peut être ainsi estimé et la zone d'effets alors identifiée ( $Z_1$ ,  $Z_2$ ,  $Z_3$ ,  $Z_4$ ,  $Z_5$ ).

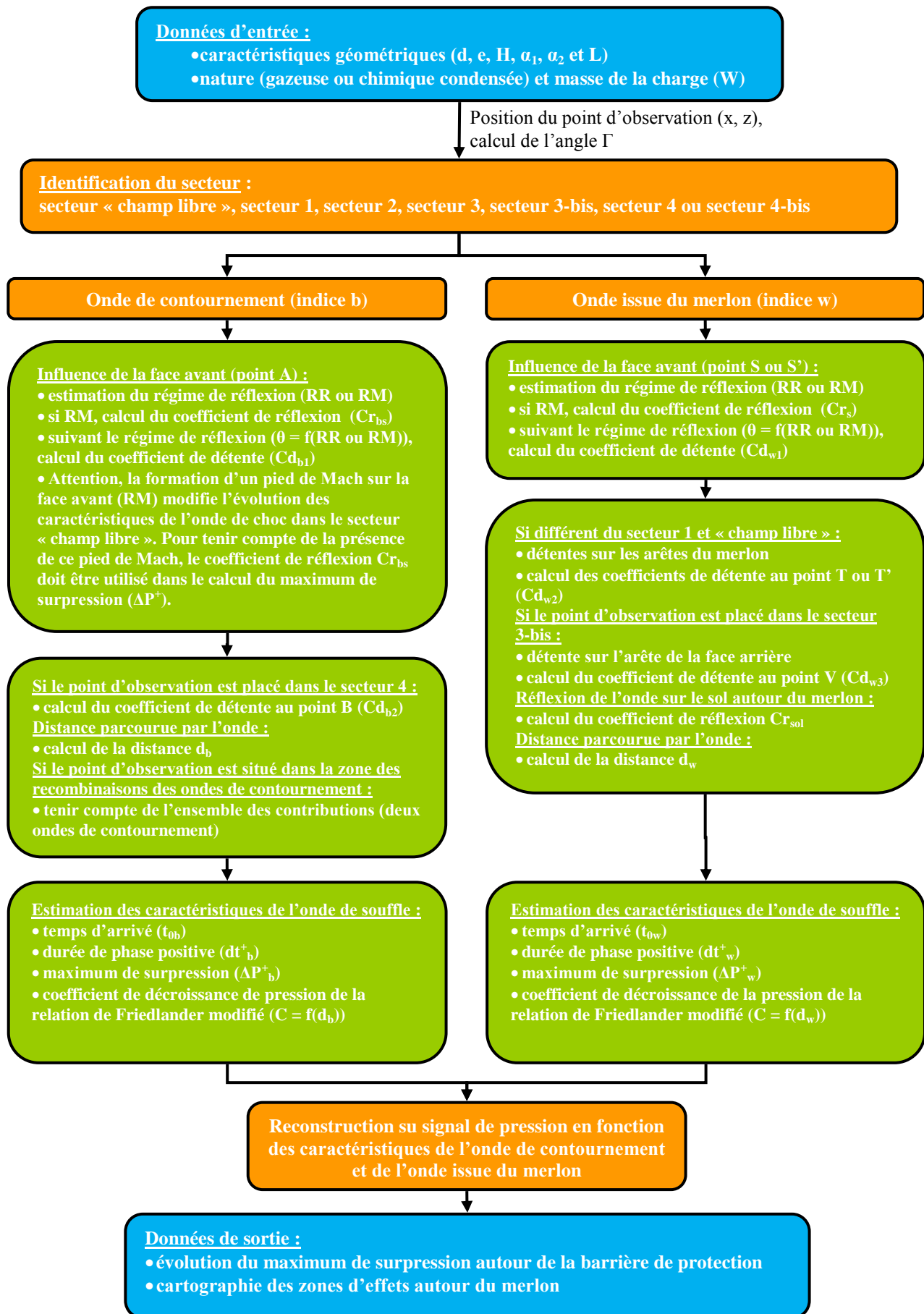


Figure 162 : Diagramme de fonction de la méthode d'estimation rapide

## 4.3 Exemples d'application et limites de l'approche

### 4.3.1 Présentation des conditions de calcul des deux merlons « courts »

Cette méthode d'estimation rapide est maintenant appliquée à deux configurations expérimentées à petites échelles pour une charge gazeuse. Les estimations fournies par l'approche rapide seront comparées aux données expérimentales et aux résultats de simulation numérique.

Pour chaque point au sol, les distances parcourues ( $d_w$  et  $d_b$ ) et les surpressions maximales ( $\Delta P_w^+$  et  $\Delta P_b^+$ ) sont calculées d'une part pour l'onde issue du merlon (notée  $w$ ) et d'autre part pour l'onde de contournement (notée  $b$ ). Le temps d'arrivée ( $t_0$ ) et la durée de phase positive ( $dt^+$ ) sont directement déduits des formules (140) et (141) à partir des distances parcourues  $d_w$  et  $d_b$ . Les valeurs de ces caractéristiques mécaniques de l'onde permettent de reconstruire le profil de pression à l'aide de l'équation de Friedlander modifiée (relation(142)). Cette méthode d'estimation est quasiment instantanée, là où un code de calculs nécessitera plusieurs heures sur plusieurs centaines, voire plusieurs milliers de processeurs, en fonction de la taille du domaine et du choix des conditions physico-numériques de calcul (niveau de discrétisation du maillage).

Les simulations numériques sont effectuées en géométrie 3D pour deux configurations de « merlon court » avec la détonation d'une charge gazeuse (propane-oxygène à la stœchiométrie). Chaque configuration fait l'objet de deux simulations avec une taille de mailles différentes. Les résultats de simulation numérique sont issus de moyenne sur des volumes finis (voir § 2.3.3). Le maximum de surpression d'un calcul convergé numériquement peut être estimé à partir d'une extrapolation linéaire sur un modèle de profil simplifié pour peu que les maillages mis en œuvre ne sont quand même pas trop « grossiers » (niveau de convergence numérique atteint à 20-30% près d'après les estimations), figure 163.

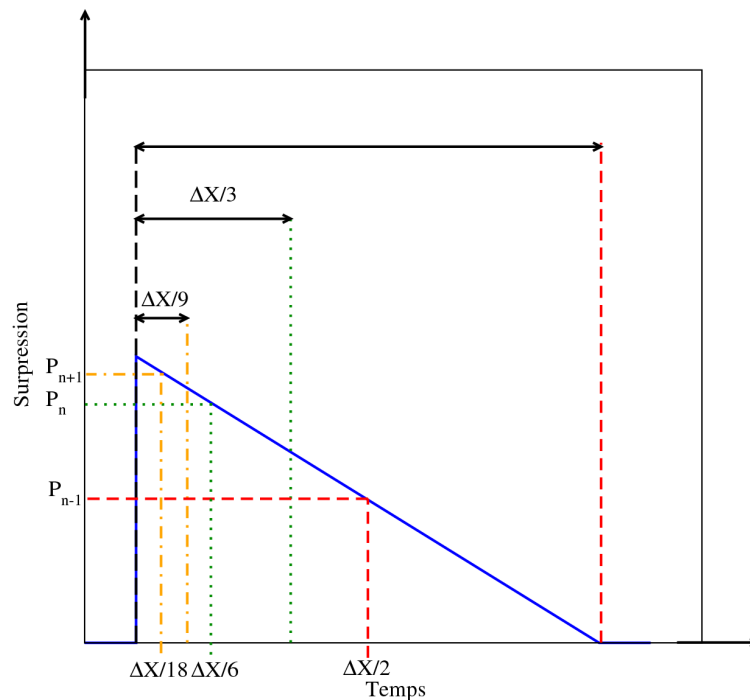


Figure 163 : Extrapolation linéaire du maximum de surpression par un profil simplifié

Il est donc possible d'estimer la valeur convergée du maximum de surpression à partir d'un modèle simplifié au niveau du pic de pression en fonction de résultats de simulation numérique obtenus pour deux calculs avec des tailles de mailles « raisonnables ». Ce modèle suppose une décroissance linéaire de la pression sur le sommet du pic et non sur l'ensemble du profil de pression.

L'écart entre les calculs quasi-convergés est obtenu à partir de la relation (157) en fonction du facteur de dimensionnement entre les deux tailles d'arête de mailles ( $C_m$ ). Ce facteur  $C_m$  est égal à 3 dans l'exemple sur la figure 163.

$$u_{n+1} = P_{n+1} - P_n = \frac{1}{C_m} \times (P_n - P_{n-1}) = \frac{1}{C_m} \times u_n \quad (157)$$

A partir de la relation (157), il est possible d'établir une suite géométrique pour obtenir la valeur théorique convergée à partir du facteur  $C_m$  et de l'écart entre deux résultats de simulation numérique, relation (158).

$$P_{n+1} = \sum_{k=1}^{n+1} u_k + P_0 = \frac{1 - \left(\frac{1}{C_m}\right)^n}{1 - \frac{1}{C_m}} \times u_1 + P_0 \quad (158)$$

Si  $n$  tend vers l'infini, la valeur convergée peut être estimée de la formule (159).

$$P_{n+1} = \frac{1}{C_m - 1} \times (C_m \times P_1 - P_0) \quad (159)$$

Avec  $C_m$  le facteur entre les dimensions d'arête de mailles,  $P_0$  et  $P_1$  les maximums de pression obtenus par simulation numérique

Cette extrapolation linéaire est réalisée à partir de résultats issus de deux simulations numériques. Ces simulations nécessitent la mise en œuvre de deux tailles de mailles différentes. La première simulation est réalisée avec une taille de mailles de 1,35 mm au passage du front de choc, soit des mailles de  $5,6 \text{ mm/MJ}^{1/3}$ . Ce premier maillage est noté « grossier [c] », tableau 32. La seconde taille de mailles est trois fois plus petite que la première ( $C_m = 3$ ). La dimension d'arête des mailles est donc fixée à 0,45 mm au passage du front de choc, soit des mailles de  $1,9 \text{ mm/MJ}^{1/3}$ , notée « maillage grossier [d] ».

Approches géométriques	Type de maillage	Energie de la charge de gaz (en MJ)	Taille de maille au passage du front de choc (en mm / $\text{mm/MJ}^{1/3}$ )
Géométrie 3D « grossier [c] »	Taille intermédiaire entre « fin » et « grossier [a] »	$13,75 \cdot 10^{-3}$ (charge ( $R_1$ )))	1,35 / 5,6
Géométrie 3D « grossier [d] »			0,45 / 1,9
<u>Rappel</u> : Géométrie 2D-axisymétrique « fin »	« fin »		0,20 / 0,80

Tableau 32 : Conditions de calculs des « merlons courts »

Les résultats de simulation numérique obtenus en géométrie 2D-axisymétrique, pour les mêmes conditions physico-numériques que les simulations 3D, permettent de quantifier le niveau de convergence de ces maillages « grossier [c] » et « grossier [d] ». Seul le pic de l'onde incidente est ici étudié pour le capteur de référence du « merlon court » 2B. Ce point de mesure se trouve dans la zone « champ libre » située en face du merlon, à 0,60 m du centre de la charge gazeuse, soit  $2,50 \text{ m/MJ}^{1/3}$ , figure 164.

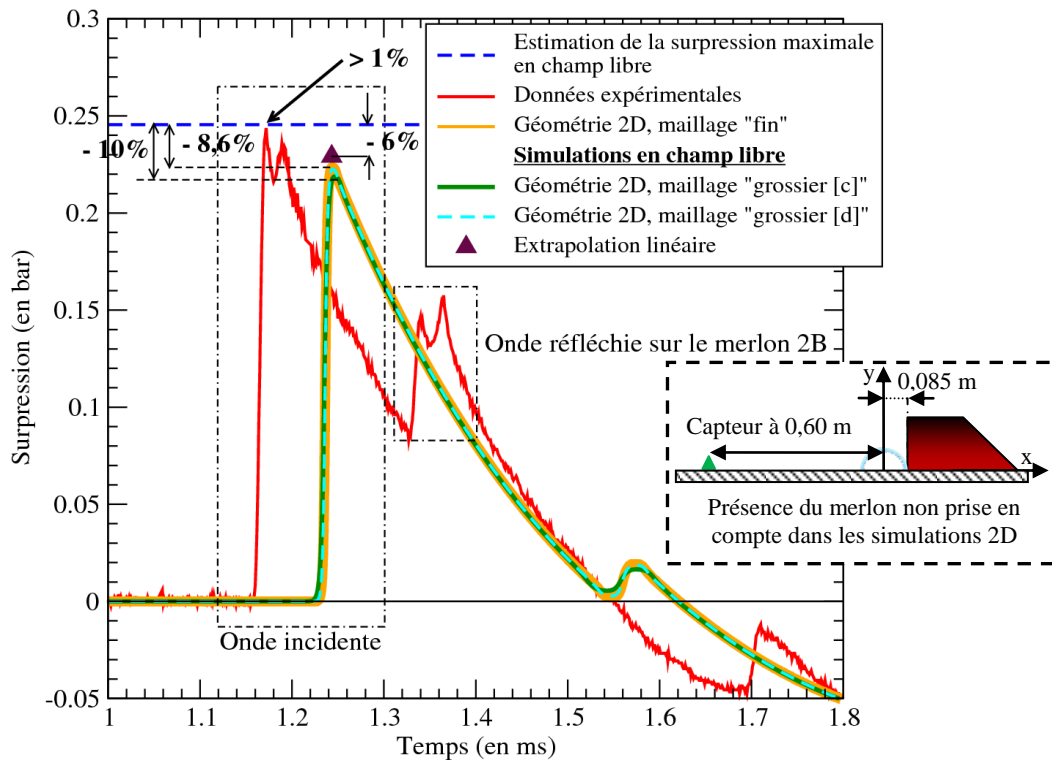


Figure 164 : Profils de surpression pour un capteur de référence du merlon « court » 2B

Les données expérimentales obtenues pour l'onde incidente sont comparées aux résultats de simulation numérique. La mise en œuvre des maillages « grossiers » induit un défaut de convergence numérique qui se traduit par une sous-estimation du maximum de surpression d'environ 9 à 10% pour ce point de mesure. L'extrapolation linéaire réalisée à partir des résultats de simulation sous-estime de 5%, cet écart se situe alors largement dans l'intervalle d'incertitude expérimentale de +/- 10% des mesures.

### 4.3.2 Merlon court, série 1

Lors de la première campagne de tirs (série 1), une configuration dite de « merlon court » a été expérimentée à petite échelle avec une charge gazeuse (propane-oxygène à la stœchiométrie). Cette configuration permet d'analyser l'impact des ondes de contournement en aval de la barrière de protection, figure 165. La section trapézoïdale du merlon est identique à celle du merlon 1A étudié dans le chapitre précédent (voir § 3.2.2).

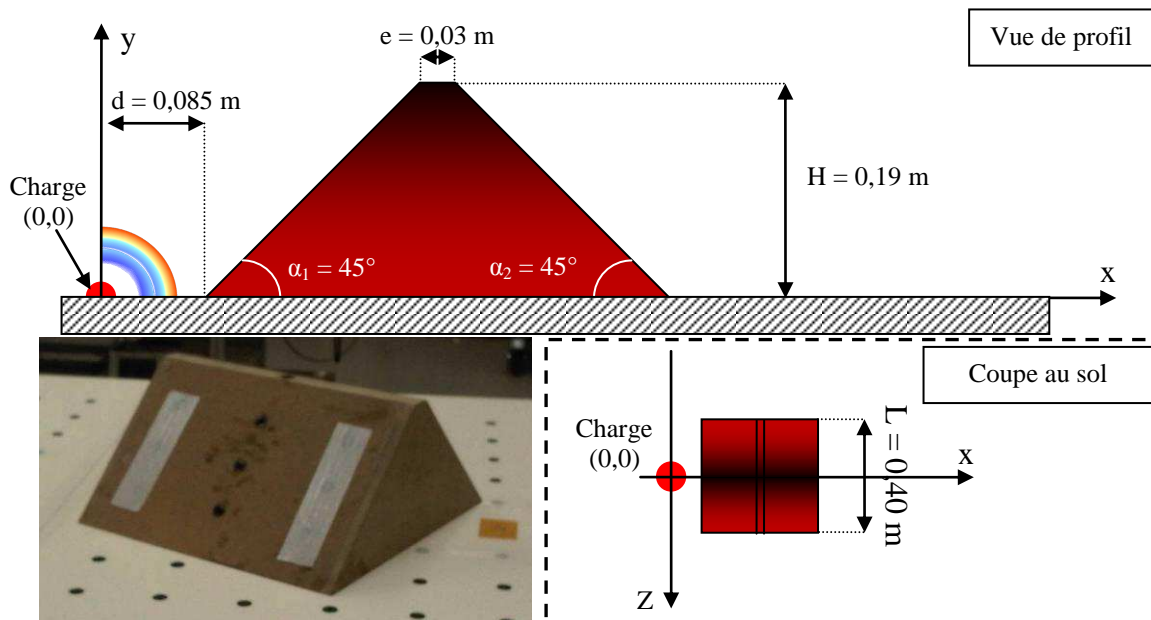


Figure 165 : Dimensions du merlon court de la série 1 (merlon 1A)

Les capteurs sont placés autour de la barrière de protection afin d'analyser l'impact des différentes recombinaisons sur l'effet protecteur du merlon (7 points de mesure, notés de  $S_1$  à  $S_7$ ), figure 166. La visualisation des iso-contours de pression autour de la barrière permet de rappeler la complexité des phénomènes de recombinaison en aval de la barrière.

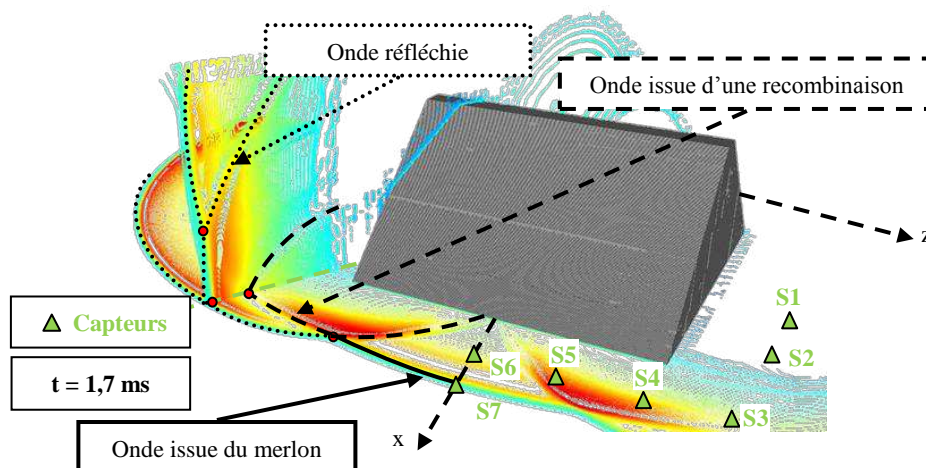


Figure 166 : Positions des différents capteurs placés autour de la barrière de protection du merlon 1A « court »

Le tableau 33 présente la position des capteurs situés au niveau du sol ( $y = 0,0$  m).

Capteurs	$S_1$	$S_2$	$S_3$	$S_4$	$S_5$	$S_6$	$S_7$
x (m)	0,30	0,40	0,60	0,60	0,60	0,60	0,70
z (m)	0,30	0,30	0,30	0,20	0,10	0,00	0,00

Tableau 33 : Positions des capteurs autour du merlon court de la série 1



Les résultats de simulation numérique en géométrie 3D pour les capteurs  $S_1$  et  $S_2$  sont présentés sur la figure 167. La mise en œuvre des maillages « grossiers » ne permet pas de se placer dans des conditions suffisantes de convergence numérique. La valeur convergée est alors estimée à partir du modèle simplifié du profil de pression.

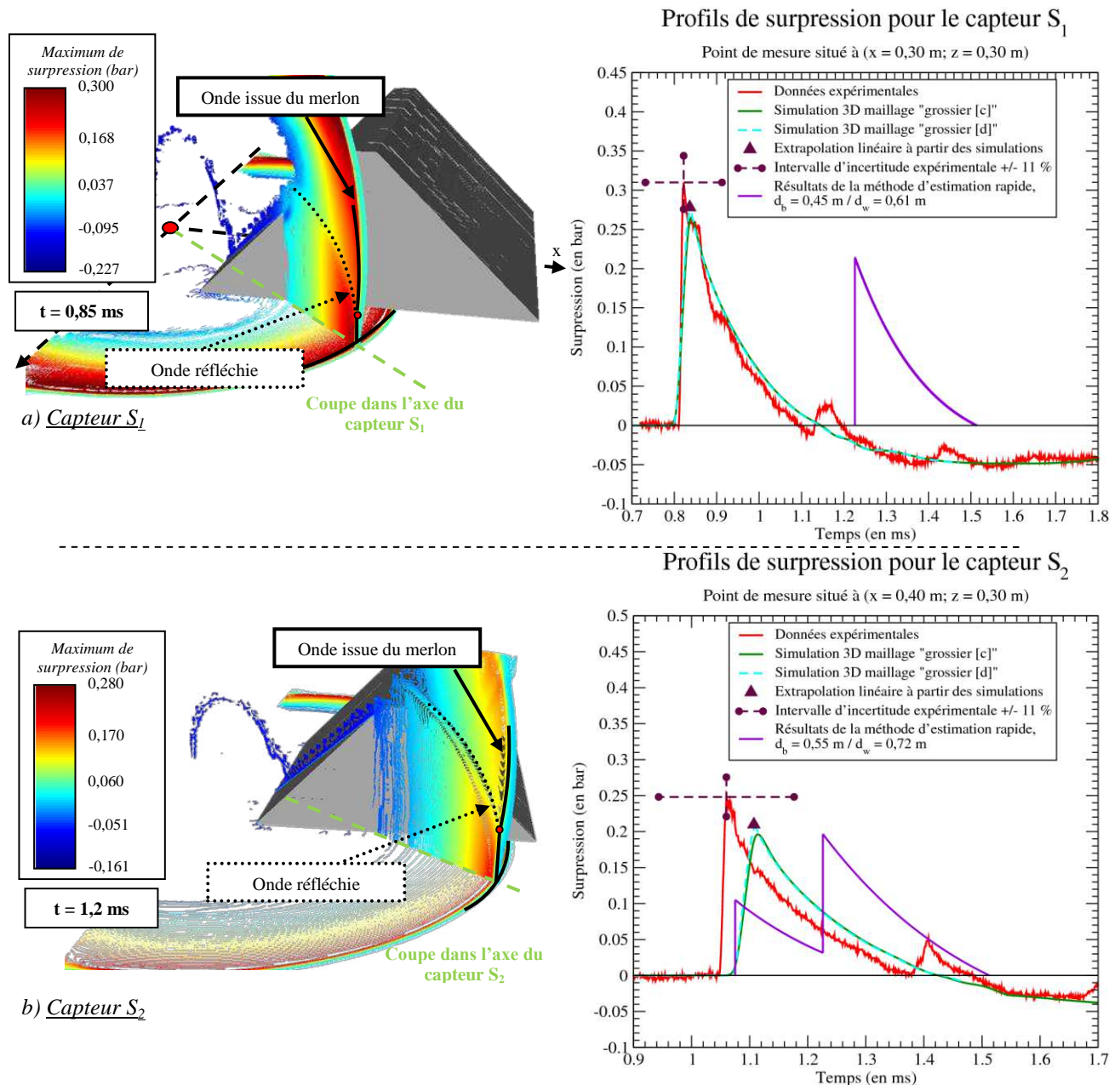


Figure 167 : Visualisations des champs et des profils de surpression pour les capteurs  $S_1$  et  $S_2$  du merlon 1A « court »

Pour les capteurs  $S_1$  et  $S_2$ , les profils de pression obtenus par la méthode d'estimation rapide ne correspondent pas aux données expérimentales et aux résultats de simulation numérique. La méthode d'estimation rapide estime pour  $S_2$  la présence de deux pics de pression. Cette différence peut être due à l'une des hypothèses de l'approche. En effet, le temps d'arrivée ( $t_0$ ) de l'onde de choc est estimé à partir de la formule (140) et de la distance parcourue entre le centre de la charge et le point d'observation. Cette formule est établie à partir de données expérimentales pour une configuration en champ libre (sans obstacle). Le temps d'arrivée estimé ne prend donc pas en compte l'impact des différents phénomènes physiques (réflexion

et détente) sur cette caractéristique de l'onde de choc. La prise en compte de cette variation est un des axes d'amélioration de la méthode rapide. Cependant, l'écart sur le maximum de surpression entre les estimations rapides et les résultats de simulation numérique est satisfaisant compte-tenu du coût de calcul négligeable de cette approche (intervalle de +/- 20%).

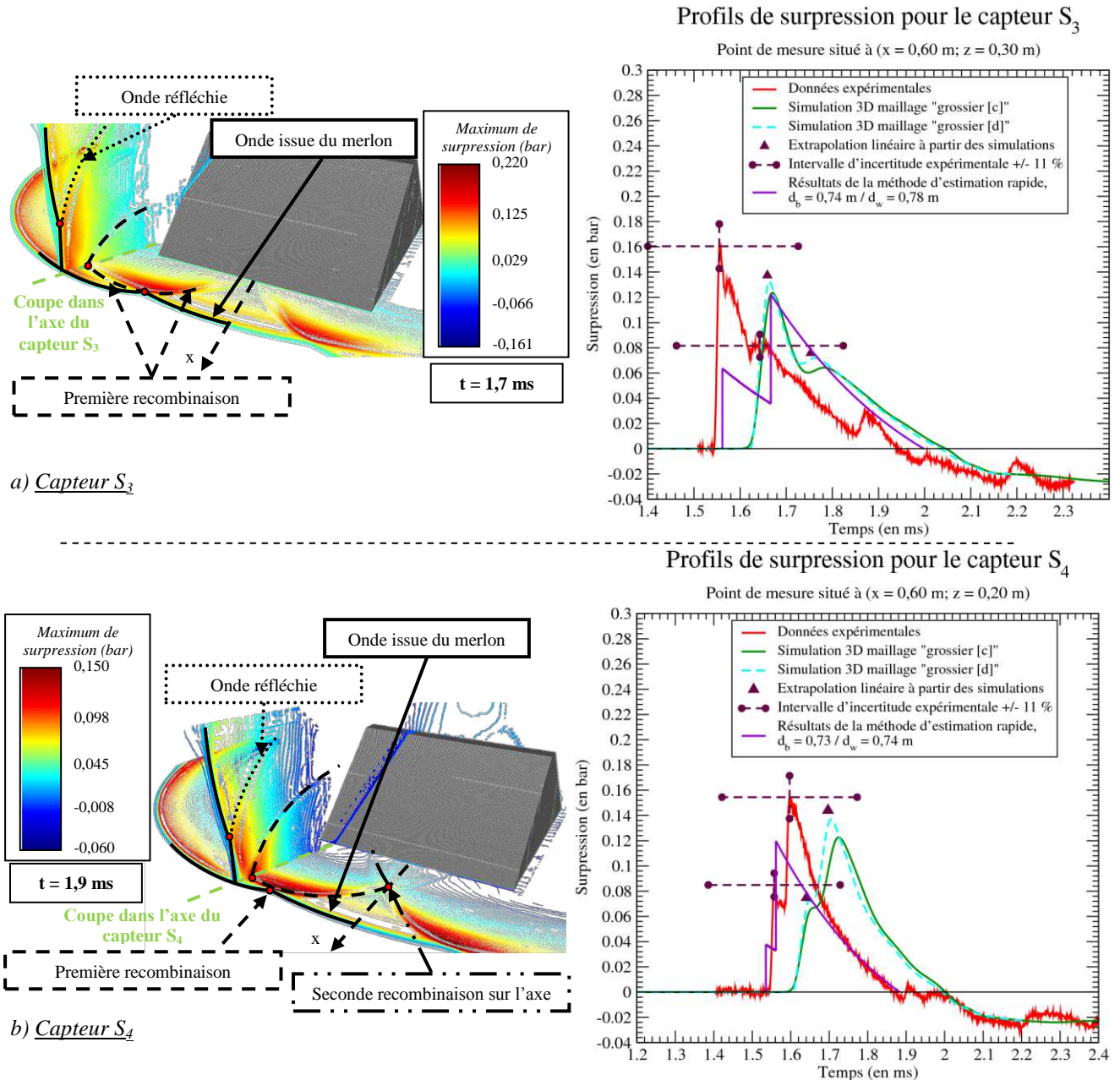


Figure 168 : Visualisations des champs et des profils de surpression pour les capteurs  $S_3$  et  $S_4$  du merlon 1A « court »

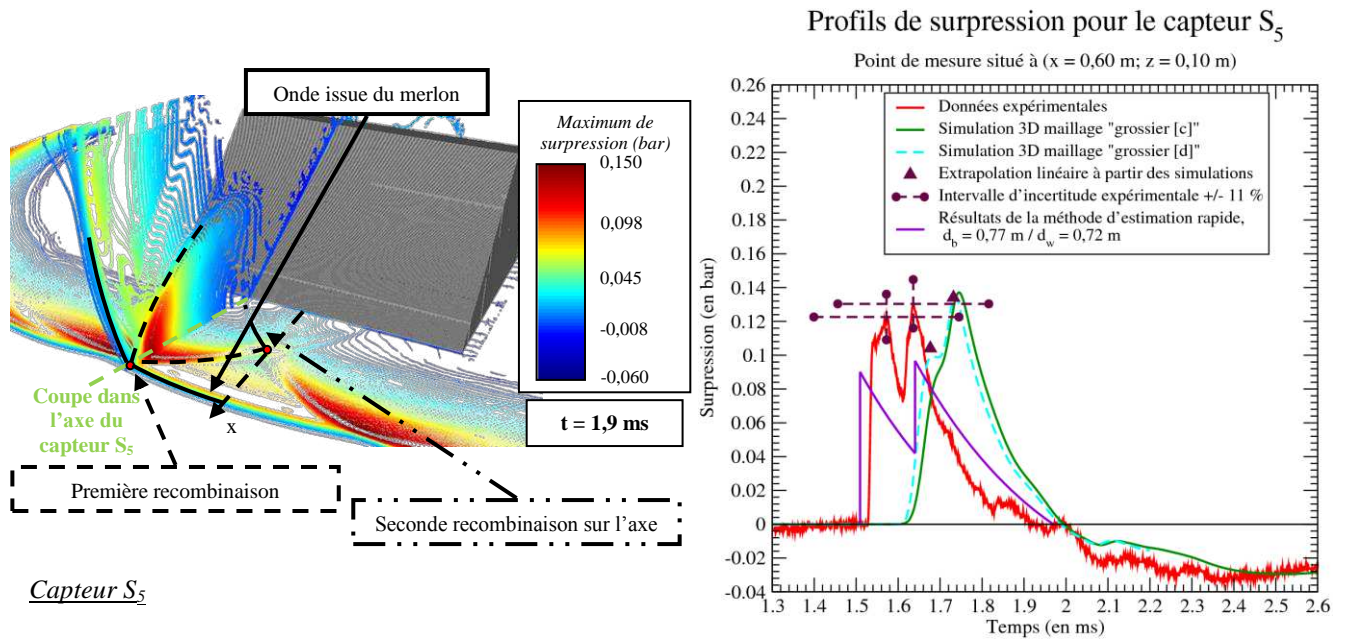


Figure 169 : Visualisation des champs et des profils de surpression pour le capteur  $S_5$  du merlon 1A « court »

Les figures 168 et 169 présentent les profils de surpression obtenus pour les points de mesure  $S_3$ ,  $S_4$  et  $S_5$ . La méthode d'estimation rapide inverse l'ordre d'arrivée des ondes de choc pour le capteur  $S_3$ . En effet, la méthode rapide estime que le premier pic de surpression correspond à l'onde de contournement. Cependant, les données expérimentales et les résultats de simulation permettent d'observer que le premier pic de pression correspond au passage de l'onde issue du merlon. Cette inversion peut être imputée aux calculs du temps d'arrivée ( $t_0$ ). Les valeurs du maximum de surpression obtenues par l'approche rapide restent pour les deux ondes dans un intervalle d'incertitude acceptable de +/- 20%.

Le capteur  $S_4$  permet d'observer les différentes recombinaisons d'ondes de choc en aval du merlon 1A. La position du capteur  $S_4$  est particulière. Le capteur est situé à la limite entre le secteur 4 et le secteur 4-bis. Ces deux secteurs se différencient par la prise en compte de la seconde détente pour l'onde de contournement. Dans le secteur 4, l'onde de contournement n'est soumise qu'à une seule détente ( $C_{db1}$ ). L'onde de contournement qui atteint le secteur 4-bis subit une seconde détente ( $C_{db2}$ ). Ce découpage en nombre de secteurs fixés montre ses limites et peut expliquer certaines petites variations brutales de pression pour les points de mesure placés sur la limite d'un secteur. Pour le capteur  $S_4$ , un écart est visible sur l'onde de contournement (1<sup>er</sup> pic de pression, - 50% par rapport aux données expérimentales). Cependant, l'estimation du maximum de surpression reste dans un intervalle d'incertitude de +/- 20%.

L'onde issue du merlon se réfléchit en aval du merlon et se focalise avec l'onde de contournement de chaque côté de la barrière de protection. La somme des pressions au niveau du point d'observation permet de tenir compte de la présence de ce phénomène physique. Les ondes issues de cette première recombinaison, de chaque côté du merlon, se focalisent à nouveau dans l'axe du merlon. Cette seconde recombinaison implique d'ajouter, dans la zone de recombinaisons, la contribution des deux ondes de contournement. Dans une première approche, il est possible de considérer le simple doublement du maximum de surpression pour l'onde de contournement (deux ondes de contournement) dans la zone des recombinaisons ( $d_b > d_w$ ) située en aval du merlon ( $x >$  distance entre le centre de la charge et le pied aval du merlon). C'est une approximation qui est faite. L'augmentation du maximum de surpression

de l'onde issue de cette seconde recombinaison, sur l'axe en aval du merlon, n'est pas linéaire, elle dépend notamment du niveau de pression incident des ondes de contournement.

La reconstruction du profil de surpression pour le capteur  $S_5$  prend en compte cette approche de la seconde recombinaison. L'écart entre l'estimation rapide et l'extrapolation linéaire (valeur convergée des résultats de simulation) est de - 27%. Une amélioration possible de l'approche rapide serait la modélisation de cette seconde recombinaison.

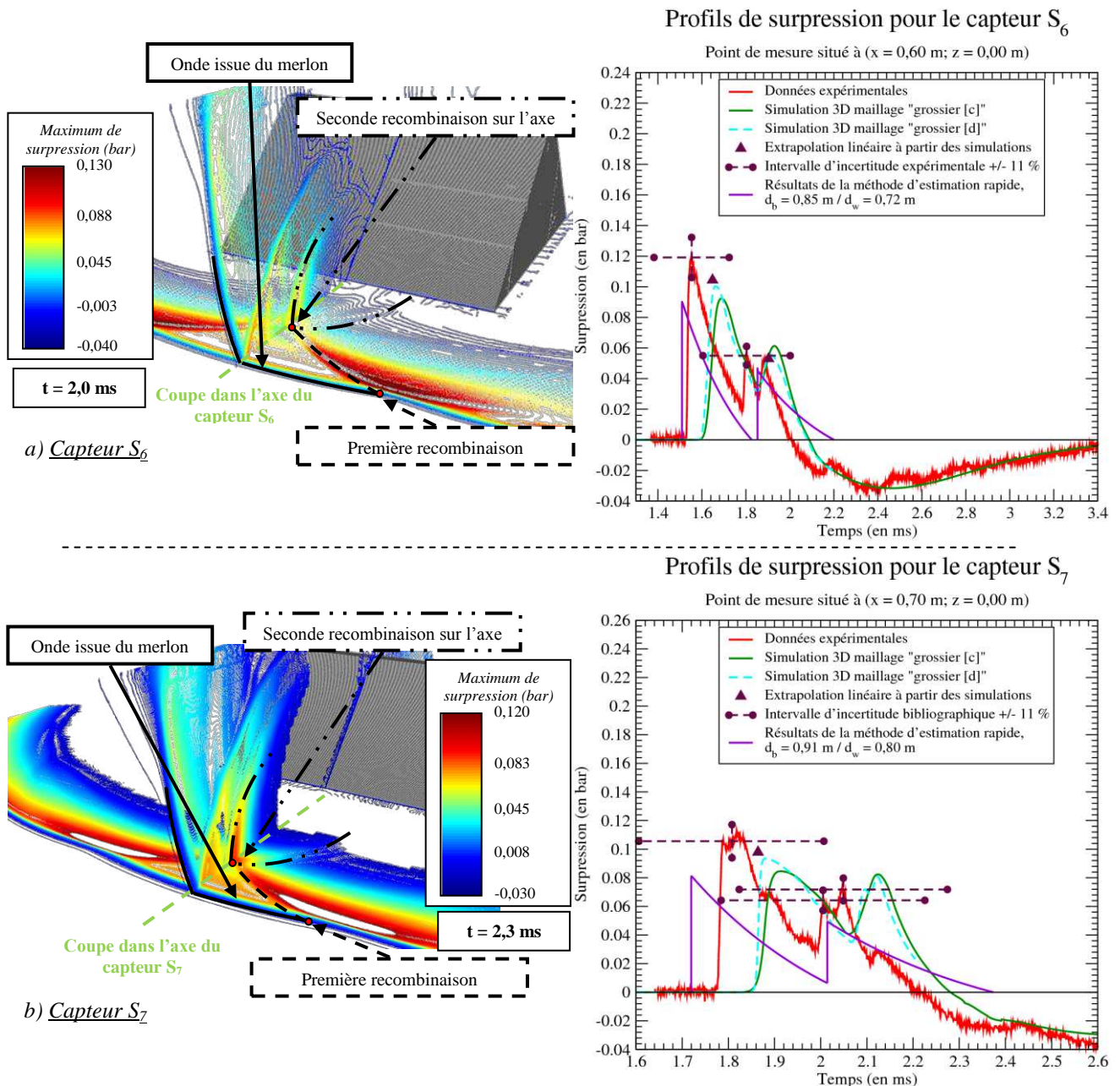


Figure 170 : Visualisations des champs et des profils de surpression pour les capteurs  $S_6$  et  $S_7$  du merlon 1A « court »

Les profils de surpression pour les capteurs  $S_6$  et  $S_7$  sont présentés sur la figure 170. L'onde issue de la seconde recombinaison rattrape le premier front de choc (onde issue du merlon) et les ondes issues de la première recombinaison. En champ lointain, ces ondes se recombinaient entre-elles. Ce phénomène est visible sur les profils de surpression issus des mesures ainsi que

sur les résultats de simulation numérique. Dans cette zone de recombinaisons, la méthode d'estimation ne tient pas compte de la variation de la vitesse du son en aval du premier choc. En champ lointain, les résultats issus de l'estimation rapide peuvent donc conduire à une surestimation du maximum de surpression. La prise en compte de ce phénomène est également un axe d'amélioration possible de l'approche.

Le tableau 34 synthétise les résultats obtenus pour le maximum de surpression à partir des trois approches utilisées lors de cette étude : expérimentale, numérique et estimation rapide.

Capteurs	Maximum de surpression (bar)			Ecart entre	
	Données expérimentales	Simulation numérique	Estimation rapide	Les résultats de simulation et les données expérimentales	Estimation rapide et les données expérimentales
S <sub>1</sub>	0,309	0,278	0,213	- 10,0%	- 31,1%
S <sub>2</sub>	0,248	0,209	0,197	- 15,7%	- 20,5%
S <sub>3</sub>	0,160	0,137	0,122	- 14,4%	- 23,8%
S <sub>4</sub>	0,155	0,144	0,120	- 7,1%	- 22,6%
S <sub>5</sub>	0,130	0,134	0,097	+ 0,3%	- 25,4%
S <sub>6</sub>	0,119	0,104	0,091	- 12,6%	- 23,5%
S <sub>7</sub>	0,106	0,093	0,081	- 12,3%	- 23,6%

Tableau 34 : Comparaison entre les données expérimentales, les résultats de simulation numérique et les estimations pour le merlon 1A « court »

Les estimations obtenues pour les différents points de mesure permettent d'établir pour la méthode rapide un intervalle de confiance de +/- 30% par rapport aux données expérimentales.

### 4.3.3 Merlon court, série 2

Lors de la seconde campagne de tirs (série 2), un deuxième « merlon court » a été expérimenté avec un profil trapézoïdal proche de celui du merlon 2B. L'objectif pour cette expérience était également d'évaluer l'impact des recombinaisons d'ondes de choc en aval d'une barrière de protection. Cette configuration est donc une bonne « candidate » à l'évaluation du modèle d'outil rapide. Les dimensions du merlon 2B « court » sont données sur la figure 171. Les conditions de calcul sont exactement les mêmes que celles du merlon « court » 1A, tableau 32.

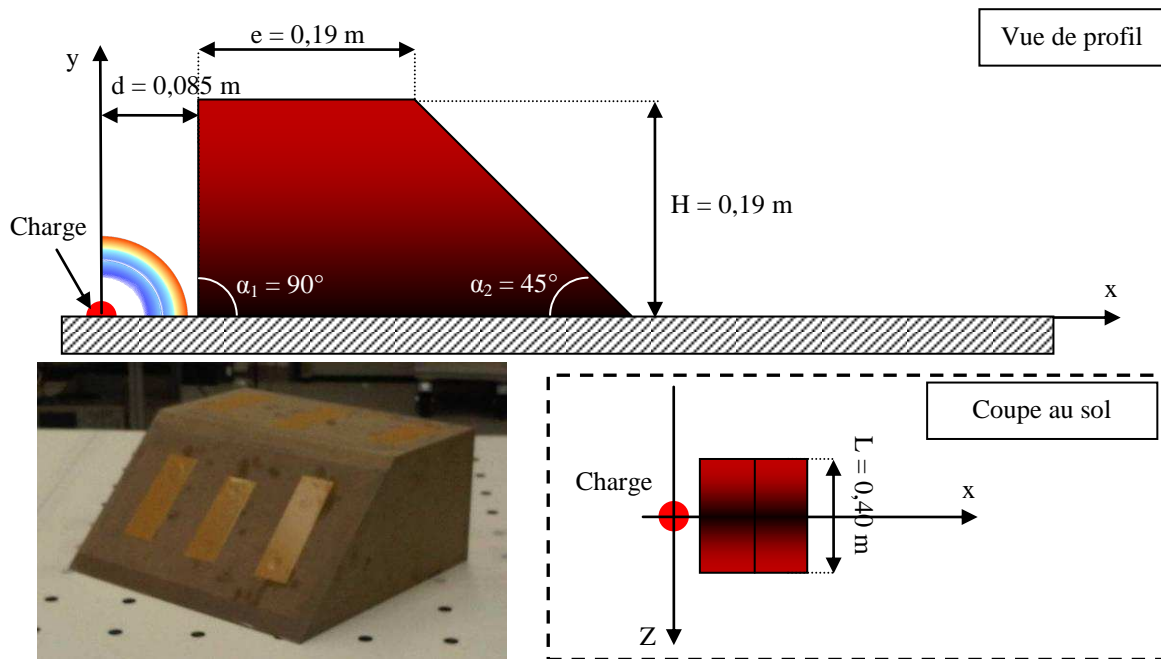


Figure 171 : Dimensions du merlon court de la série 2 (merlon 2B)

Pour cette configuration de barrière de protection, plusieurs points de mesure sont placés autour du merlon. Leurs positions sont présentées sur la figure 172 et données dans le tableau 35.

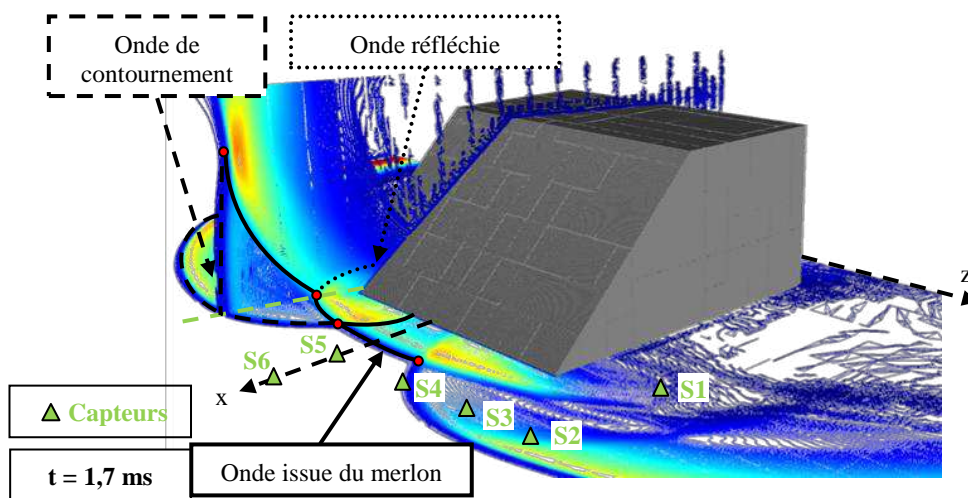


Figure 172 : Positions des différents capteurs placés autour de la barrière de protection du merlon 2B « court »

Capteurs	S1	S2	S3	S4	S5	S6
x (m)	0,40	0,60	0,60	0,60	0,60	0,70
z (m)	0,30	0,30	0,20	0,10	0,00	0,00

Tableau 35 : Positions des capteurs autour du merlon court de la série 2

Les profils de pression obtenus pour les capteurs  $S_1$  et  $S_2$  permettent d'observer le passage de l'onde de contournement (1<sup>er</sup> pic de pression) et de l'onde issue du merlon (2<sup>nd</sup> pic de pression), figure 173.

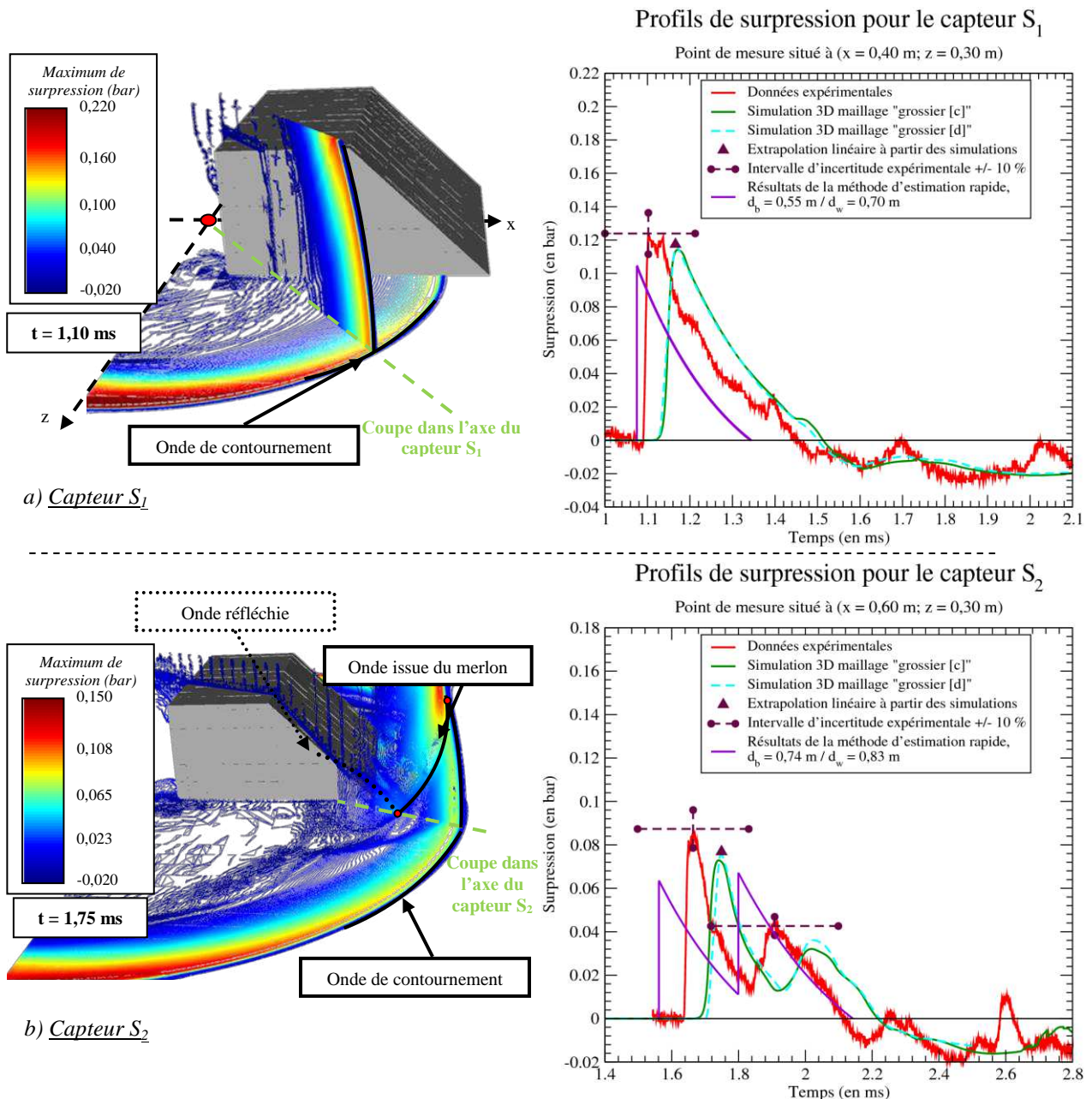


Figure 173 : Visualisations des champs et des profils de surpression pour les capteurs  $S_1$  et  $S_2$  du merlon 2B « court »

Pour le capteur  $S_1$ , la méthode d'estimation rapide sous-estime le maximum de surpression de 15% par rapport aux données expérimentales. L'écart temporel se situe dans l'intervalle d'incertitude expérimentale (+/- 10%). Pour le capteur  $S_2$ , la méthode d'estimation permet de reconstruire le profil de pression. A l'inverse du merlon 1A, l'ordre d'arrivée des ondes est correct par rapport aux données expérimentales et aux résultats de simulation numérique. La méthode rapide surestime le maximum de surpression pour l'onde issue du merlon (2<sup>nd</sup>e pic de surpression, + 54% par rapport aux données expérimentales).

La reconstruction des profils de pression pour les capteurs  $S_3$  et  $S_4$  est satisfaisante pour les deux ondes (écart inférieur à 24%), figure 174. Le capteur  $S_4$  est placé en champ proche de la zone des recombinaisons ( $d_w = d_b + 0,04 \text{ m/MJ}^{1/3}$ ). La méthode d'estimation rapide permet de restituer l'onde issue de la première recombinaison avec les précisions suivantes : - 5% sur la chronométrie et - 22% sur l'amplitude.

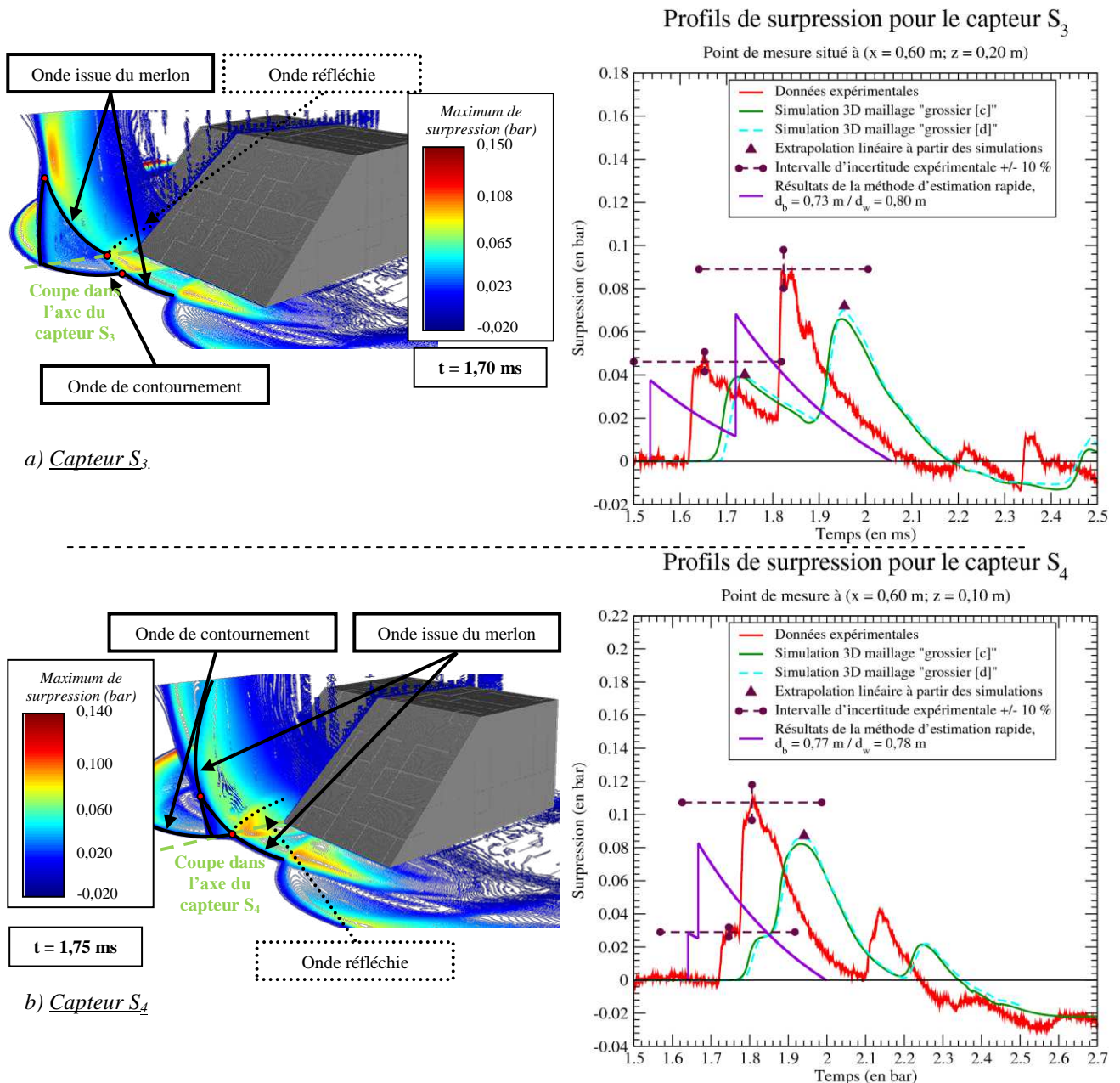


Figure 174 : Visualisations des champs et des profils de surpression pour les capteurs  $S_3$  et  $S_4$  du merlon 2B « court »

Les capteurs  $S_5$  et  $S_6$  sont situés dans la zone des recombinaisons. L'onde de contournement et l'onde issue du merlon se combinent sur les côtés latéraux du merlon 2B, figure 175. Les ondes issues de cette première recombinaison de chaque côté du merlon se focalisent ensuite dans l'axe du merlon. La présence de cette seconde recombinaison implique de prendre en compte l'ensemble des contributions (deux ondes de contournement pour  $d_b > d_w$ ).

Les reconstructions des profils de pression pour ces deux capteurs sont en accord avec les données expérimentales et les résultats de simulation numérique. L'intervalle de confiance des résultats de l'estimation rapide augmente dans cette zone d'intérêt, elle est en effet de +/- 30%.

Cette différence peut s'expliquer par l'augmentation de la vitesse du son en aval du premier choc (décalage sur le temps d'arrivée du second choc). L'onde issue de la seconde recombinaison sur l'axe du merlon rattrape l'onde issue du merlon et les ondes issues des



premières recombinaisons sur les côtés du merlon (visualisation du capteur  $S_6$ , figure 175-b). Cette première version de la méthode rapide ne tient pas compte de ce phénomène physique.

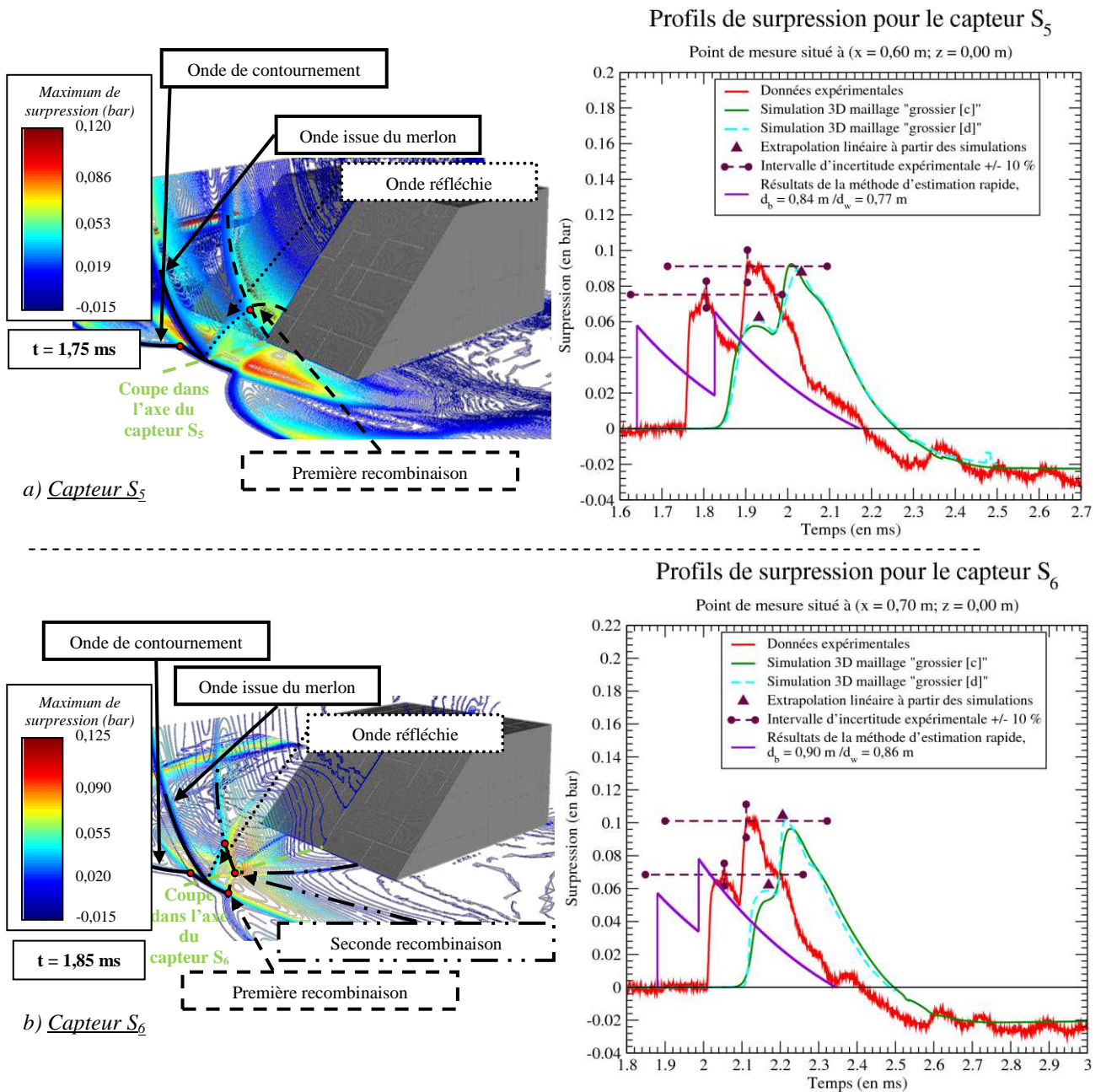


Figure 175 : Visualisations des champs et des profils de surpression pour les capteurs  $S_5$  et  $S_6$  du merlon 2B « court »

Le tableau 36 synthétise les résultats obtenus pour le maximum de surpression selon les trois méthodes d'évaluation des effets mécaniques de cette étude du merlon « court » 2B.

Capteurs	Maximum de surpression (bar)			Ecart entre	
	Données expérimentales	Simulation numérique	Estimation rapide	Les résultats de simulation et les données expérimentales	Estimation rapide et les données expérimentales
S <sub>1</sub>	0,124	0,117	0,105	- 5,6%	- 15,3%
S <sub>2</sub>	0,087	0,077	0,067	- 11,5%	- 23,0%
S <sub>3</sub>	0,089	0,072	0,068	- 19,1%	- 23,6%
S <sub>4</sub>	0,107	0,087	0,083	- 18,7%	- 22,4%
S <sub>5</sub>	0,091	0,088	0,066	- 3,3%	- 27,5%
S <sub>6</sub>	0,101	0,104	0,078	+ 3,0%	- 22,8%

Tableau 36 : Comparaison entre les données expérimentales, les résultats de simulation numérique et les estimations pour le merlon 2B « court »

Le niveau de confiance des résultats issus de la méthode d'estimation rapide pour le merlon 2B est identique à celle du merlon 1A : sous-estimation jusqu'à 30% par rapport aux données expérimentales.

#### **4.3.4 Conclusions et limites de l'approche rapide**

La méthode d'estimation rapide permet de restituer l'évolution du maximum de surpression en champ proche de la barrière de protection avec un intervalle de confiance de +/- 30%. Certaines améliorations évoquées précédemment permettraient d'affiner l'approche proposée (calcul du temps d'arrivée du second pic, principe de sommation des surpressions des ondes lors de recombinaisons,...). Dans le cadre de ces travaux de thèse, cet outil d'estimation rapide est destiné à préciser les zones d'effets en aval d'une barrière de protection en géométrie 3D en posant le plus proprement possible le problème. Le classement de ces zones peut être estimé à partir de l'approche rapide.

Dans le cas du merlon 2B, l'espace au sol est discrétisé comme une grille spatiale en 2D avec un pas uniforme de 1 mm, soit  $4,17 \text{ mm/MJ}^{1/3}$ . Les estimations par la méthode rapide sont obtenues quasiment instantanément par rapport à une simulation numérique. Ces estimations ont été comparées aux résultats de simulation numérique en géométrie 3D avec la mise en œuvre du maillage « grossier [d] ». Le temps de restitution pour le calcul en géométrie 3D avec des mailles de  $5,6 \text{ mm/MJ}^{1/3}$ , grossier [c], est de 1024 jours.cpu, en équivalent monoprocesseur (7000 jour.cpu pour le maillage  $1,9 \text{ mm/MJ}^{1/3}$ , maillage grossier [d]). Le classement des zones d'effets issu de ces deux approches pour le merlon 2B est présenté sur la figure 176.

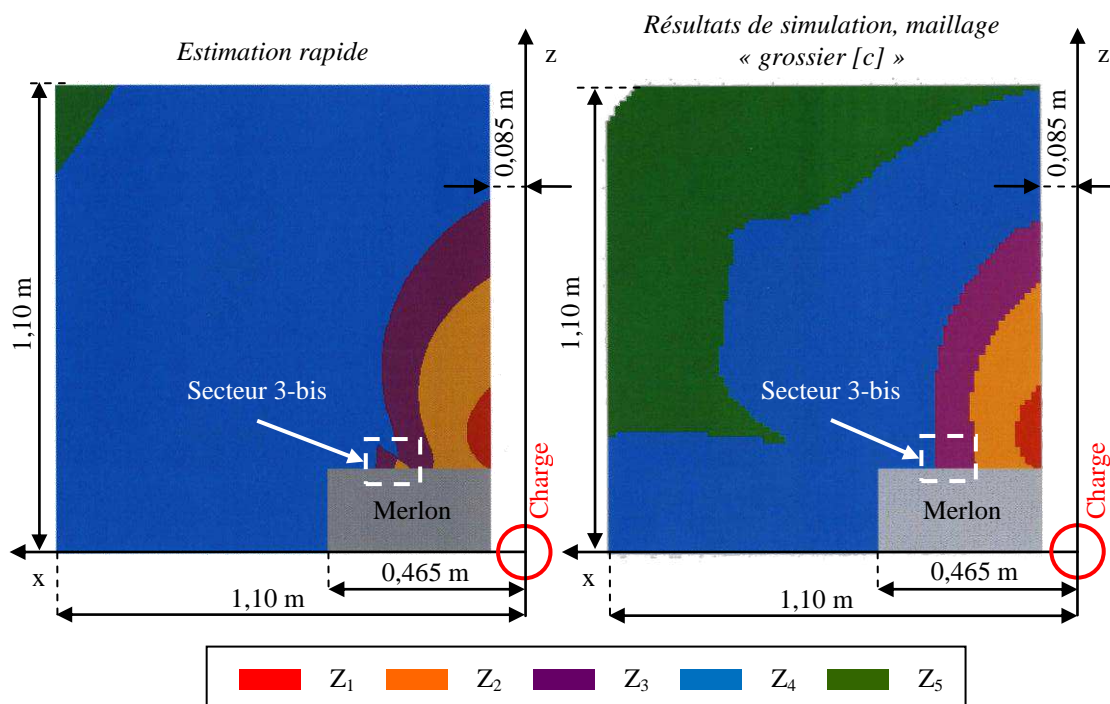


Figure 176 : Visualisations des zones d'effets pour le merlon 2B à partir des résultats de simulation numérique et de la méthode d'estimation rapide, vue aérienne plane au-dessus du sol

Une grande similarité est observée entre les deux approches pour les zones les plus dangereuses ( $Z_1$ ,  $Z_2$  et  $Z_3$ ). Ces visualisations permettent également de constater une augmentation du maximum de surpression dans le secteur 3-bis (« zone dans l'ombre de la face arrière »). En champ lointain de la barrière de protection, il avait déjà été constaté que l'approche à tendance à surestimer le maximum de surpression. Cette surestimation retarde l'apparition de la zone d'effets  $Z_5$ . Cette particularité n'est cependant pas pénalisante dans la mesure où la problématique est celle de la sécurité pyrotechnique. Il est donc toujours préférable de majorer les zones d'effets plutôt que de les minorer.

D'autres travaux seraient nécessaires afin d'améliorer la version proposée dans ce chapitre. L'amélioration de la méthode de superposition en tenant compte d'une variation de vitesse du son après le premier choc permettrait d'affiner le calcul du temps d'arrivée du second pic de pression. L'introduction des effets de compensation afin d'éviter les surestimations en champ lointain est également un axe d'amélioration possible de la méthode d'estimation rapide. Enfin, cette méthode doit être testée sur d'autres configurations afin d'identifier d'autres limitations et d'autres axes d'améliorations possibles.

En résumé, la méthode rapide présente les avantages suivant :

- pas de ressources de calcul nécessaires, un simple ordinateur « de bureau » suffit,
- résultats obtenus instantanément,
- outil utilisable en géométrie 2D et géométrie 3D.

En revanche, l'inconvénient par rapport à une simulation numérique HPC (High Performance Computing) est la précision de l'outil (marge d'erreur de +/- 30%).

## **Chapitre 5 - Abaques de dimensionnement des barrières**

Les différentes observations et recommandations établies dans le chapitre 3 incitent à suivre de « bonnes pratiques » dans le dimensionnement d'une barrière de protection. L'effet protecteur d'une barrière en géométrie 2D ou 3D (présence des ondes de contournement) peut être évalué à partir de la méthode d'estimation rapide. Cette méthode permet d'évaluer quasi-instantanément l'effet protecteur d'une barrière de protection en fonction de sa géométrie ( $d$ ,  $H$ ,  $e$ ,  $\alpha_1$ ,  $\alpha_2$  et  $L$ ) avec un intervalle de confiance de +/- 30% en géométrie 3D. Cette approche pourrait être complétée par la mise en place d'une base de données issue de résultats de simulation numérique pour différentes géométries de barrière de protection. L'analyse des différentes configurations expérimentées dans le cadre de cette thèse a permis de mettre au point un outil de simulation constitué d'un code de calcul (Jourden (2005)) et de conditions physico-numériques mises en œuvre sur la plateforme cible TERA 100 du CEA – DAM. Il a été montré que cet outil de simulation est à même de restituer les phénomènes physiques présents lors de l'interaction d'une onde de choc issue de l'explosion d'un mélange gazeux (propane-oxygène à la stœchiométrie) avec une structure élémentaire (merlons, cylindres, parallélépipèdes).

Après validation de l'outil de simulation par la restitution des expériences à petites échelles avec plusieurs géométries de merlon et l'extension de son domaine d'application pour une charge de TNT, également en présence de merlon, une base de données a été construite à l'aide d'une étude paramétrique en géométrie 2D-axisymétrique pour une charge de 1 kg de TNT (par la suite adimensionnée). Les intervalles de cette étude paramétrique ont été établis en concertation avec l'ensemble des partenaires du projet ANR BARPPRO. Les simulations sont réalisées en géométrie 2D-axisymétrique. Elles ont nécessité le calcul de 3125 configurations (5 paramètres géométriques et 5 variations par paramètre), soit environ 8 millions d'heures de calcul en équivalent monoprocesseur.

La première partie de ce chapitre présente la démarche utilisée, les intervalles de l'étude paramétrique et les conditions de calcul validées pour une charge de 1 kg de TNT afin de montrer la validité et la précision de l'outil de simulation pour une charge gazeuse vers une charge chimique condensée (TNT). La seconde partie est consacrée à la présentation des abaques<sup>12</sup> issus des résultats de simulation numérique. Enfin, la troisième et dernière partie propose une méthodologie d'aide au dimensionnement d'une barrière de protection en fonction de différentes contraintes matérielles (financières, espaces) et une méthode d'évaluation de l'effet protecteur d'un merlon.

### **5.1 Démarche de l'étude**

Les simulations sont réalisées avec le code de calcul HERA en géométrie 2D-axisymétrique pour une charge chimique condensée de 1 kg de Trinitrotoluène (TNT). L'équation d'état du TNT est donnée dans le chapitre 2. Cette partie présente les intervalles de l'étude, les conditions physico-numériques de calcul utilisées et leur validation.

---

<sup>12</sup> Le CEA – DAM dispose de l'intégralité des données (375 abaques). Ces abaques sont disponibles sur demande auprès du CEA – DAM de Bruyères-Le-Châtel (Essonne (91) - France).

### 5.1.1 Intervalles de l'étude paramétrique

Les intervalles de cette étude sont établis à partir des besoins des partenaires du projet ANR BARPPRO. La figure 177 rappelle les différents paramètres d'une barrière de protection (indéformable) :

- la masse de la charge explosive en masse équivalente de TNT (notée  $W$ ),
- la hauteur du centre de la charge par rapport au sol (notée HOB),
- la distance entre le centre de la charge et la face avant de la barrière (notée  $d$ ),
- la hauteur du merlon (notée  $H$ ),
- l'épaisseur au sommet de la barrière (notée  $e$ ),
- l'angle d'inclinaison de la face avant de la barrière (noté  $\alpha_1$ ),
- l'angle d'inclinaison de la face arrière de la barrière (noté  $\alpha_2$ ),
- la longueur de la barrière dans la direction orthogonale à la section trapézoïdale (notée  $L$ ).

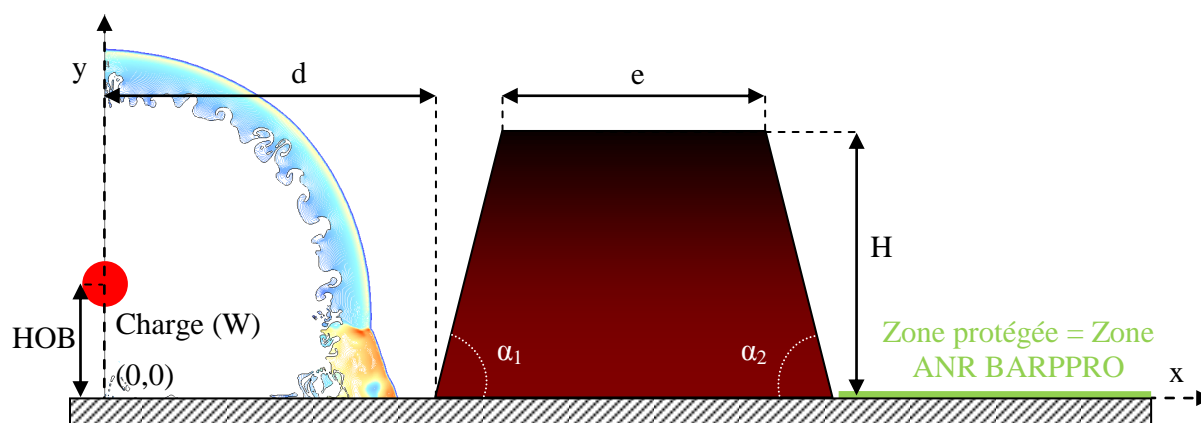


Figure 177 : Représentation schématique d'une barrière de protection

Dans le cadre de ces travaux de thèse, la charge est placée au sol ( $HOB = 0$  m). Les simulations numériques sont réalisées en géométrie 2D-axisymétrique. Cette approche est équivalente, en géométrie 3D, à une barrière de protection de forme torique dont la courbure est fonction de la distance ( $d$ ) (§ 2.2). La longueur de la barrière de protection n'est donc pas étudiée lors de l'étude paramétrique ( $L = \infty$ ). L'impact de cette dimension sur l'effet protecteur d'un merlon peut être évalué à partir de simulations numériques en géométrie 3D.

Les intervalles de l'étude paramétrique sont donnés dans le tableau 37. Les intervalles des expériences à petites échelles sont également représentés (coefficient d'équivalence 2,35 (Trélat (2006)) permet une approximation de la masse équivalente en kg de TNT). Les barrières de protection étudiées à petites échelles (échelle réduite, explosion gaz) se situent dans les intervalles de l'étude paramétrique pour plusieurs paramètres ( $H$ ,  $e$ ,  $\alpha_1$  et  $\alpha_2$ ) à l'exception de la distance  $d$ . En effet, les simulations ne sont pas réalisées en champ proche de la charge afin de se placer dans la gamme où l'approche en géométrie 2D axisymétrique est licite (l'effet axisymétrique), mais aussi pour éviter une éventuelle déformation de l'onde réfléchi par la présence des produits de détonation (§ 2.4.2 et § 3.2.3.2). Les charges présentées sont équivalentes à une charge sphérique en champ libre (soit pour une charge de 1 kg de TNT, une charge hémisphérique de 0,5 kg de TNT placée au niveau du sol).

Légendes	H (en $\text{m/kg}^{1/3}$ )	e (en $\text{m/kg}^{1/3}$ )	$\alpha_1$ et $\alpha_2$	d (en $\text{m/kg}^{1/3}$ )
<b>Intervalles de l'étude paramétrique</b>	5,0 3,6	5,0 3,6	90° 45°	5,4
<b>Intervalles des expériences à petites échelles</b>	1,5 0,4	0,3 0,2	20°	1,4 1,3 0,7

Tableau 37 : Intervalles de l'étude paramétriques ( $L = \infty \text{ m/kg}^{1/3}$  ;  $\text{HOB} = 0 \text{ m/kg}^{1/3}$ )

Les intervalles de l'étude paramétrique sont découpés en cinq parties et équi-répartis pour les paramètres H, e et d, tableau 38. Les angles d'inclinaison ( $\alpha_1$  et  $\alpha_2$ ) sont répartis autour d'un angle de 45° (valeur singulière pour le phénomène de réflexion). Ce découpage conduit à l'étude de 3125 configurations ( $5^5 = 3125$  cas).

H (en $\text{m/kg}^{1/3}$ )	e (en $\text{m/kg}^{1/3}$ )	$\alpha_1$	$\alpha_2$	d (en $\text{m/kg}^{1/3}$ )
0,40	0,20	20°	20°	1,40
1,55	1,40	30°	30°	2,40
2,70	2,60	45°	45°	3,40
3,85	3,80	70°	70°	4,40
5,00	5,00	90°	90°	5,40

Tableau 38 : Configurations étudiées lors de l'étude paramétrique

### 5.1.2 Présentation des conditions de calcul

Les simulations numériques sont réalisées avec le code de calcul HERA (Jourden (2005)). L'une des spécificités de ce code est d'utiliser l'AMR (Adaptative mesh refinement, voir § 2.3.4). L'étude paramétrique se décompose en 3125 configurations de barrière de protection et une configuration en champ libre (sans obstacle). Le nombre de mailles durant les différents calculs est optimisé à l'aide de l'AMR afin d'assurer une qualité satisfaisante des résultats tout en réalisant l'ensemble des simulations dans un temps raisonnable.

La taille des mailles au niveau du front de choc varie en fonction du temps de propagation de l'onde de choc. Pour un calcul numériquement convergé, en champ libre, de l'onde de choc issue de la détonation d'une charge de 1 kg de TNT, il faut une dimension d'arête des mailles au passage du front de choc de 2 mm jusqu'à  $t = 1,4$  ms (soit une distance parcourue de 1,65 m) puis de 4 mm jusqu'à la fin du calcul (fonction de la taille du domaine étudié). Le temps de transition entre les deux tailles de mailles correspond au temps d'arrivée de l'onde de choc pour parcourir la distance entre le centre de la charge et le sommet de la face aval pour la plus petite barrière de protection étudiée (soit  $d = 1,40$  m,  $H = 0,40$  m,  $e = 0,20$  m et  $\alpha_1 = \alpha_2 = 90^\circ$ ).

L'évolution du maximum de surpression est obtenue par une extraction sur le maillage à la fin du calcul. L'extraction est effectuée au milieu de la maille. Les mailles ne sont pas regroupées en aval du merlon jusqu'à une hauteur de 2 m au-dessus du sol (zone d'extraction), figure 178, ce qui permet d'obtenir les valeurs du maximum de surpression qui correspondent à la résolution qui était présente au passage du front de choc. Dans cette zone en aval du merlon, la taille des mailles demeure alors fixée à 4 mm. Le maximum de surpression est extrait à deux hauteurs particulières : au niveau du sol (0,002 m) et à hauteur d'homme pour une charge de 1 kg de TNT (1,602 m). Les mailles situées au-delà de 40 m suivant l'axe vertical y

ne sont pas raffinées. Cette zone est en effet en dehors du périmètre de l'étude. Le maximum de surpression est extrait depuis le pied aval du merlon (distance fixée suivant la géométrie étudiée) jusqu'à 58 m (soit  $\Delta P^+ = 0,014$  bar, niveau de surpression inférieur au seuil de la dernière zone d'effets ( $Z_5$  ; 0,020 bar)). La longueur du domaine calculé est de 70 m.

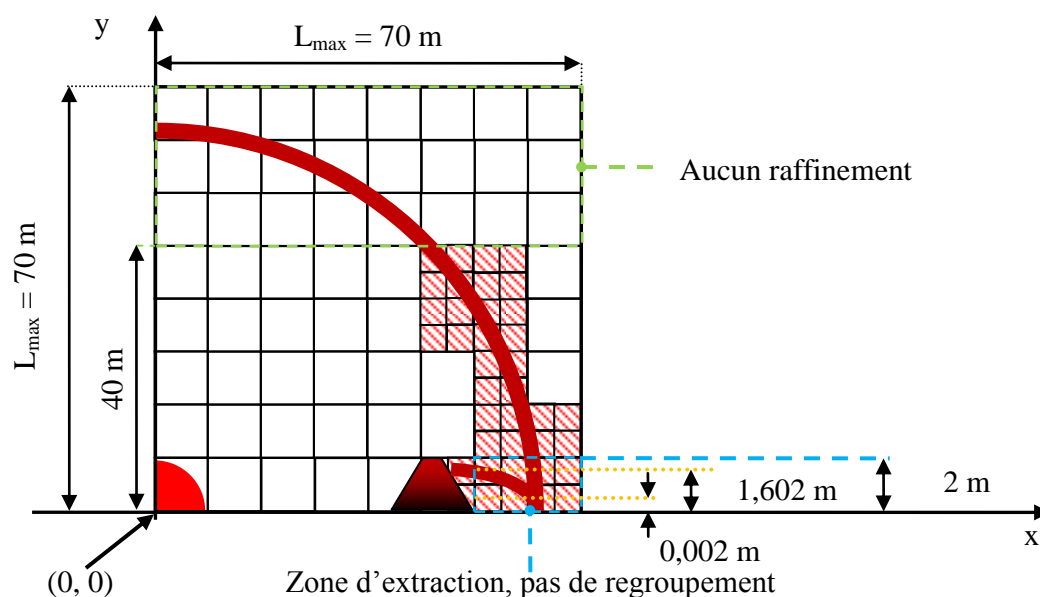


Figure 178 : Représentation schématique d'un domaine de calcul de l'étude paramétrique

Le standard de calcul utilisé pour une charge de 1 kg de TNT est synthétisé dans le tableau 39.

Approche géométrique	Taille de mailles au début du calcul	Temps de transition du maillage	Nouvelle taille de mailles jusqu'à la fin du calcul
Géométrie 2D-axisymétrique « fin »	2 mm	1,4 ms	4 mm

Tableau 39 : Standard de calcul pour une charge de 1 kg de TNT

Le choix des conditions de calcul dans code de calcul HERA pour une charge de 1 kg de TNT est établi à partir d'une configuration en champ libre (sans obstacle). Les résultats de simulation numérique pour le maximum de surpression et le temps d'arrivée sont comparés à deux références issues de la littérature (Kinney (1985) et de l'abaque du TM5-1300 (2008)), figure 179.

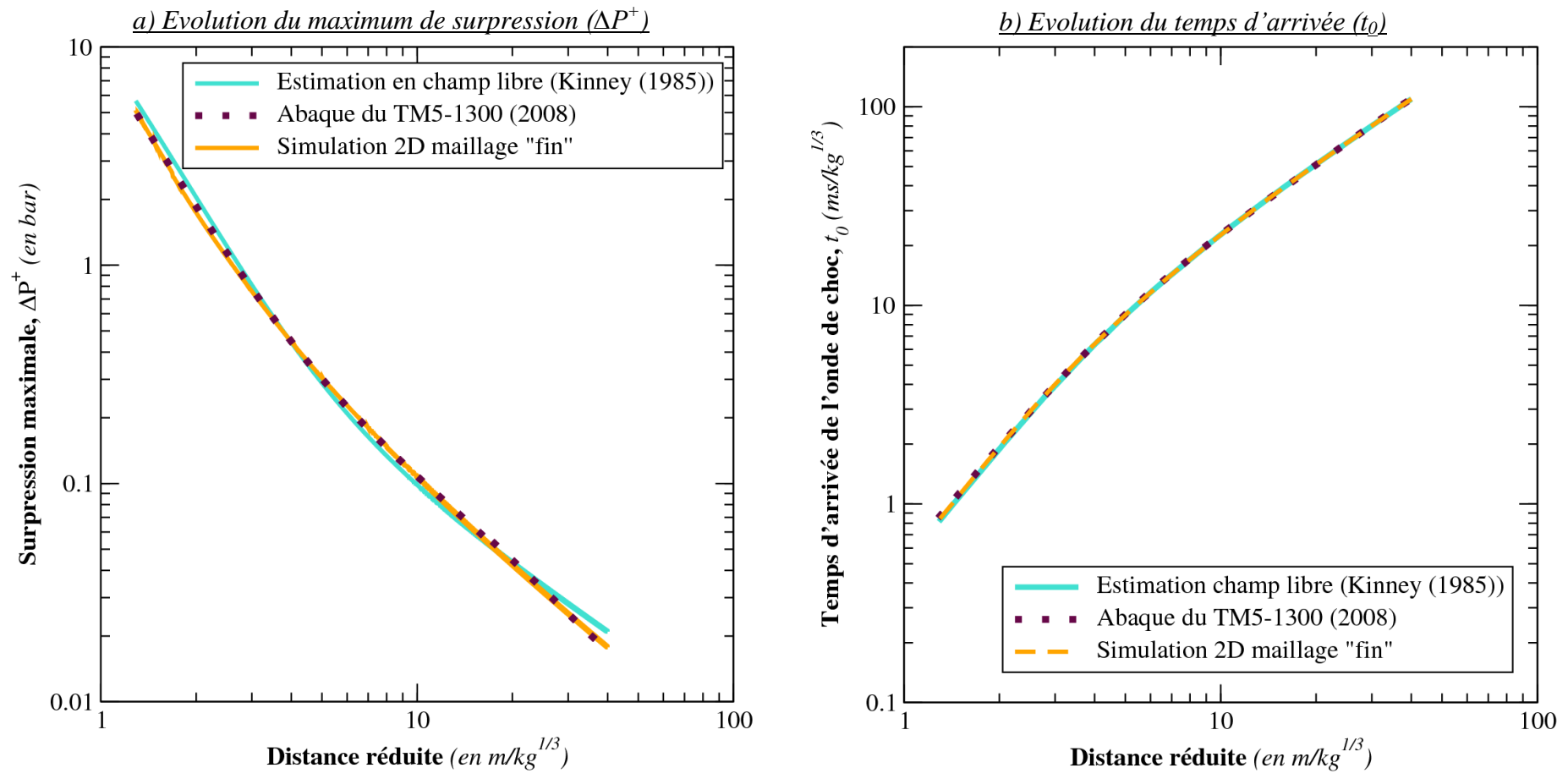


Figure 179 : Evolution du maximum de surpression et du temps d'arrivée de l'onde de choc en champ libre pour une charge de TNT au niveau du sol



L'écart entre les deux références bibliographiques est de - 8,3% à  $5 \text{ m/kg}^{1/3}$  et de + 17,6% à  $40 \text{ m/kg}^{1/3}$  par rapport à Kinney (1985), tableau 40. Les résultats obtenus par simulation numérique se situent dans cet intervalle d'incertitude. La variation la plus importante est observée en champ lointain, pour un maximum de surpression inférieur au seuil de la dernière zone d'effets ( $Z_5$ ;  $\Delta P^+ < 0,020 \text{ bar}$ ). Les conditions physico-numériques de calcul permettent de se situer dans un niveau de convergence numérique satisfaisant.

Distance réduite (z, en $\text{m/kg}^{1/3}$ )	Kinney (1985) (bar)	TM5-1300 (2008) (bar)	Simulation numérique (bar)	Ecart entre Kinney (1985) et le TM5-1300 (2008)	Ecart entre les résultats de simulation et Kinney (1985)	Ecart entre les résultats de simulation et le TM5-1300 (2008)
1,45	4,29	3,84	3,84	+ 10%	- 10%	0%
5,00	0,288	0,302	0,305	- 4,6%	+ 6,0%	+ 1,0%
10,00	0,099	0,108	0,107	- 8,3%	+ 8,0%	- 1,0%
25,00	0,034	0,033	0,032	+ 3,0%	- 6,0%	- 3,0%
40,00	0,020	0,017	0,018	+ 17,6%	- 10%	+ 6,0%

Tableau 40 : Comparaison des résultats du maximum de surpression entre la simulation numérique et les différentes références issues de la littérature pour une configuration en champ libre

L'intervalle de confiance des résultats de simulation numérique pour le maximum de surpression est de +/- 5% par rapport au TM5-1300 (2008) dans la zone d'intérêt de l'étude paramétrique ( $\Delta P^+ > 0,020 \text{ bar}$ ), ce qui est inférieur à l'intervalle d'incertitude bibliographique (de - 8,3 à + 17,6%).

Les résultats obtenus par simulation numérique pour le temps d'arrivée se situent également dans l'intervalle d'incertitude bibliographique avec un écart maximal de - 5% par rapport au TM5-1300 (2008), tableau 41.

Distance réduite (z, en $\text{m/kg}^{1/3}$ )	Kinney (1985) ( $\text{ms/kg}^{1/3}$ )	TM5-1300 (2008) ( $\text{ms/kg}^{1/3}$ )	Simulation numérique ( $\text{ms/kg}^{1/3}$ )	Ecart entre Kinney (1985) et le TM5-1300 (2008)	Ecart entre les résultats de simulation et Kinney (1985)	Ecart entre les résultats de simulation et le TM5-1300 (2008)
1,45	1,02	1,07	1,04	- 4,9%	+ 2,0%	- 2,8%
5,00	8,89	8,99	8,94	- 1,1%	+ 0,6%	- 0,6%
10,00	22,68	22,72	22,61	- 0,2%	- 0,3%	- 0,5%
25,00	65,71	68,70	65,63	- 4,6%	- 0,1%	- 4,5%
40,00	109,27	109,58	109,25	- 0,3%	$\approx 0\%$	- 0,3%

Tableau 41 : Comparaison des résultats du temps d'arrivée entre la simulation numérique et les différentes références issues de la littérature pour une configuration en champ libre

L'évolution de la durée de phase positive en champ libre est présentée sur la figure 180-a. Pour cette caractéristique mécanique de l'onde de souffle, il est possible de constater une dispersion importante entre les valeurs issues de la littérature (écart de 35% entre les deux références pour  $z = 5 \text{ m/kg}^{1/3}$  et de 50% pour  $z = 40 \text{ m/kg}^{1/3}$ ). Les résultats de simulation numérique se situent dans l'intervalle d'incertitude bibliographique avec un écart maximal de 20% par rapport au TM5-1300 (2008) et de 10% par rapport à Kinney (1985) pour un point d'observation placé à plus de  $5 \text{ m/kg}^{1/3}$  ( $z \geq 5 \text{ m/kg}^{1/3}$ ).

Les résultats obtenus par l'outil de simulation pour l'impulsion positive se situent également dans l'intervalle d'incertitude bibliographique (écart maximal de 16% entre les deux références) avec un écart de 7% par rapport à Kinney (1985) et de 20% par rapport au TM5-1300 (2008) en champ proche de la charge ( $z = 5 \text{ m/kg}^{1/3}$ ), figure 180-b. En champ lointain ( $z = 40 \text{ m/kg}^{1/3}$ ), l'écart entre les résultats de simulation numérique et les références bibliographiques est de l'ordre de 10%.

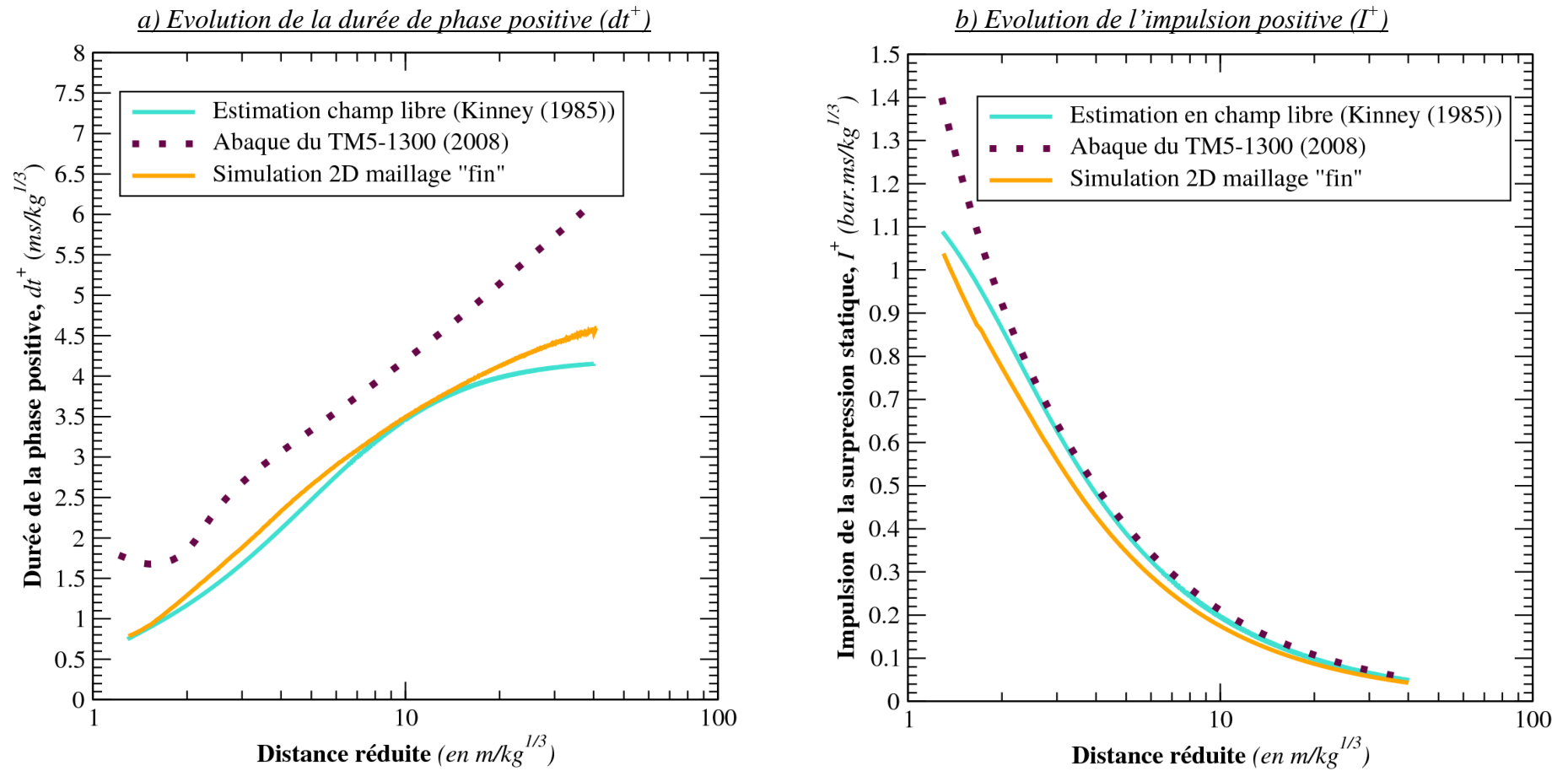


Figure 180 : Evolution de la durée de phase positive et de l'impulsion positive en champ libre pour une charge de TNT au niveau du sol

Cette étude de l'évolution des caractéristiques mécaniques de l'onde de souffle en champ libre, pour la détonation d'une charge chimique condensée (TNT), a permis de confirmer les capacités prédictives de l'outil de simulation avec un intervalle de confiance de +/- 5% pour le maximum de surpression dans la zone d'étude (caractéristique étudiée pour la réalisation des abaques).

Cette gestion intelligente et automatique du nombre de mailles permet de réduire le temps de restitution par rapport à un calcul sans AMR, tableau 42

Nombre de mailles	De 20 à 60 millions (306 millions de mailles sans AMR)
Nombre de processeurs	256 cpu
Temps de restitution	De 4 à 9 heures

Tableau 42 : Temps de calcul d'un domaine de l'étude paramétrique

## 5.2 Abaques

Dans le cadre de l'étude paramétrique, les simulations numériques sont réalisées en géométrie 2D-axisymétrique « fin » pour une charge de 0,5 kg de TNT au sol, soit une charge de 1 kg de TNT en équivalent champ libre. Les relevés du maximum de surpression (au sol et à  $1,60 \text{ m/kg}^{1/3}$ ) permettent de construire la base de données. A partir de cette base de données, 375 abaques ont pu être réalisés. Un exemple d'abaque est présenté sur la figure 181.

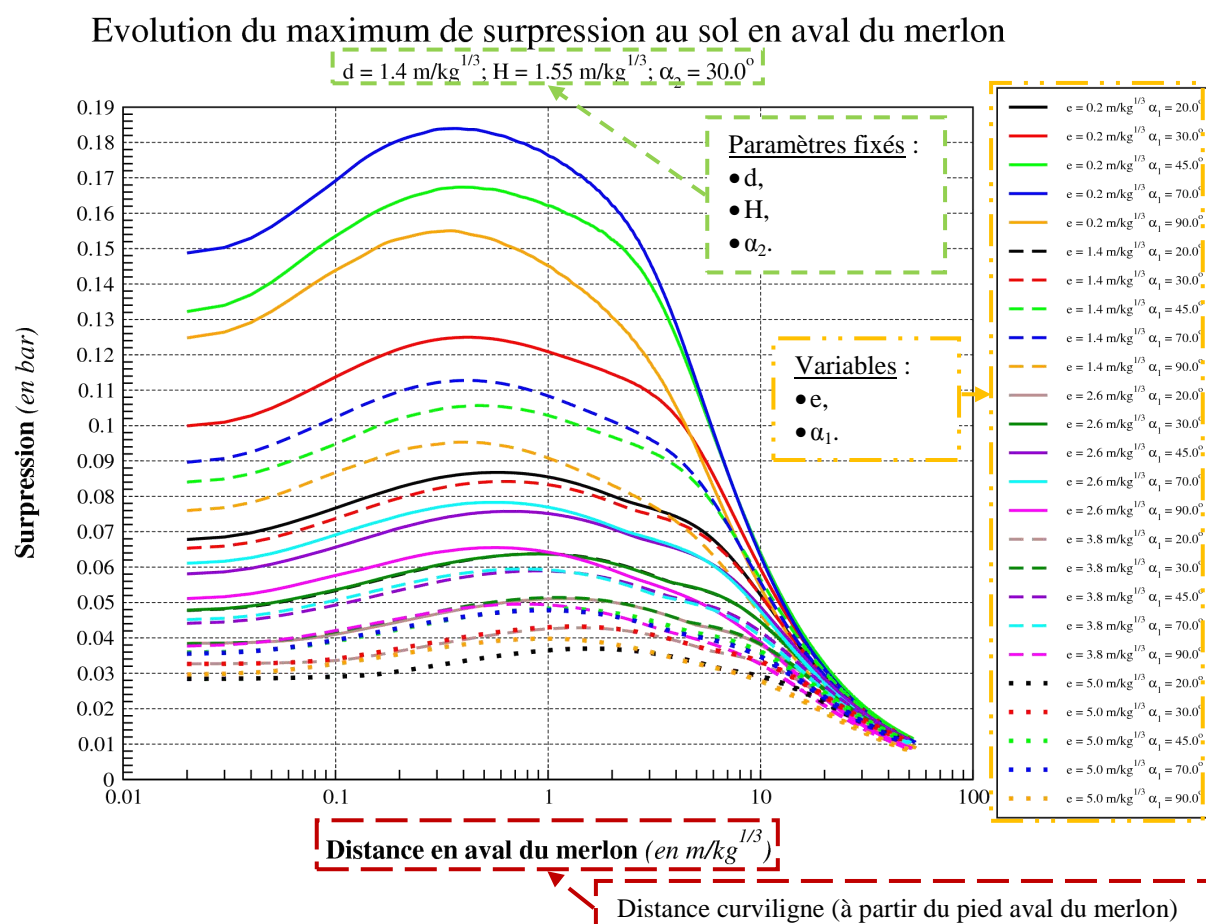


Figure 181 : Exemple d'abaque issu de l'étude paramétrique

Les abaques sont construits pour trois paramètres fixés, soit 125 abaques : la distance  $d$ , la hauteur  $H$  et l'angle d'inclinaison  $\alpha_2$ . La variation des paramètres  $e$  et  $\alpha_1$  est représentée sur chaque abaque par un réseau de 25 courbes. L'abscisse est en distance curviligne depuis le

ped aval du merlon. Cette représentation permet de visualiser la variation brutale de surpression suite à une éventuelle apparition d'un pied de Mach en champ proche du merlon. L'évolution du maximum de surpression au sol peut être visualisée sur un autre abaque avec une abscisse dite en « distance absolue » (distance entre le centre de la charge et le point d'observation). Cet abaque permet de dimensionner plus facilement une barrière de protection en fonction de la zone à protéger. Leur utilisation est expliquée dans le paragraphe qui suit.

### 5.3 Aide au dimensionnement : méthode

Le dimensionnement d'une barrière de protection impose de respecter quelques « bonnes pratiques ». Ces recommandations permettent d'accentuer l'effet protecteur d'une barrière de protection en fonction de la zone à protéger (§ 3.2.4). La barrière de protection, qui possède une hauteur et une épaisseur importantes, permet d'offrir un effet protecteur maximal en aval du merlon. Cependant cette géométrie de barrière n'est pas forcément nécessaire et le dimensionnement d'un merlon reste également soumis à certaines contraintes annexes (financières ou d'espaces par exemple). La géométrie optimale d'un merlon peut être alors construite à l'aide des outils présentés précédemment (méthode d'estimation rapide, abaques). Dans le cas d'une barrière de protection existante ces outils peuvent également permettre d'évaluer l'effet protecteur en fonction de sa géométrie et de la charge. Les paragraphes, qui suivent, présentent deux exemples de mise en œuvre de ces outils tout d'abord dans le cas d'une barrière de protection existante puis dans le cas d'un merlon à dimensionner.

#### 5.3.1 Exemple 1 : barrière de protection existante

Les abaques peuvent permettre de valider et de calculer l'effet protecteur d'une configuration existante. Les caractéristiques géométriques de la barrière de protection sont connues. La position de la charge et les paramètres de la barrière sont donc les variables d'entrée des abaques :  $W$ ,  $d$ ,  $H$ ,  $e$ ,  $\alpha_1$  et  $\alpha_2$ . Dans cet exemple, une barrière de protection de grande longueur (par rapport à sa hauteur, pas d'effets de contournement pour le dimensionnement) est placée devant une charge hémisphérique de 0,5 kg de TNT située au niveau du sol, soit une charge équivalente à une charge sphérique de 1 kg de TNT<sup>13</sup> pour les abaques.

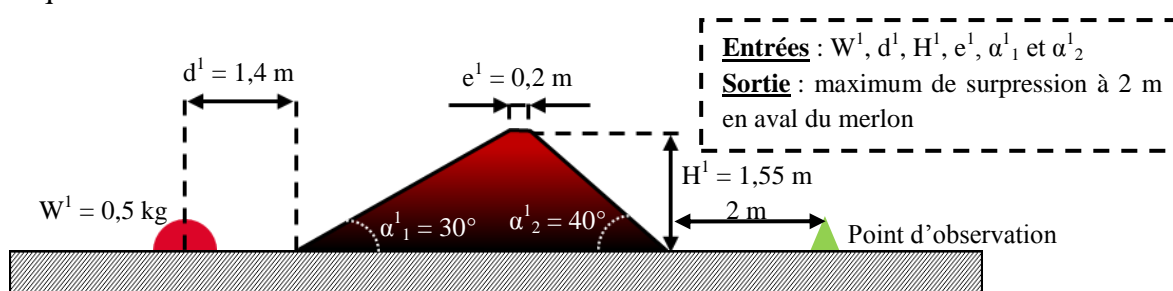


Figure 182 : Exemple d'utilisation des abaques pour une configuration existante

Pour l'exemple 1 présenté sur la figure 182, l'utilisateur souhaite connaître le maximum de surpression et la zone d'effets associée pour un point d'observation placé à 2 m en aval du merlon. Dans cette configuration et compte tenu que les abaques décrivent de manière discrète la variation de 5 paramètres ( $d$ ,  $H$ ,  $e$ ,  $\alpha_1$  et  $\alpha_2$ ), l'utilisateur a besoin de 2 abaques qu'il faudra interpoler ( $d = 1,4 \text{ m/kg}^{1/3}$ , soit  $d^1 = 1,4 \text{ m}$ ,  $H = 1,55 \text{ m/kg}^{1/3}$ , soit  $H^1 = 1,55 \text{ m}$ ,  $\alpha_2 = 30^\circ$  et  $\alpha_2 = 45^\circ$ , pour  $\alpha^1_2 = 40^\circ$ ), figure 183 et 184.

<sup>13</sup> Ce 1<sup>er</sup> exemple est choisi volontairement très simple sur la valeur de la charge afin de permettre une lecture directe des abaques sans conversion en  $m_{\text{TNT}}^{1/3}$

## Evolution du maximum de surpression au sol en aval du merlon

$$d = 1.4 \text{ m/kg}^{1/3}; H = 1.55 \text{ m/kg}^{1/3}; \alpha_2 = 30.0^\circ$$

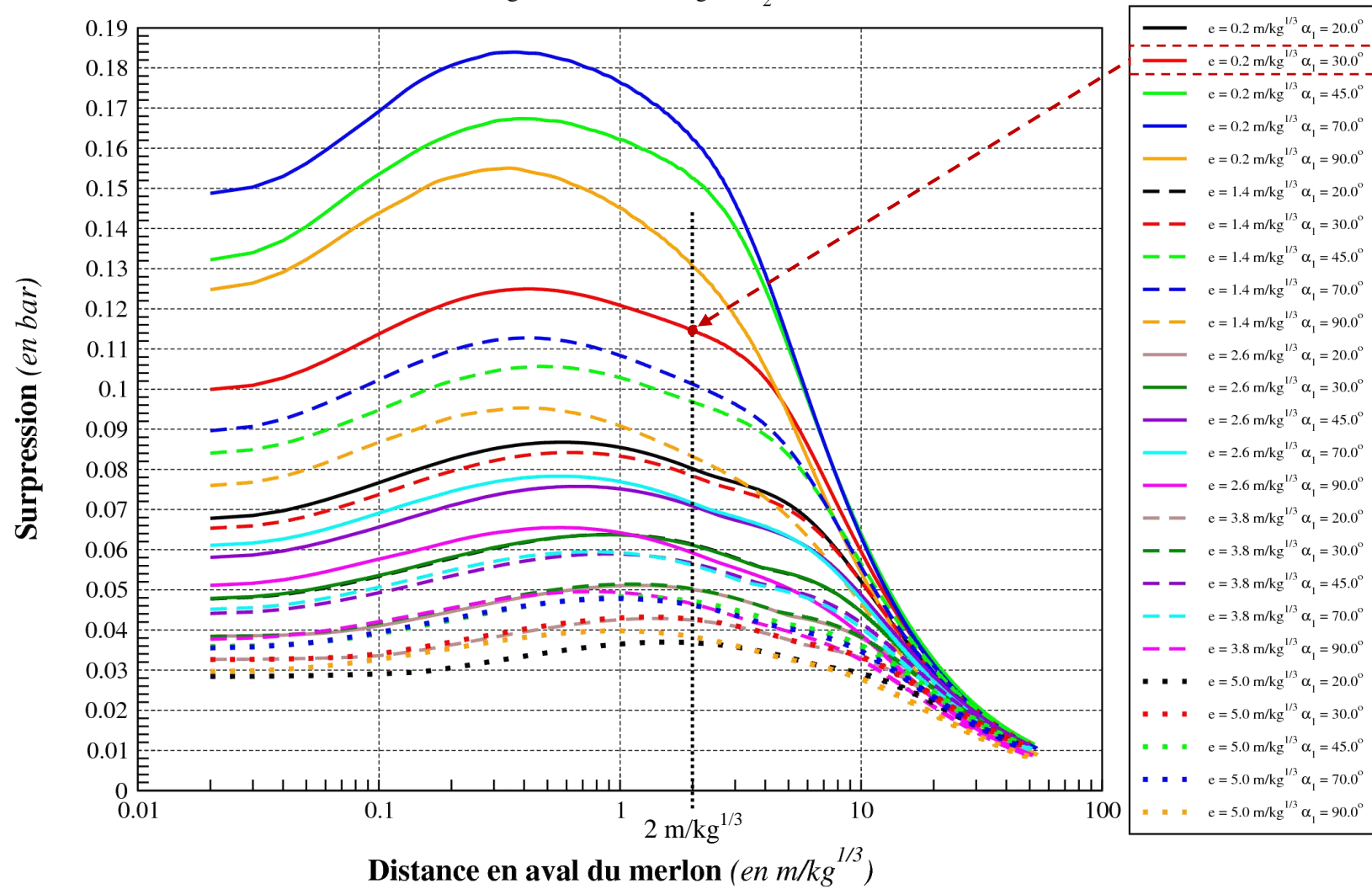


Figure 183 : Exemples d'abaque pour une barrière de protection existante ( $d = 1.4 \text{ m/kg}^{1/3}$ ,  $H = 1.55 \text{ m/kg}^{1/3}$ ,  $\alpha_2 = 30^\circ$ )

## Evolution du maximum de surpression au sol en aval du merlon

$$d = 1.4 \text{ m/kg}^{1/3}; H = 1.55 \text{ m/kg}^{1/3}; \alpha_2 = 45.0^\circ$$

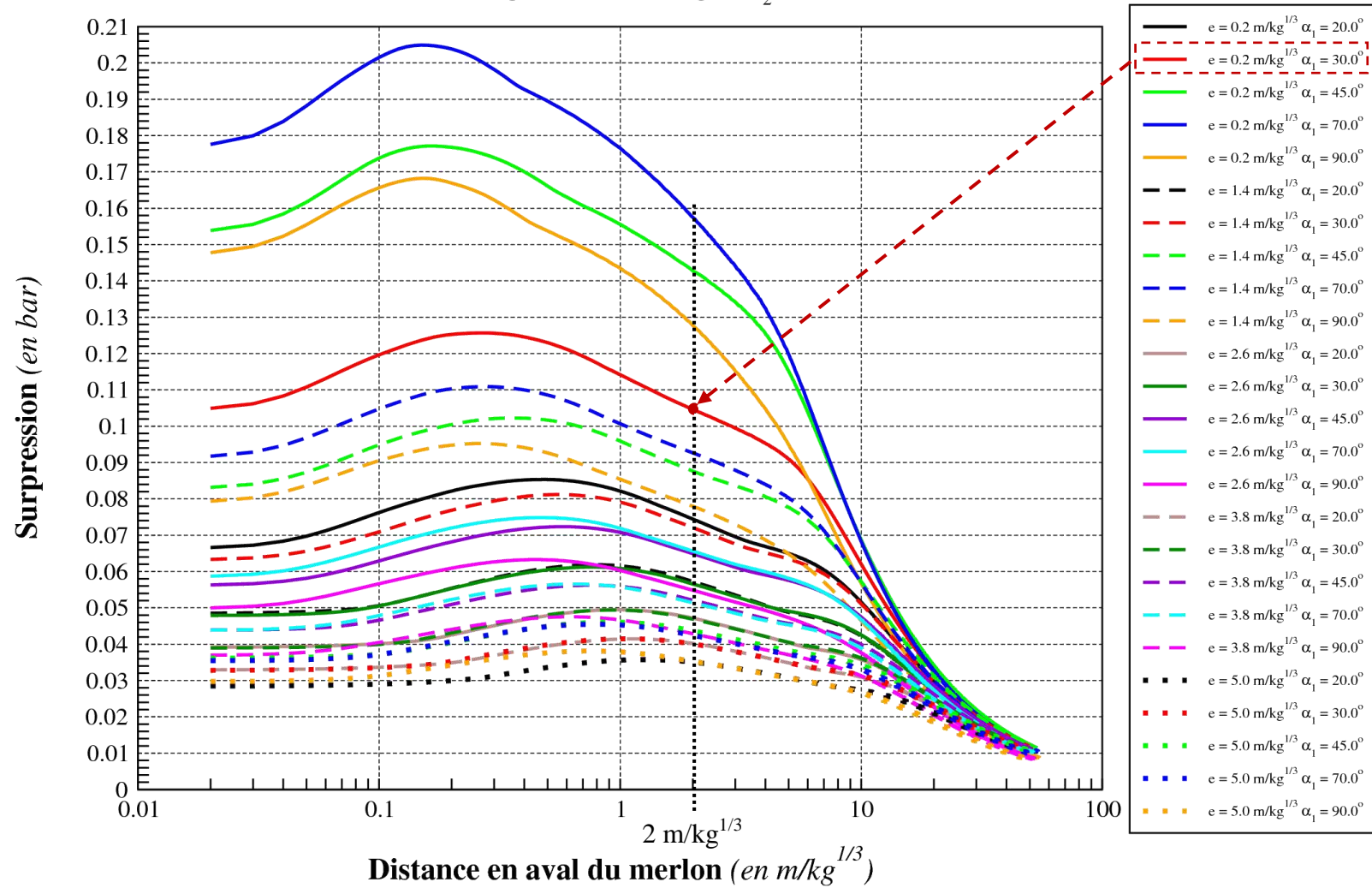


Figure 184 : Exemples d'abaque pour une barrière de protection existante ( $d = 1.4 \text{ m/kg}^{1/3}$ ,  $H = 1.55 \text{ m/kg}^{1/3}$ ,  $\alpha_2 = 45^\circ$ )

Les courbes rouges sur les abaques encadrent la configuration d'intérêt ( $e = 0,20 \text{ m/kg}^{1/3}$ , soit  $e^1 = 0,20 \text{ m}$  et  $\alpha_1^1 = 30^\circ$ ). Une interpolation linéaire est réalisée entre ces deux courbes pour un angle d'inclinaison  $\alpha_2$  de  $40^\circ$ , figure 185.

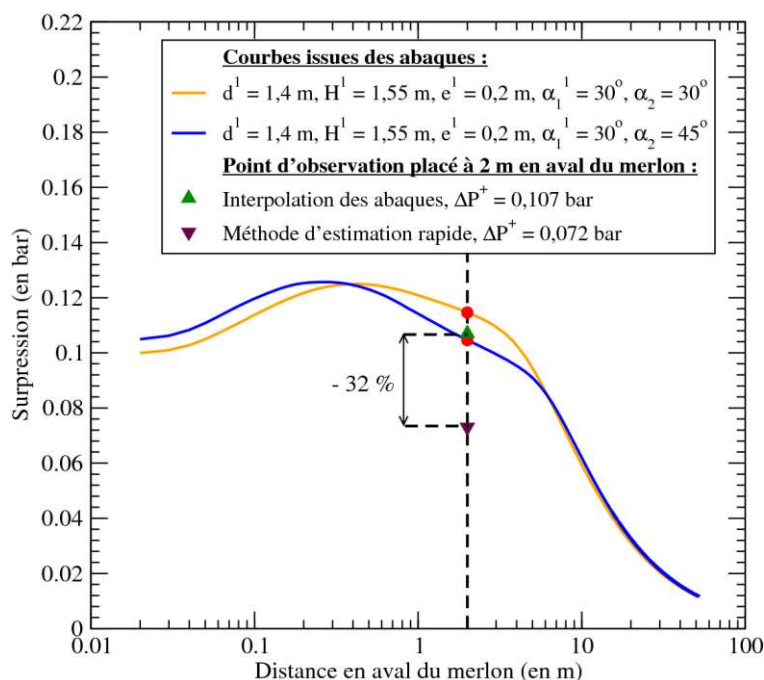


Figure 185 : Evolution du maximum de surpression en aval d'une barrière de protection existante (exemple 1)

L'interpolation linéaire entre les deux courbes permet de calculer le maximum de surpression. Pour un point d'observation positionné à 2 m en aval du merlon, le maximum de surpression est évalué à 0,107 bar, soit la zone d'effets  $Z_4$ . La présence de la barrière de protection permet d'atténuer la surpression de 33% par rapport à une configuration champ libre (sans obstacle). La version proposée de la méthode rapide permet également d'estimer le maximum de surpression ( $\Delta P^+ = 0,072 \text{ bar}$ , soit également la zone d'effets  $Z_4$ ). Cette estimation sous-estime néanmoins le maximum de surpression de 32% (utilisation de la formule empirique de Kinney (1985) pour le calcul du maximum de surpression incident, formule (6)). Cet écart est proche de l'intervalle de confiance évalué à  $\pm 30\%$  pour la méthode d'estimation rapide. Si la masse de la charge est différente de 0,5 kg de TNT, le calcul des distances réduites sera différent mais la démarche d'utilisation des abaques sera pour sa part identique (par exemple si  $W^1 = 13,5 \text{ kg}$  de TNT, alors  $d^1 = 1,4 \text{ m}$ , soit  $d = 0,47 \text{ m/kg}^{1/3}$ , ramenée à une charge sphérique).

### 5.3.2 Exemple 2 : barrière de protection à dimensionner

La création d'une nouvelle barrière de protection demande de connaître, outre les exigences sur la zone à protéger, les contraintes financières et d'espaces sur le terrain. Ces contraintes sur le dimensionnement sont alors les variables d'entrée des abaques. L'exemple présenté sur la figure 186 illustre un exemple d'aide au dimensionnement d'une barrière de protection.

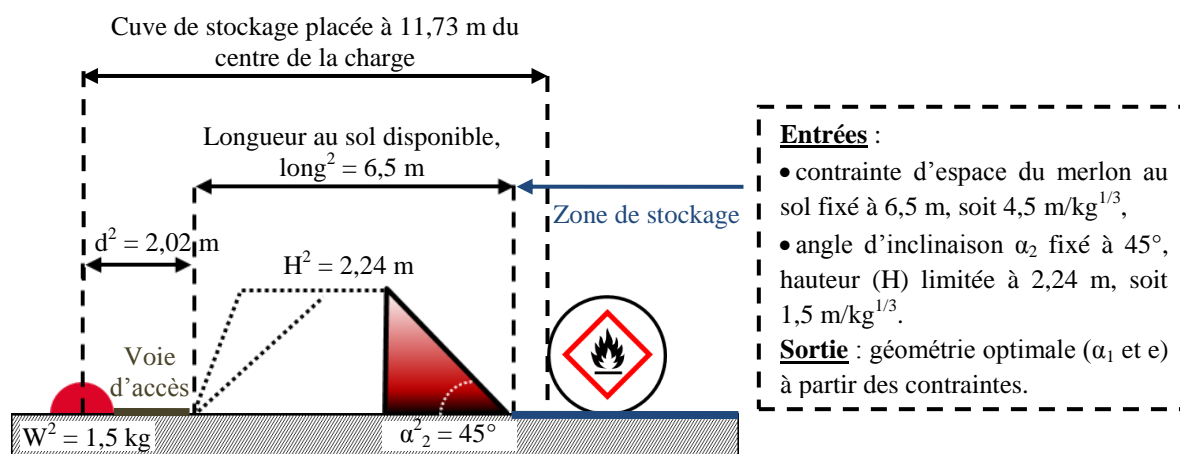


Figure 186 : Exemple de dimensionnement d'une barrière de protection

Dans l'exemple, une source explosive est située à 11,73 m d'une cuve de stockage de produits inflammables, soit  $R^2 = 8,13 \text{ m/kg}^{1/3}$ . Afin de protéger la cuve des effets mécaniques d'une éventuelle explosion, l'utilisateur souhaite placer une barrière de protection. La première contrainte est l'espace disponible au sol pour construire la barrière de protection. La barrière est placée entre une voie d'accès et une zone de stockage, soit une longueur au sol du merlon limitée à 6,5 m ( $long^2 = 4,5 \text{ m/kg}^{1/3}$ ).

Les « bonnes pratiques » sur le dimensionnement d'une barrière de protection recommandent des angles d'inclinaison des faces avant et arrière de  $90^\circ$ , afin d'accentuer l'atténuation par la présence de deux fortes détentes situées en amont et en aval du sommet de la structure. Ce dimensionnement implique alors de fortes contraintes mécaniques sur la structure : surface verticale en vue directe de la charge → ondes réfléchies maximales en pression. L'utilisateur souhaite placer un remblai en terre sur la face aval du merlon ( $\alpha_2^2$  inclinée à  $45^\circ$ ) afin d'éviter la présence de nouveaux fragments issus de la face arrière du merlon. Pour des raisons financières, la hauteur ( $H^2$ ) est fixée à 2,24 m, soit  $1,55 \text{ m/kg}^{1/3}$ .

La contrainte de sécurité impose d'obtenir le plus faible maximum de surpression possible en aval du merlon. Les contraintes financières et d'espaces sont ici les variables d'entrée des abaques ( $H^2 = 2,24$  m et  $long^2 = 6,5$  m). L'utilisateur sélectionne les abaques qui correspondent à la configuration d'intérêt avec une abscisse dite en « distance absolue » (distance entre le centre de la charge et le point d'observation), figure 187. Les abaques sélectionnés permettront d'identifier la géométrie optimale du merlon pour un maximum de surpression le plus faible possible au niveau de la cuve et de déterminer de surcroît la zone d'effets associée.



### Evolution du maximum de surpression au sol

$$d = 1.4 \text{ m/kg}^{1/3}; H = 1.55 \text{ m/kg}^{1/3}; \alpha_2 = 45.0^\circ$$

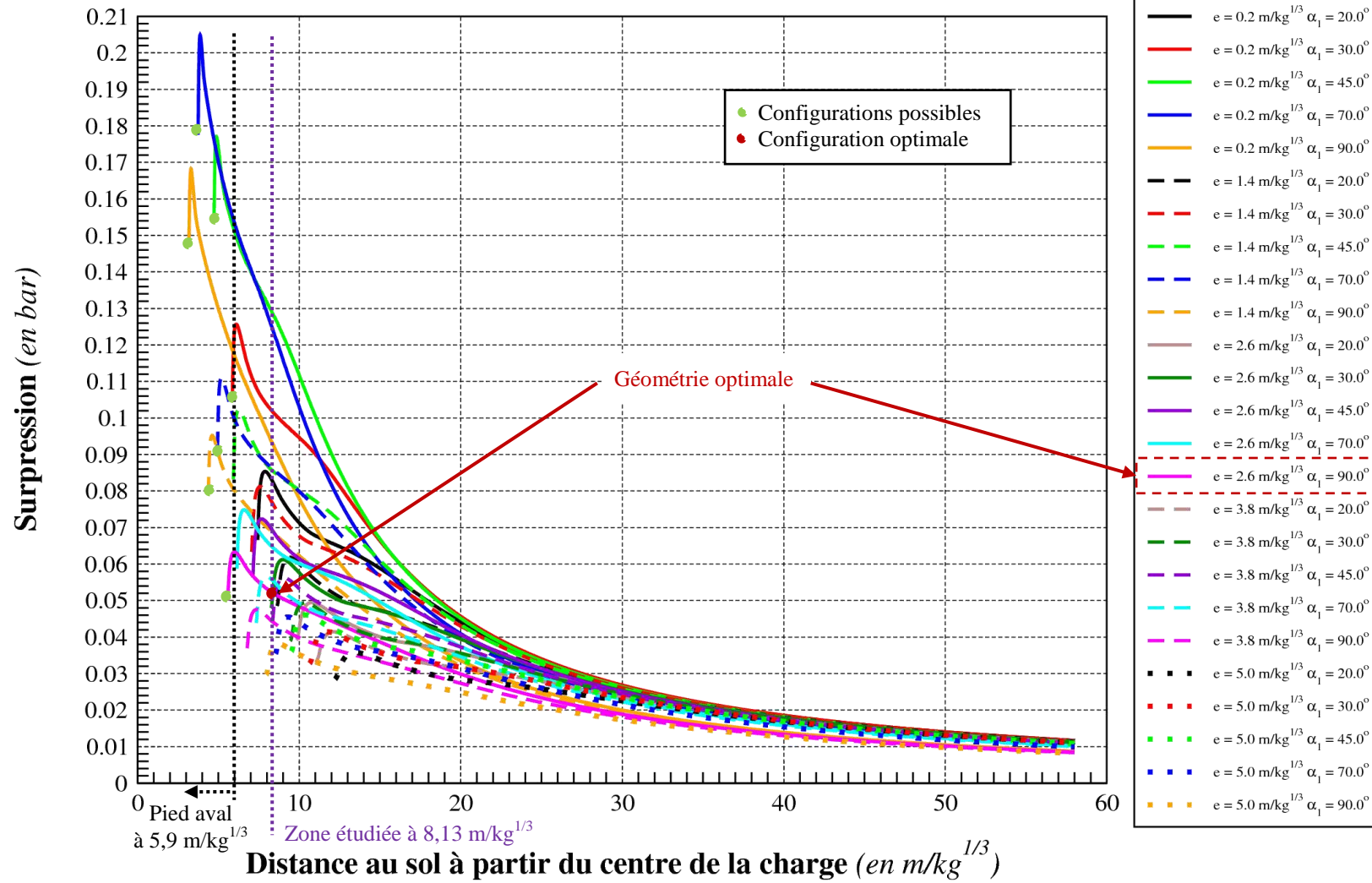


Figure 187 : Exemple d'abaque pour une barrière de protection à dimensionner

Les contraintes sur le dimensionnement impliquent que le pied aval du merlon soit placé à 8,52 m (soit  $5,9 \text{ m/kg}^{1/3}$ ). Les configurations possibles sont indiquées par un disque vert sur l'abaque. Le point d'observation est placé à 11,73 m, soit  $8,13 \text{ m/kg}^{1/3}$  (position de la cuve de stockage de produits inflammables). Le dimensionnement étant libre devant le merlon, la barrière sélectionnée correspond au maximum de surpression le plus faible du réseau de courbes des configurations dites « possibles ». La géométrie optimale en fonction des contraintes imposées est donc un merlon placé à 2,02 m ( $d^2$ , soit  $1,4 \text{ m/kg}^{1/3}$ ) de la charge explosive, avec une épaisseur au sommet de 3,75 m ( $e^2$ , soit  $2,6 \text{ m/kg}^{1/3}$ ), une hauteur de 2,24 m ( $H^2$ , soit  $1,55 \text{ m/kg}^{1/3}$ ), une face avant inclinée à  $90^\circ$  ( $\alpha_1^2$ ) et une face arrière inclinée à  $45^\circ$  ( $\alpha_2^2$ ), figure 188.

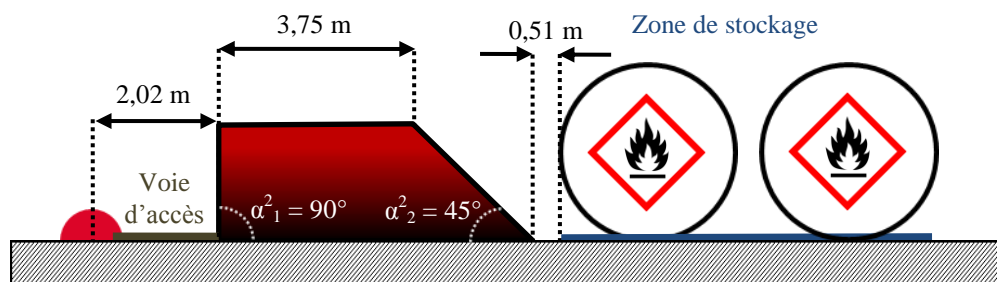


Figure 188 : Géométrie optimale obtenue à partir des abaques en fonction des contraintes

Notons que ce dimensionnement est en accord avec les « bonnes pratiques » présentées précédemment (angle d'inclinaison de  $90^\circ$  et une épaisseur la plus importante possible). Le maximum de surpression incident au sol au niveau de la cuve (à 11,73 m, soit  $8,13 \text{ m/kg}^{1/3}$ ) est de 0,054 bar, soit la zone d'effets  $Z_4$ . La méthode rapide estime un maximum de surpression de 0,059 bar, soit une valeur assez proche. Cette géométrie implique néanmoins des efforts mécaniques importants sur la face avant du merlon. Le maximum de surpression réfléchi est en effet estimé à 21,1 bar au début de la face avant du merlon d'après l'abaque de réflexion du TM5-1300 (2008).

La longueur au sol de cette géométrie de merlon est de 5,99 m (soit  $4,15 \text{ m/kg}^{1/3}$ ). Cette distance est inférieure à la longueur limite de 6,5 m ( $\text{long}^2$ , soit  $4,5 \text{ m/kg}^{1/3}$ ). En accord avec les recommandations sur le dimensionnement d'une barrière de protection, l'épaisseur peut être augmentée afin d'augmenter l'atténuation par la distance parcourue sur le sommet, soit une épaisseur de 4,26 m ( $e^{2\text{bis}}$ , soit  $2,95 \text{ m/kg}^{1/3}$ ). Pour cette nouvelle configuration, le maximum de surpression estimé à l'aide des abaques est de 0,045 bar, soit une diminution moyenne de 16% par rapport à la première proposition, figure 189. Avec cette nouvelle géométrie de merlon en ce point, la zone d'effets passe en  $Z_5$ . La méthode rapide estime un maximum de surpression de 0,052 bar, soit une surestimation de 15% par rapport aux abaques.

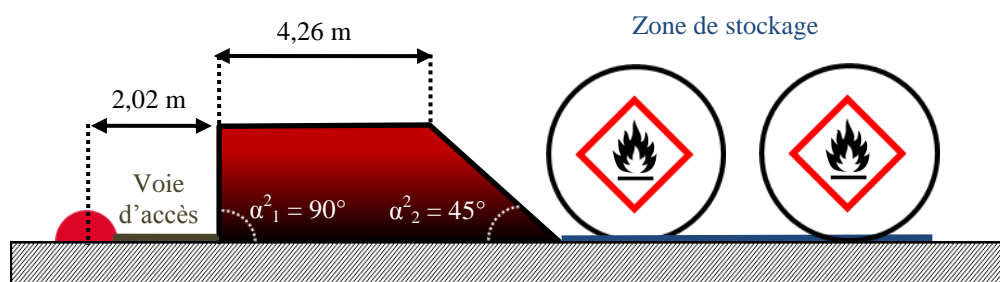


Figure 189 : Seconde proposition de géométrie de barrière de protection

Le second paramètre qui peut être modifié est la distance  $d^2$ . La géométrie optimale de merlon issue des abaques (1<sup>er</sup> proposition de merlon) est donc placée à 2,53 m ( $d^{2bis}$ , soit  $1,75 \text{ m/kg}^{1/3}$ ). L'interpolation réalisée sur les différents abaques permet d'estimer un maximum de surpression de 0,049 bar, soit une diminution de 10% par rapport à la première proposition de géométrie (estimation de 0,043 bar par la méthode rapide), figure 190.

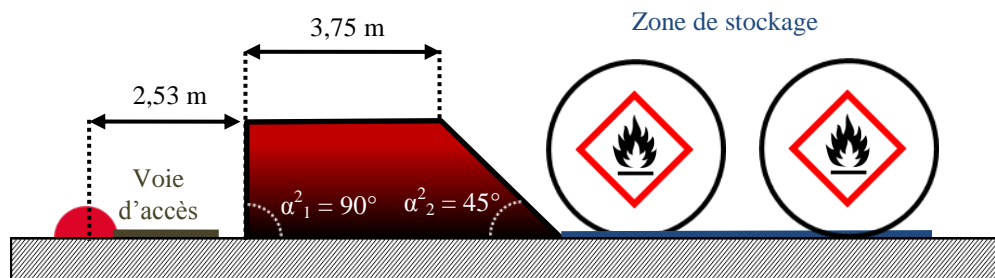


Figure 190 : Troisième proposition de géométrie de barrière de protection

Si cette barrière de protection ne répond pas aux attentes, il faut revoir les contraintes (augmentation de la hauteur par exemple) et réitérer l'opération autant de fois que nécessaires grâce aux abaques établis.

### 5.3.3 Conclusion et perspectives

La méthodologie proposée dans ce rapport permet de dimensionner une barrière de protection (indéformable) et d'évaluer son effet protecteur à partir de « bonnes pratiques » et d'abaques issus de l'étude paramétrique. Elle peut être éventuellement complétée par la méthode géométrique d'estimation rapide qui est moins précise mais qui à l'avantage de ne pas être limitée aux configurations 2D. En effet, l'étude paramétrique est réalisée en géométrie 2D-axisymétrique (une barrière de protection de forme torique) pour une charge de 1 kg de TNT placée au niveau du sol (normalisé en  $\text{m/kg}^{1/3}$ ).

Les abaques permettent d'évaluer rapidement l'effet protecteur d'une barrière en fonction de sa géométrie par une lecture graphique (éventuellement complétée par une interpolation entre deux courbes) avec un intervalle de confiance estimé à +/- 5%. Cependant, le domaine d'utilisation de ces abaques est limité aux intervalles de l'étude paramétrique et pour des configurations en géométrie 2D. En effet, les abaques ne prennent pas en compte la présence des ondes de contournement, mais uniquement de l'onde qui passe par-dessus la barrière. La longueur du merlon est donc supposée infinie ( $L = \infty$ ), ce qui est souvent le cas dans les configurations industrielles réelles.

Les géométries situées en dehors des intervalles de l'étude paramétrique peuvent être analysées à partir de la méthode d'estimation rapide avec une incertitude qui peut atteindre 30%. Cette méthode permet également d'étudier rapidement une barrière de protection en géométrie 3D (présence d'ondes de contournement) avec le même intervalle de confiance de 30%. Certains travaux restent néanmoins encore à réaliser afin d'améliorer la précision des résultats obtenus par cette approche. La version actuelle permet cependant une première estimation raisonnable. Une étude par simulation numérique (HPC, plusieurs heures sur plusieurs centaines, voire plusieurs milliers de processeurs) en géométrie 3D demeure actuellement le meilleur moyen d'obtenir les résultats les plus précis possibles.

Les outils mis en place dans le cadre de ces travaux de thèse doivent permettre à un ingénieur de dimensionner rapidement une barrière de protection. L'interpolation linéaire entre les différents abaques peut s'avérer difficile en fonction du nombre d'abaques nécessaires à l'étude de la configuration souhaitée. A partir de ce travail, un logiciel à finalité

utilisateur pourrait être réalisé, cet outil regrouperait les abaques<sup>14</sup> et l'interpolation des données ayant permis de les construire ainsi que la méthode rapide. Le CEA – DAM travaille actuellement à sa réalisation.

Enfin les efforts mécaniques subis par le merlon lors de l'interaction de l'onde de souffle peuvent également être calculés avec une approche similaire à la méthode d'estimation rapide.

---

<sup>14</sup> Le CEA – DAM dispose de l'intégralité des données (375 abaques). Ces abaques sont disponibles sur demande auprès du CEA – DAM de Bruyères-Le-Châtel (Essonne (91) - France).



## CONCLUSION

Les travaux présentés dans ce mémoire de thèse concernent la propagation d'une onde de souffle aérienne générée par la détonation d'une charge gazeuse (propane-oxygène à la stœchiométrie) et d'une charge chimique condensée (TNT, Trinitrotoluène), en présence d'une barrière de protection. Ces deux familles d'explosif se différencient par une composition chimique et une célérité de détonation très différentes. Ces deux natures de source conduisent donc à l'établissement d'ondes de souffle aériennes qualitativement semblables et quantitativement différentes. De plus, à énergie équivalente, ces deux natures de charge explosive dégagent des volumes de produits de détonation différents, et ont des vitesses d'interface air/produits de détonation (vitesse fonction de la célérité de détonation) également très différentes.

La présence des produits de détonation en champ proche de la structure et de l'onde de choc peut donc conduire à une déformation du phénomène de réflexion sur la paroi. Ainsi en fonction de la nature de la charge explosive, de la position et des dimensions de la structure, le phénomène de réflexion peut aboutir à la formation d'un double pied de Mach. Ce second pied de Mach provient de l'interaction de la première onde réfléchi de la paroi sur l'interface entre l'air et les produits de détonation. L'apparition de ce nouveau pied dépend notamment de la nature de la charge explosive.

Dans le cadre de ces travaux de thèse, la détonation de la charge explosive est explicitement simulée avec l'équation d'état propre à l'explosif étudié (formulation JWL), en prenant spécifiquement en compte la nature de la charge : gazeuse ou chimique. Les équations d'état sont obtenues à partir d'un code de thermochimie du CEA – DAM.

Ce mémoire de thèse présente l'analyse de plusieurs configurations expérimentales destinées à étudier la propagation d'onde de souffle aérienne issue de la détonation de charge gazeuse (propane-oxygène à la stœchiométrie) en présence d'obstacle de formes parallélépipédiques, cylindriques et trapézoïdales (merlons). Les données expérimentales acquises pour ces configurations servent d'une part à la compréhension des phénomènes physiques rencontrés et d'autre part à la validation de l'outil de simulation constitué du solveur HERA et la plateforme cible TERA 100.

Les simulations réalisées s'effectuent selon deux approches géométriques : l'une en géométrie 2D-axisymétrique et l'autre en géométrie 3D. La simulation d'une géométrie expérimentée tridimensionnelle à l'aide d'une simulation en géométrie 2D-axisymétrique peut conduire, en fonction des dimensions du merlon (longueur), à un effet de compression (effet axisymétrique) propre à cette approche 2D (le merlon devient torique par construction axisymétrique autour de l'axe de révolution). La phénoménologie issue de la simulation peut alors ne pas respecter la réalité de l'expérience. D'un autre côté, l'utilisation d'une approche en géométrie 3D impose une dégradation du niveau de discrétisation (maillage « grossier ») afin d'assurer la compatibilité du cas de simulation avec les moyens de calcul à disposition. L'utilisation d'un maillage « grossier » induit un niveau de convergence numérique insuffisant qui se traduit par une sous-estimation des résultats sur la valeur crête du maximum de surpression.

Néanmoins dans le cadre de cette étude, il a été montré qu'une approche en géométrie 2D-axisymétrique était valable pour simuler avec une précision satisfaisante (utilisation d'un maillage « fin » pour atteindre un niveau de convergence numérique suffisant) le cas d'une barrière en géométrie 3D (impact négligeable des ondes de contournement). Le choix de simuler en géométrie 2D-axisymétrique permet de réduire le nombre de mailles et le temps de calcul par rapport à une étude en géométrie 3D pour des conditions numériques par ailleurs égales tout en s'assurant des niveaux de discrétisation suffisamment fins pour atteindre un

bon niveau de convergence numérique. Il s'agit donc de trouver le meilleur compromis entre les deux approches en fonction de la géométrie étudiée. De ce fait, il a été montré que la réalisation des abaques, par une étude paramétrique, pouvait s'effectuer avec l'approche en géométrie 2D-axisymétrique.

La comparaison des données expérimentales et des résultats de simulation numérique permet de valider les capacités restitutives et donc prédictives de l'outil de simulation pour la propagation d'une onde de souffle aérienne issue de la détonation d'une charge explosive (code de calcul HERA, conditions physico-numériques, équation d'état des produits de détonation,...). La restitution des données expérimentales est correcte avec la mise en œuvre d'un maillage « fin » qui permet de se placer à un niveau de convergence numérique satisfaisant (écart de l'ordre des intervalles d'incertitude expérimentale de +/- 10% à +/- 14% suivant la configuration). Les résultats de simulation numérique obtenus en géométrie 3D, pour les configurations qui rendent indispensables cette approche, sous-estiment globalement le maximum de surpression (effet du maillage « grossier »). La restitution des expériences concernées n'est donc pas parfaite, mais elle est toujours qualitativement satisfaisante et quantitativement correcte avec un écart d'environ 20%.

Les résultats de simulation numérique et les données expérimentales acquises pour les différentes géométries de barrière de protection étudiées ont permis d'analyser l'influence des différents phénomènes physiques sur l'apparition d'un effet protecteur en aval de la barrière de protection en fonction de ses dimensions. A partir de cette analyse quelques recommandations sur le dimensionnement d'une barrière de protection ont pu être établies. Ces recommandations, ou « bonnes pratiques », complètent ainsi celles existantes : taille minimale de l'épaisseur au sommet du merlon, influence de l'inclinaison des parois, impact de la distance entre le centre de la charge et la barrière en fonction de la position de la zone à protéger,...

L'étude du couplage des différents phénomènes physiques présents lors de l'interaction de l'onde de choc avec une barrière de protection a contribué à la mise en place d'une méthode rapide de pré-dimensionnement d'une barrière de protection, également appelée « méthode géométrique d'estimation rapide ». Cet outil estime l'évolution du maximum de surpression et la décroissance de pression autour d'une barrière de protection en fonction de ses paramètres géométriques pour une géométrie 3D ou une géométrie 2D. Le temps de restitution de cette méthode d'estimation rapide ne prend que quelques secondes (où un code CFD nécessitera de nombreuses heures sur supercalculateur) avec une marge d'erreur de +/- 30% par rapport aux données expérimentales. Néanmoins, la version proposée dans ce mémoire nécessite encore quelques améliorations : impacts des phénomènes physiques sur le temps d'arrivée de l'onde, prise en compte de la variation de la vitesse du son en aval du premier choc,... Cette méthode est également limitée à des configurations de barrière de protection avec un faible niveau de pression dans la zone des recombinaisons d'ondes de choc en aval du merlon. Cependant, cette méthode rapide est un outil d'estimation satisfaisant au regard du temps de calcul (de l'ordre de quelques secondes).

Cet outil d'estimation rapide et les « bonnes pratiques » issues de l'étude de différentes géométries de barrière de protection sont complétés par la réalisation d'abaques d'aide au dimensionnement. Ces abaques sont construits à partir de résultats fournis par l'outil de simulation en géométrie 2D-axisymétrique « fin » pour la détonation d'une charge sphérique équivalente à 1 kg de TNT (distance réduite en  $m/kg^{1/3}$ , équivalente à une charge hémisphérique de 0,5 kg de TNT placée au niveau du sol).

Les capacités prédictives de l'outil de simulation ont été préalablement validées par l'étude de configurations expérimentées pour la détonation d'une charge gazeuse (propane-oxygène à la

stœchiométrie). Cette validation est ensuite, indirectement, étendue à la détonation d'une charge chimique condensée (TNT) après l'étude d'une configuration en champ libre (sans obstacle).

L'étude paramétrique permet de fournir l'évolution du maximum de surpression en aval de 3125 configurations de barrières de protection. Elle a nécessité un temps de calcul équivalent à 8 millions d'heures de calcul sur un processeur.

Les abaques issus des résultats de cette étude paramétrique permettent d'évaluer rapidement l'effet protecteur d'une barrière en fonction de sa géométrie par une simple lecture graphique avec une précision de +/- 5%. Cependant, le domaine d'utilisation de ces abaques est limité aux intervalles de l'étude paramétrique pour une configuration en géométrie 2D. En effet, les abaques ne prennent pas en compte la présence des ondes de contournement, mais uniquement l'onde qui passe par-dessus la barrière (longueur du merlon supposée infinie ( $L = \infty$ )).

Les géométries de merlon situées en dehors des intervalles de l'étude paramétrique peuvent être analysées à partir de la méthode géométrique d'estimation rapide avec une incertitude de l'ordre de 30%. Cette méthode permet également d'analyser rapidement l'effet protecteur d'une barrière en géométrie 3D (présence d'ondes de contournement) avec toujours un intervalle de confiance de 30%. Néanmoins, certains travaux restent encore à réaliser pour améliorer la précision des résultats obtenus avec cette approche. Cette première version permet d'obtenir une simple estimation. Une étude par simulation numérique (HPC, plusieurs heures sur plusieurs processeurs) en géométrie 3D demeure actuellement le meilleur moyen d'obtenir les résultats plus précis possibles.

Les outils mis en place dans le cadre de ces travaux de thèse, abaques et méthode géométrique d'estimation rapide, permettent à un ingénieur de dimensionner rapidement une barrière de protection (supposée indéformable).



## **BIBLIOGRAPHIE**

- [1] L. Allain, « Barricade influence on blast wave propagation », SNPE / Division Défense Espace, 1994 ;
- [2] ARIA, descriptions d'accidents disponible sur le site de l'ARIA du ministère chargé du développement durable, [www.aria.developpement-durable.gouv.fr/](http://www.aria.developpement-durable.gouv.fr/) ;
- [3] Arrêté du 20/04/2007, « fixant les règles relatives à l'évaluation des risques et à la prévention des accidents dans les établissements pyrotechniques » ;
- [4] P. Ballereau, P. Carribault, F. Duboc, D. Dureau, C. Enaux, H. Jourdren, M. Pérache, « Méthode de raffinement adaptatif de maillage et modèles avancés de programmation pour le calcul haute performance », Chocs, 41, p. 81-87, 2012 ;
- [5] W. Baker, « Explosions in air », University of Texas Press, Austin, 1973 ;
- [6] G. Ben-Dor, « Shock wave reflection phenomena », Springer 2nd edition, 1991 ;
- [7] J. Borgers, « Blast walls reviewed », 21th Military Aspects of Blast and Shock, October 4 – 8th 2010 Jerusalem (Israel), 2010 ;
- [8] H.L. Brode, « Annual Review of Nuclear Science », vol 18, 153-202, 1968 ;
- [9] Circulaire DPPR/SEI2/IH-07-0111 du 20/04/2007, « relative à l'application de l'arrêté fixant les règles relatives à l'évaluation des risques et à la prévention des accidents dans les établissements pyrotechniques » ;
- [10] F. Duboc, H. Jourdren, C. Matignon, « Approche hydrodynamique en détonique : méthodes de simulation avancées », Chocs, 38, p. 64-71, 2010 ;
- [11] S. Eveillard, « Etude de l'influence d'une barrière de protection de type merlon face à une explosion », étude préliminaire du projet ANR BARPPRO, CEA – DAM, 2010 ;
- [12] S. Eveillard, « Rapport Bibliographique du CEA – DAM, tâche 1 Projet BARPPRO », livrable 1 du projet ANR BARPPRO (ANR-10-CSOSG-008), 2011 ;
- [13] S. Eveillard, N. Lardjane, J.-Y. Vinçont, I. Sochet, « Towards a fast-running method for blast wave mitigation by a prismatic blast wall », C.R. Mécanique 341, p. 625–635, 2013 ;
- [14] W. Fickett, W. C. Davis, « Detonation », University of California Press, Berkeley, Los Angeles, London, 1979 ;
- [15] F.G. Friedlander, « The diffraction of sound pulses », Diffraction by a semi-infinite plate, Roy. Soc. Lond Q, 186, 322 – 324, 1946 ;
- [16] GBPP, Guide SFEPa n°9, « Guide des Bonnes Pratiques en Pyrotechnie », 2009 ;
- [17] GFC, « Groupement Français de la Combustion », Dictionnaire des Mots de la Combustion, [www.gfcombustion.asso.fr](http://www.gfcombustion.asso.fr) ;
- [18] Green-Book TNO, « Method for the determination of possible damage to people and objects resulting from releases of hazardous materials », CPR 16E, CIP data of the Royal Library, First edition 1992 ;
- [19] A. Hadjadj, O. Sadot, Shock and blast waves mitigation, Shock Waves 23, pp. 1–4, 2013 ;
- [20] Handbook of Chemistry and Physics, 78th Edition, CRC Press, Boca Raton, New-York, 1997-1998 ;

- [21] F.G. Hulton, « The development of protective walls », 21th Military Aspects of Blast and Shock, October 4 – 8th 2010 Jerusalem (Israel), 2010 ;
- [22] D. Hyde, « Microcomputer Programs CONWEP and FUNPRO, Applications of TM 5-855-1, Fundamentals of Protective Design for Conventional Weapons (User's Guide) », Final rept., 1987 ;
- [23] H. Jourden, « A Hydrodynamic AMR Platform for Multi-Physics Simulations », Adaptive Mesh refinement – Theory and Applications, Lecture Notes in Computational Science and Engineering, volume 41, part III, pp 283-294, 2005 ;
- [24] M. J. Kamlet, C. Dickinson, « Evaluation of the Simplified Calculational Method for Chapman-Jouguet Detonation Pressures on the Basis of Available Experimental Information », Chemistry of Detonations. III, J. Chem. Phys., 48, 43, 1968 ;
- [25] L. Kazandjian, J.F. Danel, « A discussion of the Kamlet-Jacobs Formula for the Detonation », Propellants, Explosives, Pyrotechnics journal, volume 31, pp 20-24, 2006 ;
- [26] G.F. Kinney and J. Kenneth Graham, « Explosive shocks in the air », 2<sup>nd</sup> edition, Springer-Verlag, Berlin, 1985 ;
- [27] A. Lannoy, « Analyse des explosions air-hydrocarbure en milieu libre : Etudes déterministe et probabiliste du scénario d'accident », Prévision des effets de suppression, Bulletin Direct, Etudes et Recherches EDF, A4, 1984 ;
- [28] C. Matignon, « Etude de la détonation de deux mélanges stœchiométriques (CH<sub>4</sub>/H<sub>2</sub>/O<sub>2</sub>/N<sub>2</sub> et CH<sub>4</sub>/C<sub>2</sub>H<sub>6</sub>/O<sub>2</sub>/N<sub>2</sub>). Influence de la proportion relative des deux fuels et de la température initiale élevée », Thèse Université de Poitiers, France, 18 Décembre 2000 ;
- [29] Ch. Matignon, J.Y. Vinçont, S. Eveillard, « Numerical predictions of blast waves caused by accidental or intentional detonations of gaseous and condensed explosives in 3D complex geometries », Proc. of the 5th Int. Symp. On Tunnel Safety and Security, New-York, USA, pp.767-768, 2012 ;
- [30] P. Miller, « Towards the modeling of blast loads on structures », thesis for degree of Master of Applied Science, Department of Civil Engineering, University of Toronto, 2004 ;
- [31] B. Mohanty, University of Toronto, Engineering Geosciences Meeting, Toronto, ON, 22 April 2004 ;
- [32] C.E. Needham, « Blast waves », Springer-Verlag, New-York, 2010 ;
- [33] I. Sochet, « Blast effects of external explosions », 9th international Symposium on Hazards, Prevention and Mitigation of Industrial Explosions, September 5 – 10th 2010 Yokohama (Japon), 2010 ;
- [34] TERA100, <http://www-hpc.cea.fr/fr/complexe/tera.htm> ;
- [35] TM5-1300, U.S. Department of the Army, « Structures to Resist the Effects of Accidental Explosions », Army TM 5-1300, Navy NAVFAC P-397, AFR 88-22, Washington, D.C, Departments of the Army, Navy and Air Force, 2008 ;
- [36] S. Trélat, « Impact de fortes explosions sur les bâtiments représentatifs d'une installation industrielle », Thèse Université d'Orléans, France, 7 Décembre 2006 ;
- [37] Rapport NRDC, « The US nuclear war plan – a time for change », 2001 ;

- [38] R. C. Ripley, B. Von Rosen, D. V. Ritzel and D. R. Whitehouse, « Small-Scale Modeling of Explosive Blasts in Urban Scenarios », 21st Int. Symp. on Ballistics, Adelaide Australia, 2004 ;
- [39] R.A. Rose, P.D. Smith, G.C. Mays, « The effectiveness of walls designed for the protection of structures against airblast from high explosives », Proc. Inst. Civ. Engrs. Structs & Bldgs 100, 78-85, 1995.

## **ANNEXES**

<b>ANNEXE 1 : PRESENTATION D'UNE GEOMETRIE DE MERLON (GBPP (2009)) .....</b>	<b>222</b>
<b>ANNEXE 2 : CARACTERISTIQUES DE CAPTEURS PIEZOELECTRIQUES 113B26 .....</b>	<b>223</b>
<b>ANNEXE 3 : CARACTERISTIQUES DE L'AMPLIFICATEUR 482C05.....</b>	<b>224</b>
<b>ANNEXE 4 : NUMERISATION DES PROFILS DE SURPRESSION DE TRELAT (2006).....</b>	<b>225</b>
<b>ANNEXE 5 : REFLEXION D'UNE ONDE DE CHOC SUR UNE SURFACE CONVEXE .....</b>	<b>226</b>
<b>ANNEXE 6 : RELATIONS GEOMETRIQUES DE LA METHODE D'ESTIMATION RAPIDE DES EFFETS DES ONDES DE SOUFFLE .....</b>	<b>242</b>

## ANNEXE 1 : Présentation d'une géométrie de merlon (GBPP (2009))

- Hauteurs et pente :

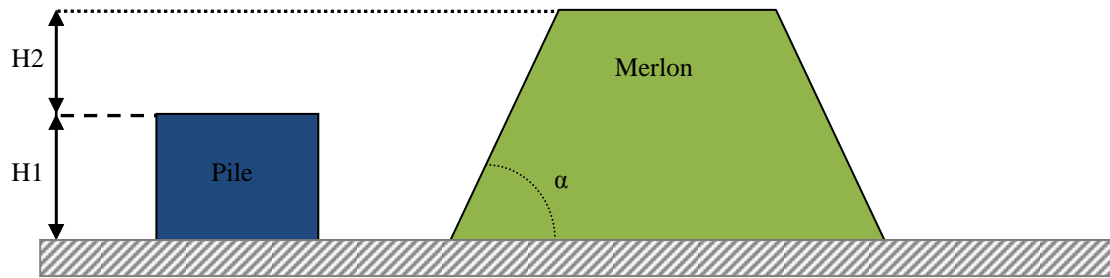


Figure A1 : Représentation schématique des hauteurs d'un merlon placé devant une pile de matière explosive

H1 : Hauteur de la pile de matière explosive

H (Hauteur du merlon) = H1 + H2

La pente est définie par son angle  $\alpha$  qui dépend du talutage naturel de la terre et influence la réflexion des ondes sur le merlon.

- Les épaisseurs e1 et e2 :

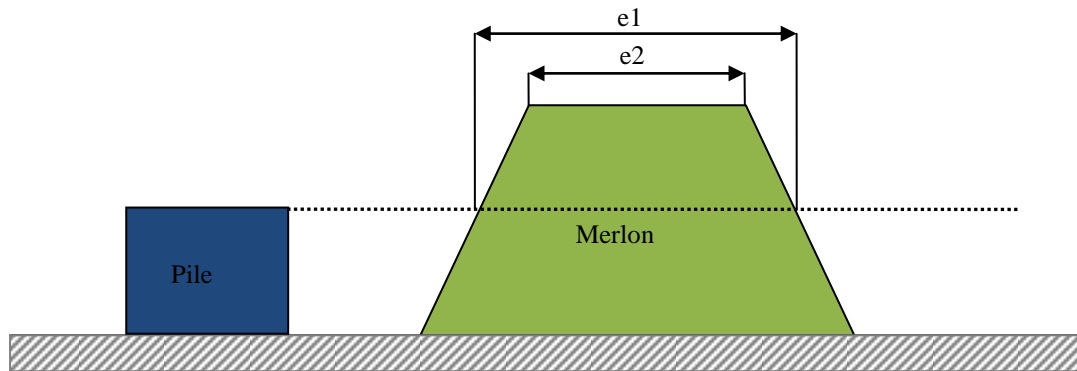


Figure A2 : Représentation schématique des différentes épaisseurs pour un merlon placé devant une pile de matière explosive

e1 : épaisseur du merlon au niveau de la pile

e2 : épaisseur du merlon à la crête

- Longueur du merlon

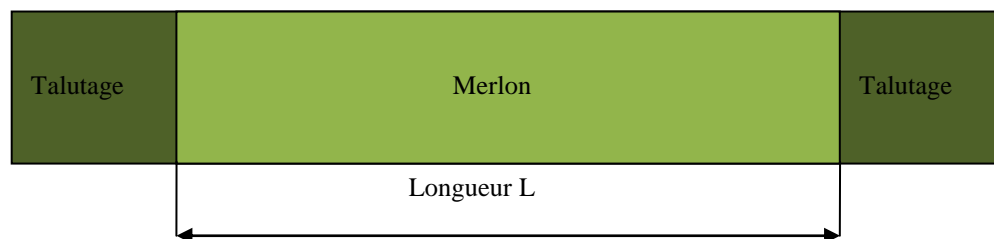


Figure A3 : Représentation schématique de la longueur d'un merlon

La longueur du merlon L ne comprend pas les talutages situés aux extrémités du merlon et ne comprend aucune discontinuité.

## ANNEXE 2 : Caractéristiques de capteurs piézoélectriques 113B26



Figure A4 : Capteur piézoélectrique

Les capteurs utilisés sont des capteurs piézoélectriques IPC 113B26, figure A4. Les caractéristiques techniques des capteurs fournies par le constructeur sont présentées ci-dessous, figure A5.

Model Number 113B26	ICP® PRESSURE SENSOR		Revision B ECN #: 31258
<b>Performance</b>	<b>ENGLISH</b>	<b>SI</b>	<b>Optional Versions</b> (Optional versions have identical specifications and accessories as listed for standard model except where noted below. More than one option may be used.)
Measurement Range (for ±5V output)	500 psi	3450 kPa	<b>E</b> - Emralon coating [5]
Useful Overrange (for ± 10V output)	1 kpsi	6895 kPa	Coating Emralon Emralon [5]
Sensitivity (±10 %)	10 mV/psi	1.45 mV/kPa	Electrical Isolation 10 <sup>3</sup> Ohm 10 <sup>3</sup> Ohm [5]
Maximum Pressure	10 kpsi	68950 kPa	Supplied Accessory: Model 065A08 Isolation ring, 0.250" OD x 0.218" ID x 0.027" thk, anodized aluminum [5]
Resolution	2 mpsi	0.014 kPa	Supplied Accessory: Model 065A22 Isolation Seal, .250" OD x .218" ID x .015", Torlon or Vespel [5]
Resonant Frequency	≥500 kHz	≥500 kHz	<b>H</b> - Hermetic Seal [5]
Rise Time	≤1.0 μ sec	≤1.0 μ sec	Sealing Welded Hermetic Welded Hermetic [5]
Low Frequency Response (-5 %)	0.01 Hz	0.01 Hz	<b>J</b> - Ground Isolated [5]
Non-Linearity	≤1.0 % FS	≤1.0 % FS	<b>N</b> - Negative Output Polarity [5]
<b>Environmental</b>			<b>S</b> - Stainless Steel Diaphragm [5]
Acceleration Sensitivity	≤0.002 psi/g	≤0.0014 kPa/(m/s <sup>2</sup> )	Diaphragm 316L Stainless Steel 316L Stainless Steel [5]
Temperature Range (Operating)	-100 to +275 °F	-73 to +135 °C	<b>W</b> - Water Resistant Cable [5]
Temperature Coefficient of Sensitivity	≤0.03 %/°F	≤0.054 %/°C	Supplied Accessory: Model 060A03 Clamp nut, 5/16-24-2A thd, 1/4" hex, stainless steel (for Series 111, 112 and 113) [5]
Maximum Flash Temperature	3000 °F	1649 °C	<b>WM</b> - Water Resistant Cable [5]
Maximum Vibration	2000 g pk	19614 m/s <sup>2</sup> pk	Supplied Accessory: Model 060A05 Clamp nut, M7 x 0.75-6G thd (for Series 111, M112 and M113) [5]
Maximum Shock	20000 g pk	196140 m/s <sup>2</sup> pk	
<b>Electrical</b>			<b>Notes</b>
Output Polarity (Positive Pressure)	Positive	Positive	[1] Typical.
Discharge Time Constant (at room temp)	≥50 sec	≥50 sec	[2] For +10 volt output, minimum 24 VDC supply voltage required. Negative 10 volt output may be limited by output bias.
Excitation Voltage	20 to 30 VDC	20 to 30 VDC	[3] Zero-based, least-squares, straight line method.
Constant Current Excitation	2 to 20 mA	2 to 20 mA	[4] See PCB Declaration of Conformance PS023 for details.
Output Impedance	<100 Ohm	<100 Ohm	[5] For sensor mounted in thread adaptor, see adaptor installation drawing for supplied accessories.
Output Bias Voltage	8 to 14 VDC	8 to 14 VDC	[6] Used with optional mounting adaptor.
<b>Physical</b>			[7] Clamp nut installed prior to cable attachment.
Sensing Geometry	Compression	Compression	
Sensing Element	Quartz	Quartz	
Housing Material	17-4 Stainless Steel	17-4 Stainless Steel	
Diaphragm	Invar	Invar	
Sealing	Welded Hermetic	Welded Hermetic	
Electrical Connector	10-32 Coaxial Jack	10-32 Coaxial Jack	
Weight (with clamp nut)	0.20 oz	6.0 gm	
<b>CE</b> [4]			
All specifications are at room temperature unless otherwise specified. In the interest of constant product improvement, we reserve the right to change specifications without notice. ICP® is a registered trademark of PCB group, Inc.			
<b>Supplied Accessories</b>			
060A03 Clamp nut, 5/16-24-2A thd, 1/4" hex, stainless steel (1)			
060A05 Clamp nut M7 x 0.75-6g thd (1)			
065A02 Seal ring, sensor flush mount, 0.248" OD x 0.219" ID x 0.015" thk, brass (3)			
065A05 Seal sleeve sensor recess mount 0.248" OD x 0.221" ID x 0.240" thk 17-7 (1)			
Entered: LLH	Engineer: NJL	Sales: RWM	Approved: LLH
Date: 09/09/2009	Date: 08/25/2009	Date: 09/01/2009	Date: 09/11/2009
			Spec Number: 40649
<b>PCB PIEZOTRONICS</b> PRESSURE DIVISION		3425 Walden Avenue Depew, NY 14043 UNITED STATES Phone: 800-828-8840 Fax: 716-684-0987	

Figure A5 : Caractéristiques des capteurs piézoélectriques

Lors de l'étude préliminaire du projet ANR BARPPRO (Eveillard (2010)), des capteurs Kistler 603B ont été utilisés. Ces capteurs ont semblé être un peu plus précis que les capteurs PCB IPC 113B26 pour l'acquisition des profils de pression dans une zone de forte détente d'onde de choc (par exemple l'arête aval d'un merlon).

## ANNEXE 3 : Caractéristiques de l'amplificateur 482C05

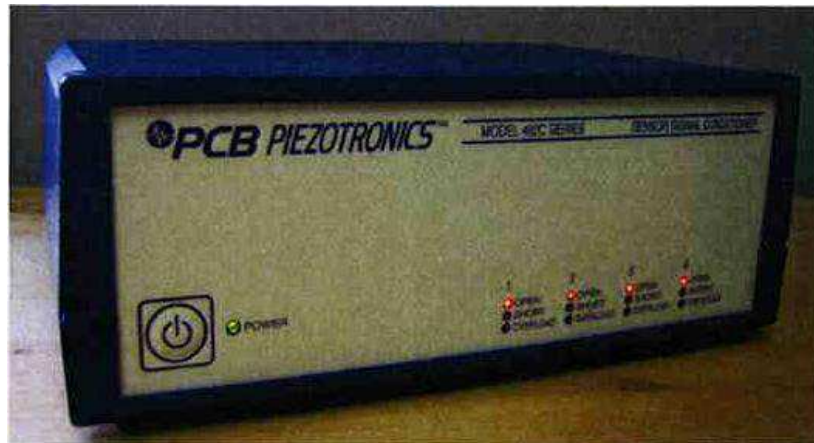


Figure A6 : amplificateur 482C05

Les capteurs piézoélectriques sont connectés à des amplificateurs (figure A6) puis leur sortie est connectée à la centrale d'acquisition. L'amplification est réglée directement par la centrale d'acquisition en fonction de la sensibilité de chaque capteur. Les caractéristiques techniques des amplificateurs fournies par le constructeur sont présentées sur la figure A7.



Model Number 482C05	FOUR-CHANNEL, ICP® SENSOR SIGNAL CONDITIONER		Revision G ECN #: 39050		
<b>Performance</b>	<b>ENGLISH</b>	<b>SI</b>	<b>Optional Versions</b> (Optional versions have identical specifications and accessories as listed for standard model except where noted below. More than one option maybe used.)  <b>Notes</b> [1] User adjustable, factory set at 4 mA ( $\pm 0.5$ mA). One control adjusts all channels. [2] Typical. [3] See PCB Declaration of Conformance PS024 for details.  <b>Supplied Accessories</b> 017AXX Power Cord () 488B04/NC Power Converter ()		
Channels	4	4			
Sensor Input Type(s)	ICP®	ICP®			
Voltage Gain ( $\pm 1\%$ ) (at 500 Hz)	1:1	1:1			
Output Range (Maximum)	$\pm 10$ V	$\pm 10$ V			
Low Frequency Response (-5 %)	<0.1 Hz	<0.1 Hz			
High Frequency Response (-5 %)	>1000 kHz	>1000 kHz			
Phase Response (at 1 kHz)	$\pm 1^\circ$	$\pm 1^\circ$			
Cross Talk (maximum)	-72 dB	-72 dB			
Fault/Bias Monitor/Meter (LED)	Open/Short/Overload	Open/Short/Overload			
<b>Environmental</b>					
Temperature Range (Operating)	+32 to +120 °F	0 to +50 °C			
<b>Electrical</b>					
Power Required (for supplied AC power adaptor)	AC Power	AC Power			
Power Required (direct input to unit)	DC power	DC power			
AC Power (47 to 63 Hz)	100 to 240 VAC	100 to 240 VAC			
AC Power	$\leq 0.7$ amps	$\leq 0.7$ amps			
Excitation Voltage ( $\pm 1$ VDC) (To Sensor)	+26 VDC	+26 VDC			
DC Offset	<20 mV	<20 mV			
DC Power	+32 to 38 VDC	+32 to 38 VDC			
DC Power	<0.25 amps	<0.25 amps			
Constant Current Excitation (To Sensor)	0 to 20 mA	0 to 20 mA	[1]		
Output Impedance	50 Ohm	50 Ohm			
Overload Threshold ( $\pm 1.0$ Vpk)	+10 Vpk	+10 Vpk			
Broadband Electrical Noise (1 to 10000 Hz)	3.5 $\mu$ V rms	3.5 $\mu$ V rms	[2]		
Spectral Noise (1 Hz)	1.30 $\mu$ V/ $\sqrt$ Hz	1.30 $\mu$ V/ $\sqrt$ Hz	[2]		
Spectral Noise (10 Hz)	0.10 $\mu$ V/ $\sqrt$ Hz	0.10 $\mu$ V/ $\sqrt$ Hz	[2]		
Spectral Noise (100 Hz)	0.08 $\mu$ V/ $\sqrt$ Hz	0.08 $\mu$ V/ $\sqrt$ Hz	[2]		
Spectral Noise (1 kHz)	0.07 $\mu$ V/ $\sqrt$ Hz	0.07 $\mu$ V/ $\sqrt$ Hz	[2]		
Spectral Noise (10 kHz)	0.07 $\mu$ V/ $\sqrt$ Hz	0.07 $\mu$ V/ $\sqrt$ Hz	[2]		
<b>Physical</b>					
Electrical Connector (ICP® Sensor Input)	BNC Jack	BNC Jack			
Electrical Connector (Output)	BNC Jack	BNC Jack			
Electrical Connector (DC Power Input)	5-socket DIN (female)	5-socket DIN (female)			
Size (Height x Width x Depth)	3.2 in x 8.0 in x 5.9 in	8.1 cm x 20 mm x 15 mm			
Weight	1.25 lb	567 gm			
<div style="display: flex; justify-content: space-between;"> <div style="width: 45%;">  <p>All specifications are at room temperature unless otherwise specified. In the interest of constant product improvement, we reserve the right to change specifications without notice. ICP® is a registered trademark of PCB group, Inc.</p> </div> <div style="width: 45%; text-align: right;">  <p>3425 Walden Avenue Depew, NY 14043 UNITED STATES Phone: 800-828-8840 Fax: 716-684-0987 E-mail: info@pcb.com Web site: www.pcb.com</p> </div> </div>					
Entered: LLH		Engineer: KL	Sales: JJM	Approved: BAM	Spec Number:
Date: 04/24/2012		Date: 04/11/2012	Date: 04/13/2012	Date: 04/17/2012	35061

Figure A7 : Caractéristiques techniques des amplificateurs 482C05

#### ANNEXE 4 : Numérisation des profils de surpression de Trélat (2006)

Les données expérimentales de Trélat (2006) sont extraites des profils de surpression présentés dans son mémoire. Les profils de surpression pour les capteurs placés dans une zone de forte détente d'onde de choc sont numérisés avec partir le logiciel « Plot Digitizer » (version 2.5.1, open source).

La figure A8 présente un exemple de graphique extrait de la thèse de Trélat (2006). Un zoom de chaque profil de pression est réalisé afin de numériser avec la meilleure précision possible ces historiques.

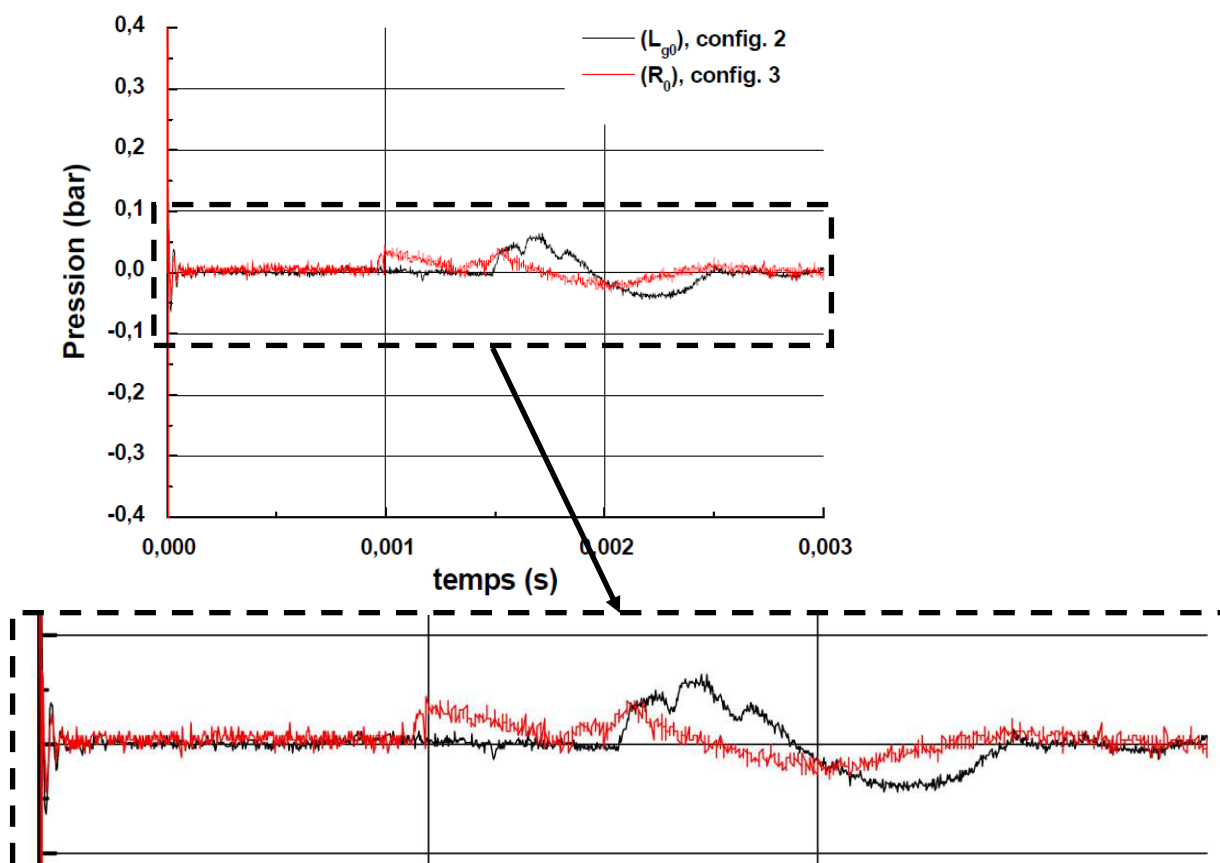


Figure A8 : Exemple de graphique extrait de la thèse de Trélat (2006)

De plus pour certains capteurs, la faible dynamique observée se traduit par un bruit important sur la mesure. Ce bruit induit, malgré les précautions prises, une imprécision dans la lecture du maximum de surpression.

La même procédure est reconduite pour les différents historiques de pression d'intérêt.



## ANNEXE 5 : Réflexion d'une onde de choc sur une surface convexe

Le phénomène physique de réflexion peut être observé lors de l'interaction d'une onde de choc avec une interface. La réflexion est un phénomène non linéaire et dépend de la nature de l'onde incidente (onde plane par rapport au sol ou sphérique divergente, nombre de Mach incident ( $M_i$ ),...), de la forme de l'interface (surface plane, convexe, concave, inclinaison de la paroi ( $\Omega$ ),...) et des caractéristiques des milieux à l'interface (impédance des milieux  $Z = \rho \times c$  ( $\rho$ , masse volumique ;  $c$ , célérité du son dans le milieu), § 1.3.1). Cette réflexion considère le cas d'un obstacle comme indéformable et infiniment rigide ( $\rho_1 = \infty$ ,  $z_1 = \infty$ ). La surface est donc considérée comme parfaitement réfléchissante.

L'interaction d'une onde de choc avec une surface plane infiniment rigide a fait l'objet de nombreux travaux (Ben-Dor (1991), TM5-1300 (2008)). Ces travaux présentent les différents régimes de réflexion : Réflexion Régulière (RR) et Réflexion Irrégulière (Transition vers une Réflexion de Mach (TRM) ou Réflexion de Mach (RM) (directe, inverse, stationnaire)). Le passage entre les différents régimes dépend de l'angle d'incidence ( $\beta$ ) et de la nature de l'onde incidente (nombre de Mach incident ( $M_i$ )). Des abaques et des diagrammes permettent d'estimer rapidement la nature de l'onde réfléchi (Réflexion Régulière ou Réflexion Irrégulière) et le maximum de surpression réfléchi obtenu sur une paroi plane ( $\Delta P_r^+$ ) pour une onde incidente plane ou sphérique divergente.

La réflexion d'une onde de choc sphérique divergente sur une surface convexe est encore peu documentée dans la littérature. Les travaux de Ben-Dor (1991) et de Trélat (2006) proposent quelques observations et réflexion sur ce sujet, mais ils ne tiennent pas forcément compte de l'ensemble des paramètres de la surface d'intérêt et des caractéristiques de l'onde de choc. Cette annexe s'intéresse à ce phénomène de réflexion sur une surface convexe en fonction des paramètres de la surface dans le cas d'une onde incidente sphérique divergente. Les résultats et les observations le sont à partir de résultats de simulations numériques effectuées avec le code de calculs HERA (Jourden (2005)) en géométrie 2D-axisymétrique pour un maillage « fin » (standard de calcul, voir § 2.4.4).

### A1.1. Présentation de l'étude

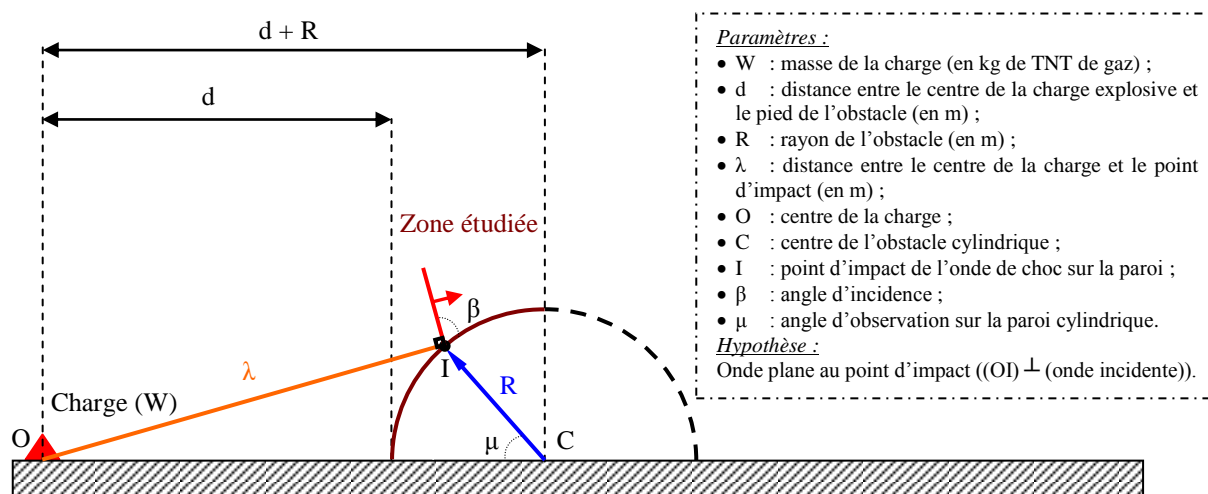


Figure A9 : Représentation schématique d'une configuration de surface convexe

La configuration étudiée est une surface convexe placée à une distance  $d$  du centre de la charge (point  $O$ ), figure A9. L'obstacle possède un rayon de courbure ( $R$ ) et l'onde sphérique divergente est supposée plane au point d'impact ( $I$ ). Lors de l'interaction de l'onde de choc avec la paroi, l'onde subit une réflexion, figure A10. Ce phénomène physique dépend

de plusieurs paramètres : nature de l'onde incidente ( $M_i, \Delta P_i^+$ ) et de l'angle d'incidence ( $\beta$ ) (§ 1.3.1.7).

Le maximum de surpression incidente est déterminé à partir de formules empiriques en fonction de la nature de la charge explosive hémisphérique et de la distance réduite entre le centre de la charge et le point d'impact ( $z$  ou  $\lambda$ ) :

- TNT :  $z$  en  $\text{m/kg}^{1/3}$  de TNT, par exemple Kinney (1985)
- Gaz :  $\lambda$  en  $\text{m/MJ}^{1/3}$ , par exemple Trélat (2006)



Figure A10 : Visualisation de la propagation d'une onde de choc sur une surface convexe ( $R = 0,18 \text{ m}$ , soit  $1,10 \text{ m/MJ}^{1/3}$ ) pour un obstacle placé à  $d = 0,12 \text{ m}$  (soit  $0,73 \text{ m/MJ}^{1/3}$ ) du centre d'une charge de gaz (propane-oxygène à la stœchiométrie,  $E = 4,4 \cdot 10^{-3} \text{ MJ}$ ) ( $t = 0,28 \text{ ms}$ , soit  $1,71 \text{ ms/MJ}^{1/3}$ )

### A1.2. Etat de l'art

L'étude de la réflexion sur une surface convexe est abordée par Ben-Dor (1991). L'auteur met en avant la complexité des différents régimes de réflexion qui interviennent lors de l'interaction de l'onde de choc avec ce type de surface. Il mentionne également l'importance de trois paramètres : le rayon du cylindre ( $R$ ), l'angle d'incidence ( $\beta$ ) et les caractéristiques de l'onde de choc incidente (maximum de surpression, nombre de Mach,...). A partir de ces travaux, il est possible d'établir le diagramme de régimes suivant, figure A11.

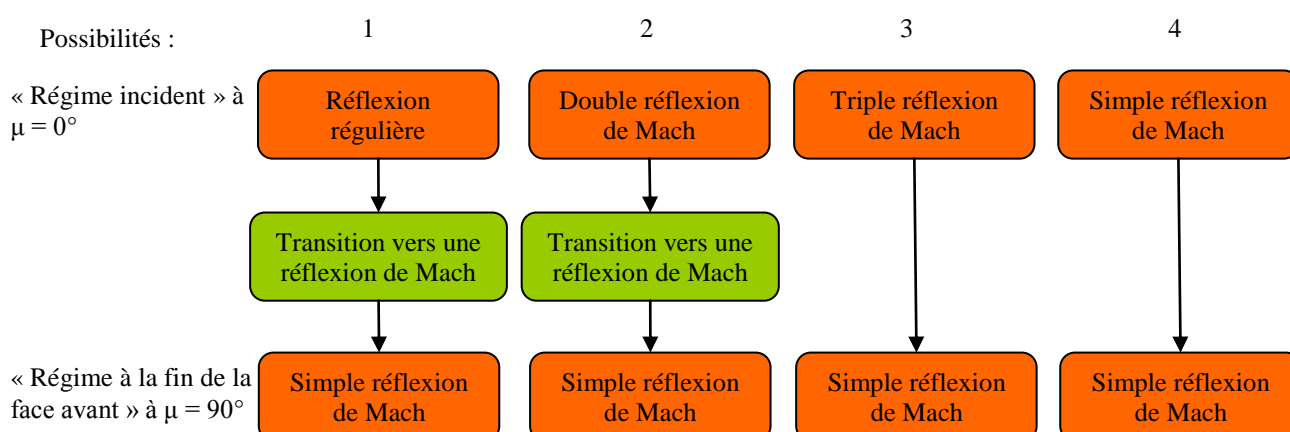


Figure A11 : Diagramme des réflexions possibles le long d'une paroi convexe

La réflexion d'une onde de choc sur une surface cylindrique a également été étudiée par Trélat (2006). L'auteur étudie pour une charge gazeuse (propane-oxygène à la stœchiométrie) l'interaction d'une onde de choc avec un obstacle cylindrique. A partir de ses données expérimentales, Trélat (2006) établit des formules empiriques pour estimer l'évolution du maximum de surpression et ainsi que l'impulsion positive le long de la surface cylindrique, tableau A1.

Caractéristiques de l'onde de choc	Formulations de Trélat (2006)
$\Delta P^+$ (en bar)	$\frac{\Delta P^+}{P_0} = \exp(a + b \times \ln(\lambda))$
$I^+$ (en bar.ms)	$\frac{I^+}{E^{1/3}} = \exp(A + B \times \ln(\lambda))$
A, B, a, b : coefficients établis suivant la zone étudiée $P_0$ : pression atmosphérique (bar) E : énergie de la détonation de la charge explosive (MJ)	

Tableau A1 : Formules empiriques de Trélat (2006)

Cette formulation ne tient cependant pas compte de l'ensemble des paramètres nécessaire à la description de sa configuration cylindrique :  $d$ ,  $\beta$ ,  $R$ ,... De plus, le phénomène physique de réflexion est non-linéaire et la formulation étant empirique, il est impossible d'étendre ses formulations à l'ensemble des surfaces convexes.

### A1.3. Configurations étudiées

Cette surface convexe est placée à 0,12 m, soit  $0,73 \text{ m/MJ}^{1/3}$  du centre d'une charge hémisphérique de gaz (propane-oxygène à la stœchiométrie). Le rayon du cylindre étudié par Trélat (2006) ( $R$ ) vaut 0,18 m, soit  $1,10 \text{ m/MJ}^{1/3}$ . Cette étude s'effectue avec ce même rayon, figure A12 et tableau A2.

La configuration d'intérêt sera étudiée par simulation numérique en géométrie 2D-axisymétrique « fin » avec des mailles de 0,13 mm au passage du front de choc, soit  $0,8 \text{ mm/MJ}^{1/3}$ . L'évolution du maximum de surpression le long du cylindre est obtenue pour une charge hémisphérique de gaz de rayon  $R_0$  ( $R_0 = 0,041 \text{ m}$ , soit  $E = 4,4 \cdot 10^{-3} \text{ MJ}$ ).

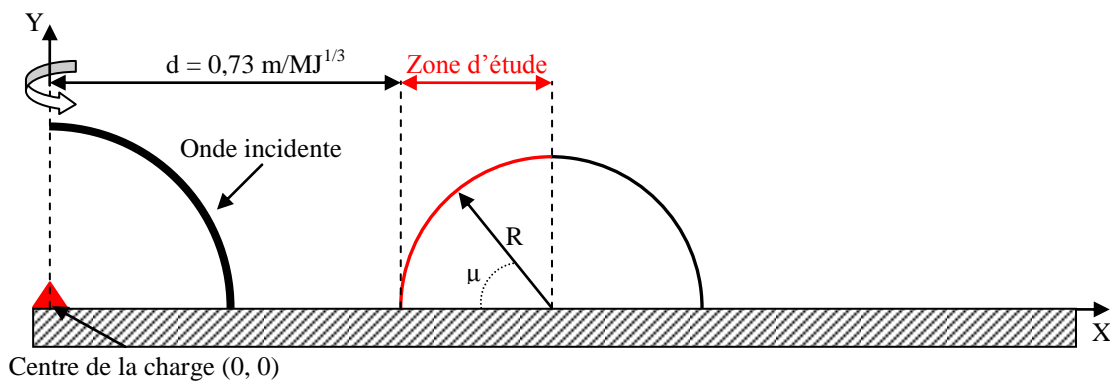


Figure A12 : Représentation schématique de la configuration choisie pour étudier un cas de réflexion sur une surface convexe

Rayon de l'obstacle (R) (en m)	Rayon de la charge de gaz (en m) (propane-oxygène à stœchiométrie)	Distance entre le centre de la charge et l'obstacle (d) (en m)
0,18	0,041 ( $E = 4,4 \cdot 10^{-3} \text{ MJ}$ )	0,12
Approche en géométrie 2D-axisymétrique avec la mise en œuvre d'un maillage « fin » issu du standard de calcul		

Tableau A2 : Surface convexe étudiée par simulation numérique

**A1.4. Paramètres de la configuration étudiée**

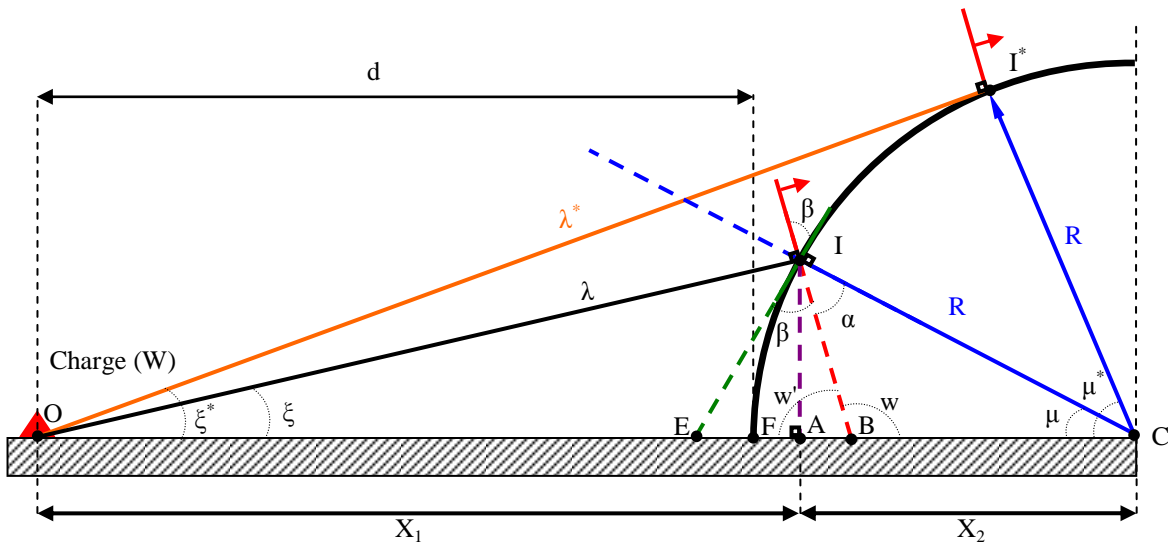


Figure A13 : Représentation de la configuration étudiée

La figure A13 présente les différents paramètres permettant de décrire la réflexion sur une surface convexe :  $R$ ,  $\beta$ ,  $\mu$ ,  $\lambda$  et  $d$ . Deux points d'impact sont ici considérés :  $I$  et  $I^*$ . Le premier point ( $I$ ) représente un point d'impact de l'onde de choc sur la surface convexe en vue directe du centre de la charge (phénomène de réflexion). Le point  $I^*$  correspond à la fin de la zone en vue directe de la charge et donc le passage d'un phénomène de réflexion vers un phénomène de détente du pied de Mach issu de la réflexion sur la surface en vue directe. A partir des paramètres de la surface d'intérêt ( $R$ ,  $\beta$ ,  $\mu$ ,  $\lambda$  et  $d$ ), il est possible d'établir différentes relations géométriques entre les paramètres.

- Angle d'observation ( $\mu$ )

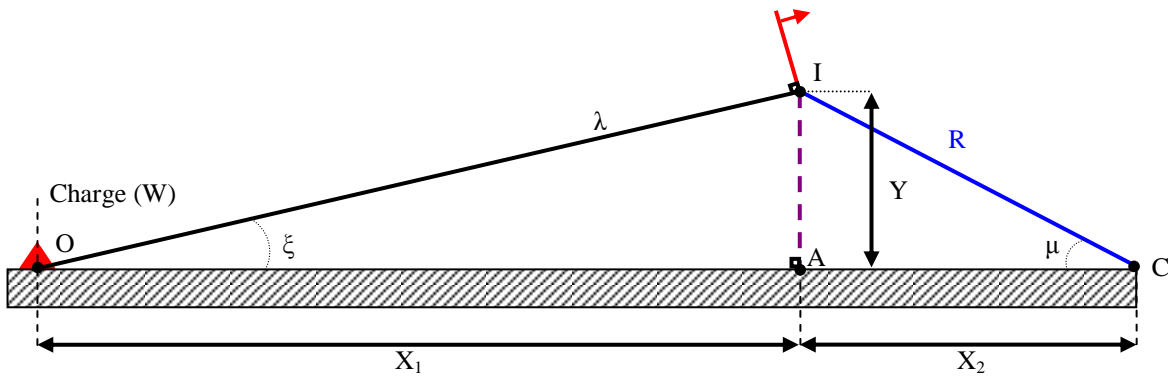


Figure A14 : Représentation du triangle OCI

Relations géométriques avec les deux triangles (OIA) et (CIA), figure A14 :

$$X_1 + X_2 = d + R \tag{A1}$$

$$\lambda^2 = X_1^2 + Y^2 \text{ (triangle OIA)} \tag{A2}$$

$$R^2 = X_2^2 + Y^2 \text{ (triangle CIA)} \tag{A3}$$

$$X_2 = R \times \cos(\mu) \text{ (triangle CIA)} \tag{A4}$$

Résolution du problème :

$$R^2 = X_2^2 + \lambda^2 - X_1^2 \quad (\text{A5})$$

$$R^2 = X_2^2 + \lambda^2 - ((d+R) - X_2)^2 \quad (\text{A6})$$

$$X_2 = \frac{R^2 - \lambda^2 + (d+R)^2}{2 \times (d+R)} \quad (\text{A7})$$

$$\mu = \arccos\left(\frac{R^2 - \lambda^2 + (d+R)^2}{2 \times R \times (d+R)}\right) \quad (\text{A8})$$

La relation (A8) permet de calculer l'angle d'observation en fonction des distances  $\lambda$ ,  $R$  et  $d$ . De la relation (A7), il est possible de déduire la distance  $\lambda$  en fonction de l'angle d'observation ( $\mu$ ), du rayon ( $R$ ) et de la distance entre le centre de la charge et l'obstacle ( $d$ ).

$$\lambda = d \times (1 + R/d) \times \sqrt{1 - \cos^2(\mu) + \left(\frac{R/d}{1 + R/d} - \cos(\mu)\right)^2} \quad (\text{A9})$$

- Angle limite d'observation ( $\mu^*$ ) (limite de la surface en vue directe de la charge)

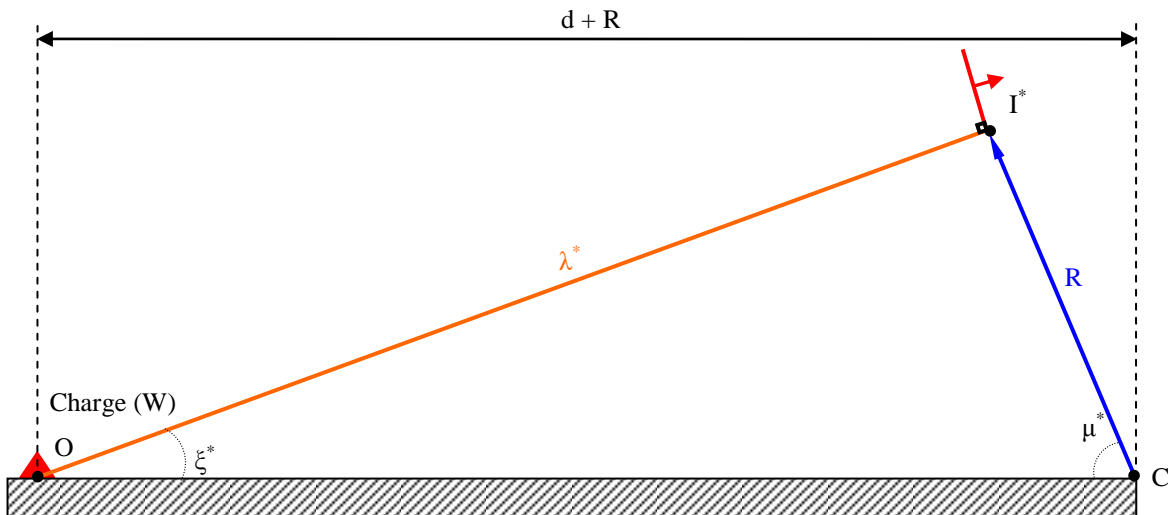


Figure A15 : Représentation du triangle  $OCI^*$

Relations géométriques avec le triangle ( $OCI^*$ ), figure A15 :

$$\mu^* = \arccos\left(\frac{R/d}{1 + R/d}\right) \quad (\text{A10})$$

A partir de la relation (A9) et (A10), il est possible d'exprimer la distance  $\lambda$  en fonction de l'angle d'observation ( $\mu$ ), du rayon de l'obstacle ( $R$ ) et de l'angle limite ( $\mu^*$ ).

$$\lambda = \frac{R}{\cos(\mu^*)} \times \sqrt{1 - \cos^2(\mu) + (\cos(\mu^*) - \cos(\mu))^2} \quad (\text{A11})$$

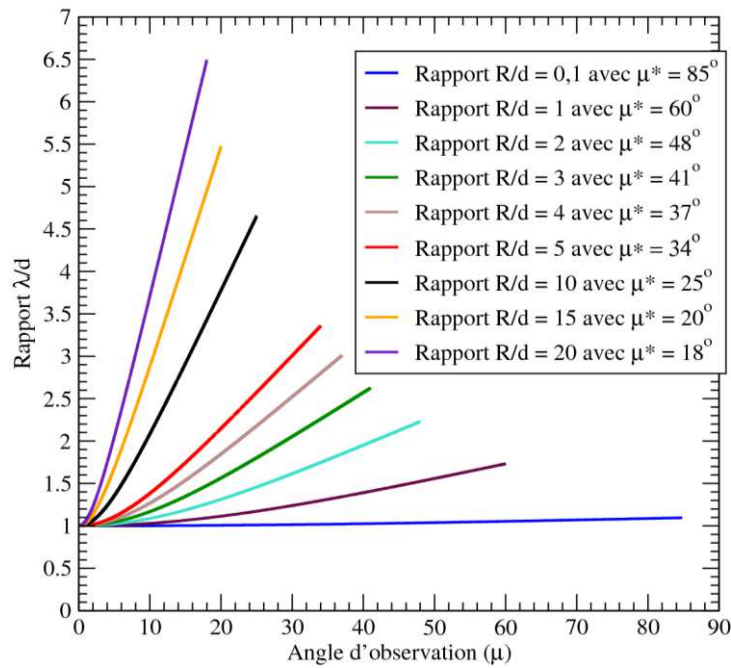


Figure A16 : Evolution du rapport  $\lambda/d$  en fonction de l'angle d'observation ( $\mu$ ) et du rapport  $R/d$

La figure A16 présente l'évolution du rapport  $\lambda/d$  en fonction de l'angle d'observation ( $\mu$ ) pour plusieurs rapports  $R/d$ . Ce réseau de courbes permet de mettre en évidence la perturbation de l'obstacle sur la propagation de l'onde de choc incidente ( $\lambda/d$ ) en fonction de la position de la surface convexe par rapport au centre de la charge explosive ainsi que de son rayon de courbure ( $R/d$ ). Pour un obstacle proche de la charge explosive ( $R/d > 1$ ), il est important de tenir compte de l'effet de courbure sphérique de l'onde incidente dans le calcul de l'angle d'incidence ( $\beta$ ).

Pour une surface convexe avec un faible rayon de courbure et éloignée du centre de la charge ( $R/d \ll 1$ ), l'hypothèse d'une onde plane par rapport au sol peut être envisagée dans le cas d'une onde incidente sphérique divergente ( $\beta \approx \mu$ ).

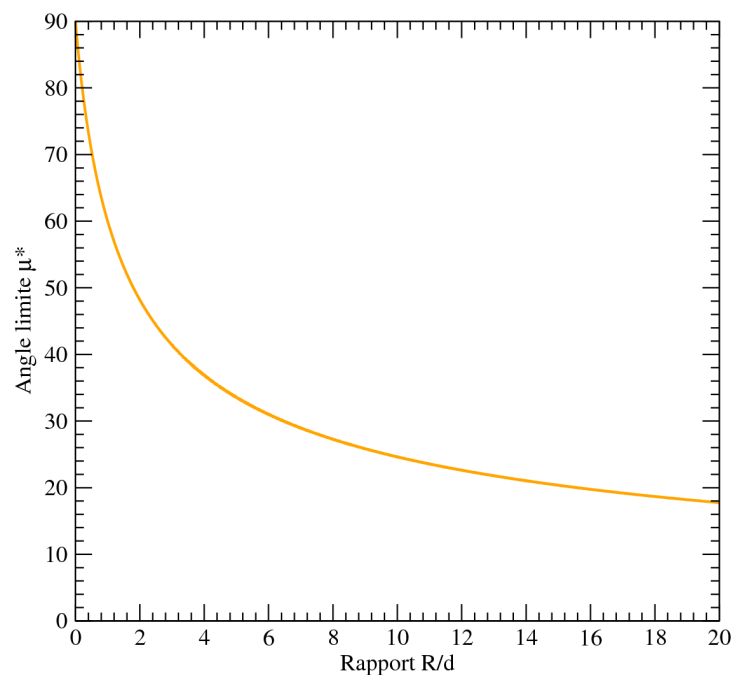


Figure A17 : Evolution de l'angle limite ( $\mu^*$ ) en fonction du rapport  $R/d$

Le tracé de l'évolution de l'angle limite ( $\mu^*$ ) en fonction du rapport  $R/d$  permet d'observer l'importance du phénomène de réflexion suivant les dimensions et la position de la surface convexe par rapport au centre de la charge ( $R/d$ ), figure A17. Pour un obstacle avec un rayon de courbure important et proche de la charge explosive ( $R/d > 1$ ), la surface de réflexion (zone en vue directe de la charge) ne représente qu'une faible proportion de la face avant du cylindrique. Le pied de Mach issu de la réflexion sur la surface en vue directe de la charge subit un phénomène de détente sur le « reste » du cylindre ( $\mu > \mu^*$ ). A l'inverse pour une surface convexe éloignée du centre de la charge avec un faible rayon de courbure ( $R/d \ll 1$ ), le phénomène de réflexion est prédominant par rapport à la détente sur la face avant de l'obstacle cylindrique.

- Angle d'incidence ( $\beta$ )

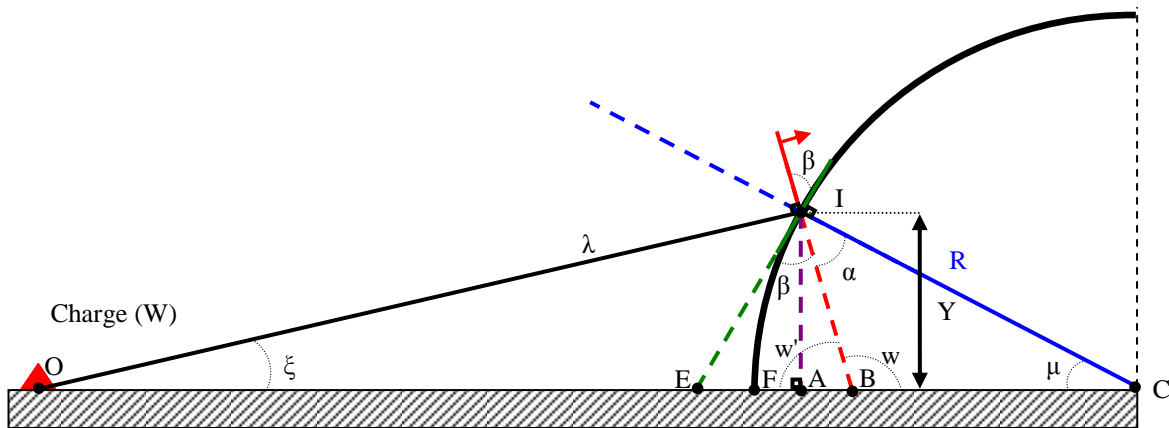


Figure A18 : Représentation du triangle OCI

Les relations géométriques avec les triangles (ACI), (CBI) et (OBI) permettent de calculer l'angle d'incidence ( $\beta$ ) en fonction des paramètres géométriques de la configuration, figure A18 et relation (A12) :

$$\beta = \mu + \arcsin\left(\frac{R \times \sin(\mu)}{\lambda}\right) \quad (\text{A12})$$

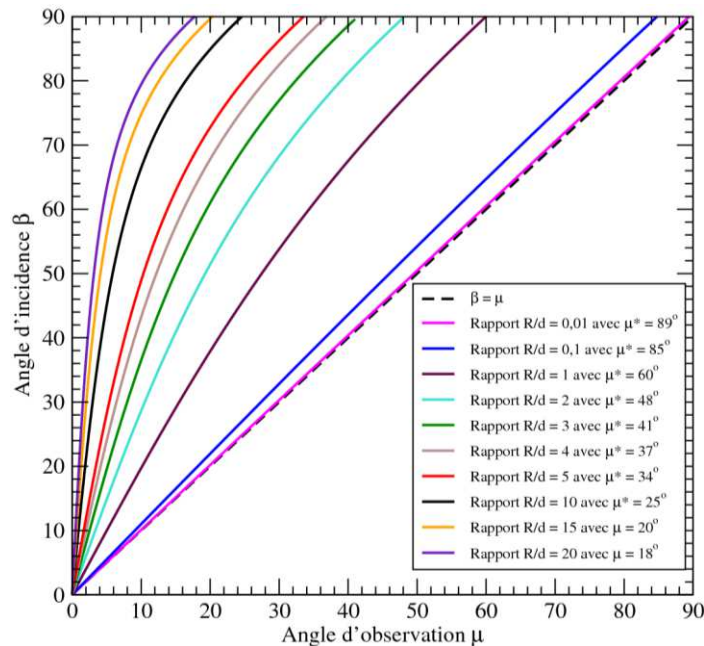


Figure A19 : Evolution de l'angle d'incidence  $\beta$  en fonction de l'angle d'observation ( $\mu$ ) et du rapport R/d

L'évolution de l'angle d'incidence ( $\beta$ ) en fonction de l'angle d'observation ( $\mu$ ) et du rapport R/d est présentée sur la figure A19. A partir de l'évolution de l'angle d'incidence ( $\beta$ ) et de la formule simplifiée de Kinney (1985) (relation (40)), il est possible d'analyser l'évolution du régime de réflexion le long de la surface d'intérêt en fonction du rapport R/d.

Si une structure est placée à proximité de la charge explosive ( $\lambda$  faible), le nombre de Mach incident ( $M_i$ ) sur la surface sera plus élevé que pour un obstacle éloigné ( $\lambda$  important donc atténuation par la distance parcourue).

Pour un rapport R/d important, le régime de réflexion le long de la surface convexe tendra très rapidement vers une réflexion de Mach conduisant ainsi à la formation d'un pied de Mach (si R/d important,  $\lambda$  faible,  $M_i$  important,  $\beta$  évolue rapidement, formation d'un front quasiment dès le début de la paroi). A l'inverse pour un rapport R/d faible, la formation du pied de Mach n'est possible qu'au sommet de la surface.

Cette analyse, à partir de relations géométriques et de la formule simplifiée de Kinney (1985), correspond aux observations de Ben-Dor (1991) qui a constaté la présence d'un pied de Mach au sommet de la surface convexe.

## **A1.5. Etude du phénomène de réflexion**

### A1.5.1. Analyse des configurations

A partir de la relation (83) sur la limite entre les régimes de réflexion, il est possible d'estimer l'angle d'incidence de transition ( $\beta_M$ ) entre une Réflexion Régulière (RR) et une Réflexion de Mach (RM, réflexion Irrégulière) sur la surface. Le nombre de Mach incident ( $M_i$ ) est déduit du maximum de surpression incidente ( $\Delta P_i^+$ ) à l'aide de la formule analytique (73). Le maximum de surpression incidente ( $\Delta P_i^+$ ) pour une charge de gaz (propane-oxygène à la stœchiométrie) est estimé à partir de la formule empirique de Trélat (2006) (formule (10)).

Dans la configuration étudiée, la surface convexe se situe à 0,12 m du centre de la charge gazeuse (soit  $d = 0,73 \text{ m/MJ}^{1/3}$ ). Le rayon de courbure vaut 0,18 m (soit  $R = 1,1 \text{ m/MJ}^{1/3}$ ). D'après la formule empirique sur les régimes de réflexion de



Kinney (1985), l'angle de transition ( $\beta_M$ ) entre une réflexion régulière (RR) et une réflexion de Mach (RM) est estimé à  $42,6^\circ$  (soit  $\mu_M = 18,6^\circ$  et  $\lambda_M = 1,0 \text{ m/MJ}^{1/3}$ ), figure A20.

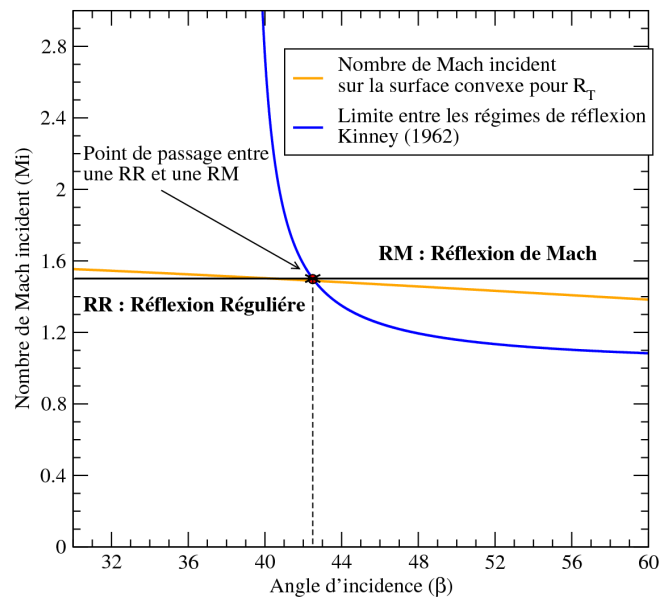


Figure A20 : Régime de réflexion sur la surface cylindrique

Lors de l'interaction d'une onde de choc sur une surface convexe, l'onde subit un phénomène de réflexion sur la face en vue directe de la charge ( $\mu < \mu^*$ ). Après ce phénomène de réflexion, l'onde subit une détente sur le reste de la surface ( $\mu > \mu^*$ ). Le pied de Mach formé sur la paroi va se détendre sur la surface non exposée à la charge. Ce phénomène conduit à une atténuation du maximum de surpression ( $\Delta P^+$ ) et de l'impulsion positive ( $I^+$ ) le long de paroi. L'angle limite pour la configuration étudiée est de  $53,1^\circ$ . A partir de cet angle limite, l'analyse bibliographique indique qu'il faut envisager un phénomène de détente.

#### A1.5.2. Résultats et observations

L'étude de l'interaction de l'onde de choc générée par la détonation d'un mélange gazeux avec une surface convexe est étudiée par simulation numérique en géométrie 2D-axisymétrique avec un maillage « fin » (standard de calcul).

- Capteur de référence

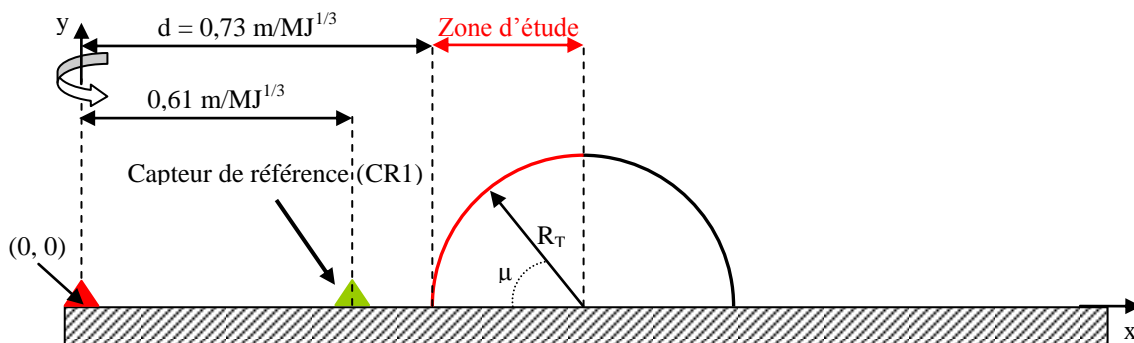


Figure A21 : Représentation de la position du capteur de référence, expérience de Trélat (2006)

L'analyse du capteur de référence permet de comparer les résultats obtenus par simulation numérique avec la formulation de Trélat (2006), cas d'une configuration en champ libre pour

une charge de gaz (propane-oxygène à la stœchiométrie). Le capteur de référence est placé à 0,10 m du centre de la charge explosive, soit  $\lambda = 0,61 \text{ m/MJ}^{1/3}$  (figure A21).

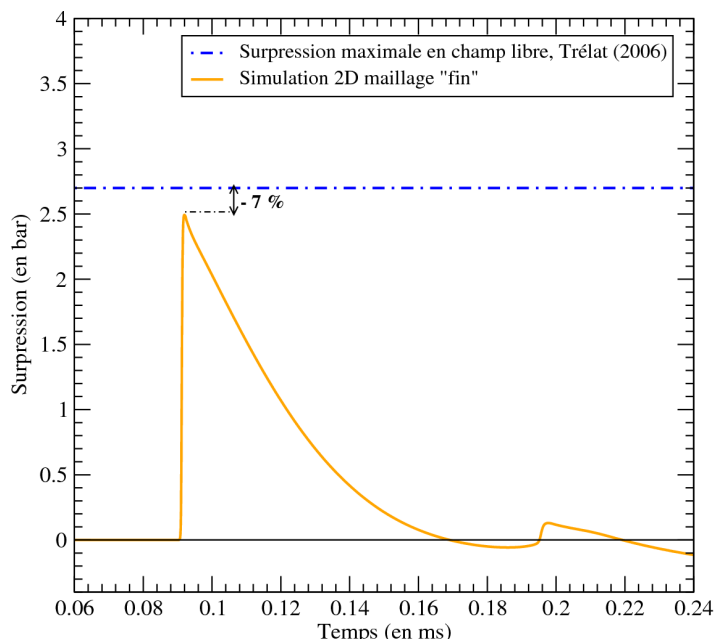


Figure A22 : Profil de surpression pour le capteur de référence

L'analyse du capteur de référence permet de constater qu'en ce point la simulation numérique sous-estime d'environ 7% la mesure de Trélat (2006) ce qui paraît acceptable, figure A22.

Les capacités de l'outil de simulation à restituer les phénomènes de réflexion et de détente ont été confirmées lors de l'étude des configurations élémentaires (chapitre 3).

- Analyse des résultats

Les valeurs du maximum de surpression réfléchi sont extraites le long de la paroi convexe. Les résultats obtenus par simulation numérique sont comparés aux estimations du TM5-1300 (2008). L'angle d'incidence ( $\beta$ ) et le maximum de surpression incidente ( $\Delta P_i^+$ ) au point d'impact I sont issus des relations géométriques et empiriques, figure A23-a.

L'analyse de ces résultats permet de mettre en évidence la non-linéarité de la réflexion sur une surface convexe et l'apparition de plusieurs singularités. La première différence est notée (I), elle correspond à l'angle d'observation ( $\mu$ ) à partir duquel le maximum de surpression réfléchi obtenu par simulations numériques est supérieur à 20% du maximum de surpression estimée avec le TM5-1300 (2008). La seconde différence (II) est le point à partir duquel le maximum de surpression réfléchi ( $\Delta P_r^+$ ) est inférieur à la surpression incidente en champ libre ( $\Delta P_i^+$ ).

Le point (III) est le point de passage entre une réflexion régulière (RR) et une réflexion de Mach (RM, points confirmés par le diagramme de Kinney (1985) avec  $\beta_M$ ). Les capteurs positionnés sur la surface convexe permettent de visualiser les différentes observations (I, II et III) effectuées sur l'évolution du maximum de surpression le long de la paroi, figure A23-b. Le capteur situé à  $\mu = 0^\circ$  permet d'observer l'écart entre les résultats issus de simulation numérique et les estimations issues du TM5-1300 (2008) : phénomène de réflexion régulière ( $\beta \approx 0^\circ$ ) (écart identique au capteur de référence). L'évolution de l'angle d'incidence le long de la surface convexe ( $\beta$ , angle entre l'onde incidente et la tangente au point d'impact) obtenue par simulation numérique est comparée à la formule géométrique, figure A23-c.

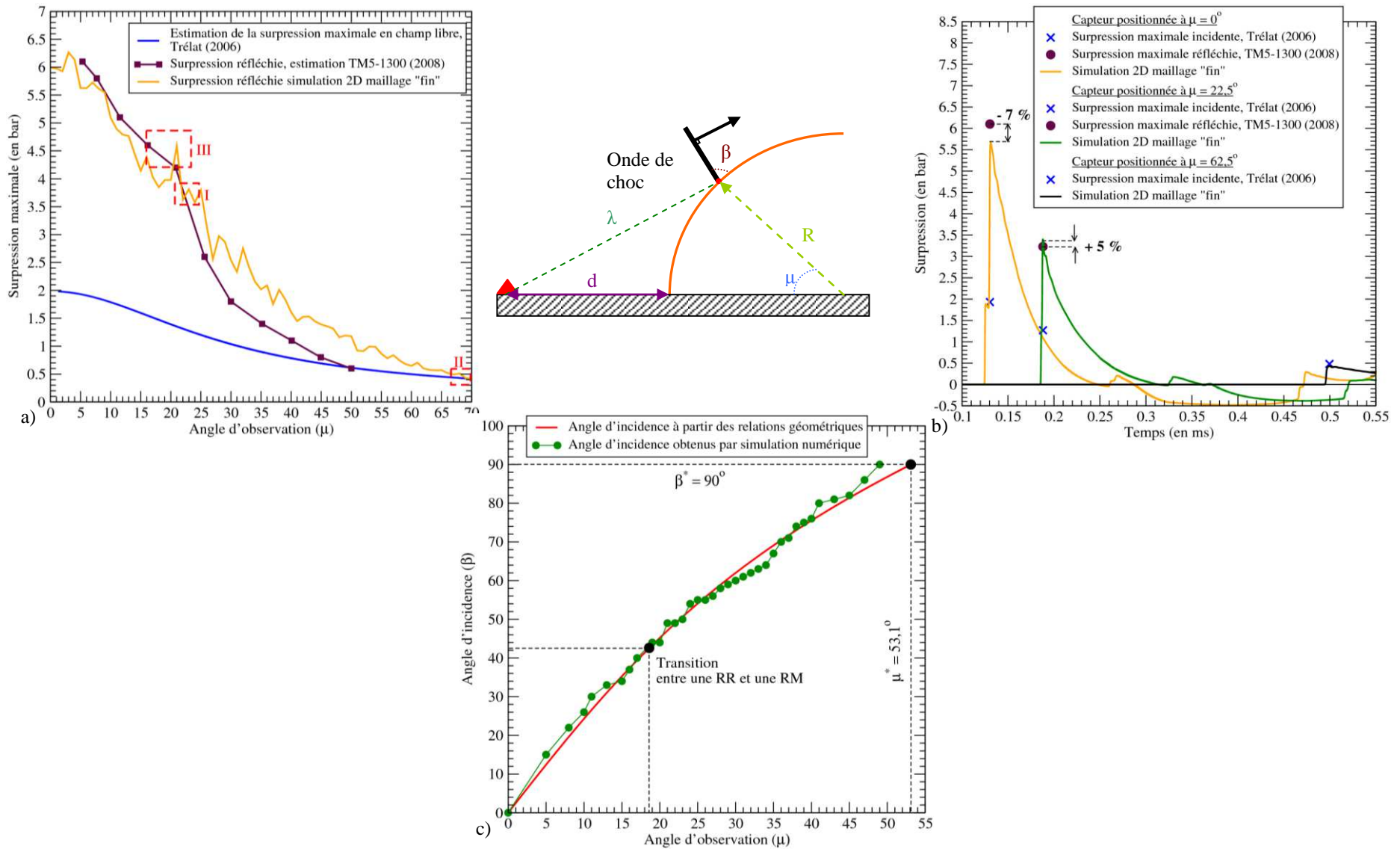


Figure A23 : Evolution du maximum de surpression réfléchie, profils de surpression et de l'angle d'incidence le long de la paroi

Lors d'une réflexion régulière (RR) sur une surface convexe, les résultats obtenus pour le maximum de surpression par simulation numérique se situent dans l'intervalle d'incertitude bibliographique ( $\pm 20\%$  par rapport aux estimations du TM5-1300 (2008)). Cet écart peut être imputé aux choix des conditions physico-numériques de calcul (convergence des résultats, dimensionnement des arêtes des mailles).

Après la formation du pied de Mach (point (III)), les valeurs du maximum de surpression réfléchi sont supérieures aux estimations du TM5-1300 (2008). Cet écart provient d'un effet de courbure du front lors de l'interaction de l'onde de choc sur la surface cylindrique que ne prend pas en compte le TM5-1300 (2008), figure A24 et A25.

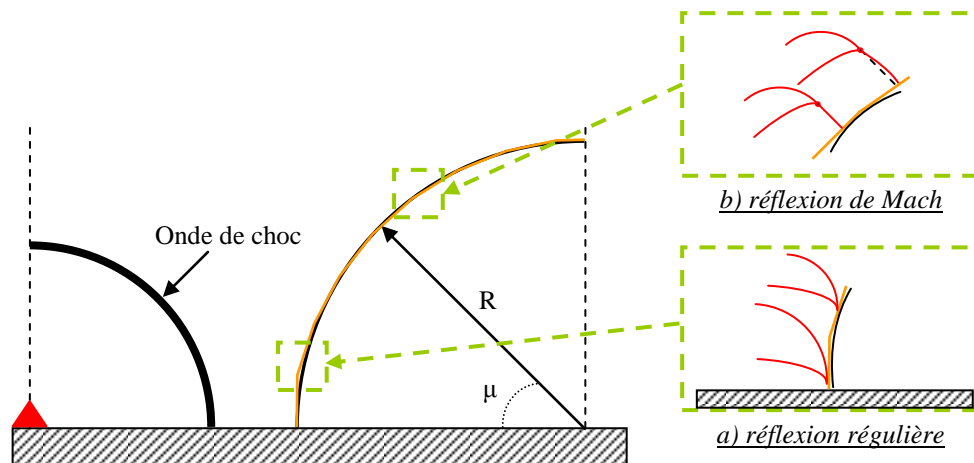


Figure A24 : Représentation schématique de l'interaction d'une onde de choc avec une paroi convexe

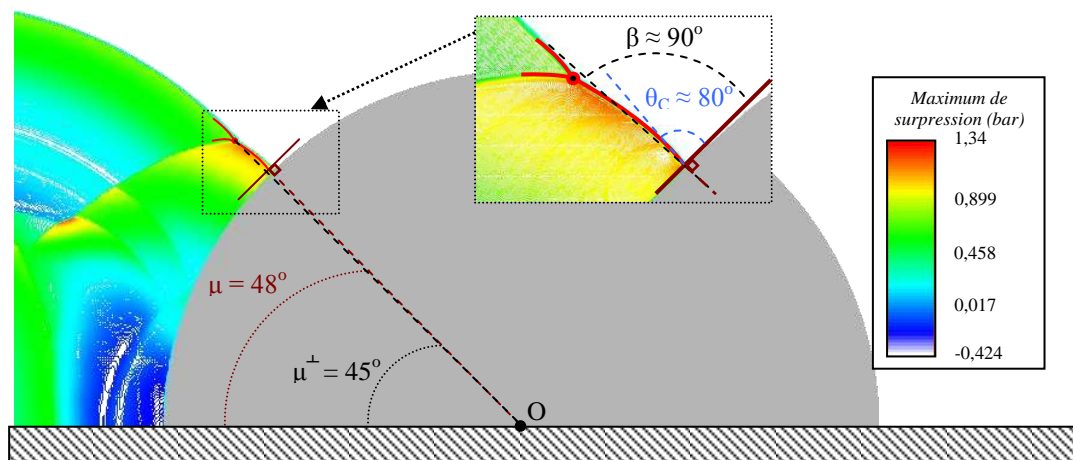


Figure A25 : Visualisation de l'effet de courbure pour la configuration étudiée ( $t = 0,33$  ms)

L'analyse des résultats de simulation numérique le long de la surface convexe permet de constater un autre effet au niveau du pied de Mach (figure A25). Le pied de Mach subit un effet de courbure lors de sa propagation. Cet effet est propre à la surface convexe et dépend de ses dimensions ( $R$ ,  $d$ ,  $\mu$  et  $\mu_M$ ).

Cet effet de courbure est difficile à évaluer. Dans une première approche, il est possible d'estimer l'écart sur l'angle d'incidence ( $\beta$ ) entre une réflexion le long d'une surface convexe et de son équivalent le long d'une surface plane à partir de relations géométriques. Le calcul de cette différence permettrait, par la suite, de corriger l'approche analytique développée dans le cas d'une surface plane (§ 1.3.1.8).

- Relations géométriques au niveau du point triple

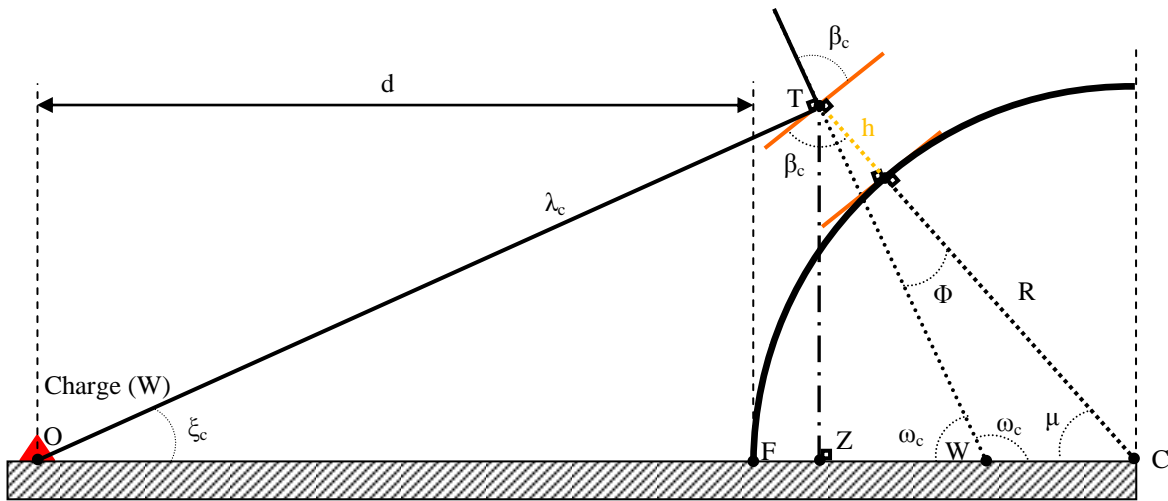


Figure A26 : Représentation schématique de la réflexion de Mach sur surface convexe

Lors de la propagation d'un pied de Mach le long d'une surface, les caractéristiques de l'onde réfléchie sur la paroi sont obtenues au niveau du point triple (figure A26). Les relations ci-dessous permettent de calculer l'angle d'incidence ( $\beta_c$ ) et la distance entre le centre de la charge et le point triple ( $\lambda_c$ ).

- Angle d'incidence ( $\beta_c$ )

$$\beta_c = \mu + \arcsin\left(\frac{(R+h) \times \sin(\mu)}{\lambda_c}\right) \quad (\text{A13})$$

- Distance entre le centre de la charge et le point Triple ( $\lambda_c$ )

$$\lambda_c = \sqrt{(R+h)^2 + (d+R) \times ((d+R) - 2 \times (R+h) \times \cos(\mu))} \quad (\text{A14})$$

- Paroi plane équivalente

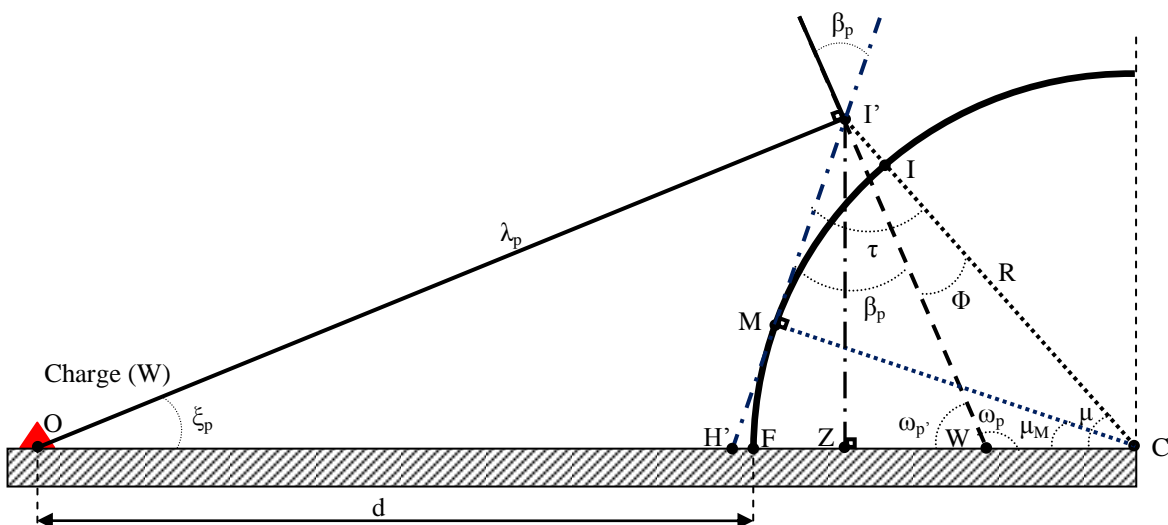


Figure A27 : Représentation schématique du point d'impact le long d'une paroi plane équivalente à la surface convexe

La figure A27 propose une équivalence entre une surface convexe et une surface plane. La méthode considère la paroi plane équivalente comme la tangente au cylindre au niveau du point M (point de transition entre réflexion régulière et une réflexion de Mach). Les paragraphes ci-dessous présentent les différentes relations géométriques pour la surface plane équivalente.

➤ Angle d'incidence ( $\beta$ )

$$\beta_p = \mu_M + \arcsin\left(\frac{R \times \sin(\mu)}{\cos(\mu - \mu_M) \times \lambda_p}\right) \quad (\text{A15})$$

➤ Distance entre le centre de la charge et le point I' ( $\lambda_p$ ) :

$$\lambda_p = \sqrt{\left(\frac{R}{\cos(\mu - \mu_M)}\right)^2 + (R + d) \times \left((R + d) - 2 \times \frac{R \times \cos(\mu)}{\cos(\mu - \mu_M)}\right)} \quad (\text{A16})$$

• Approche géométrique de l'effet de courbure

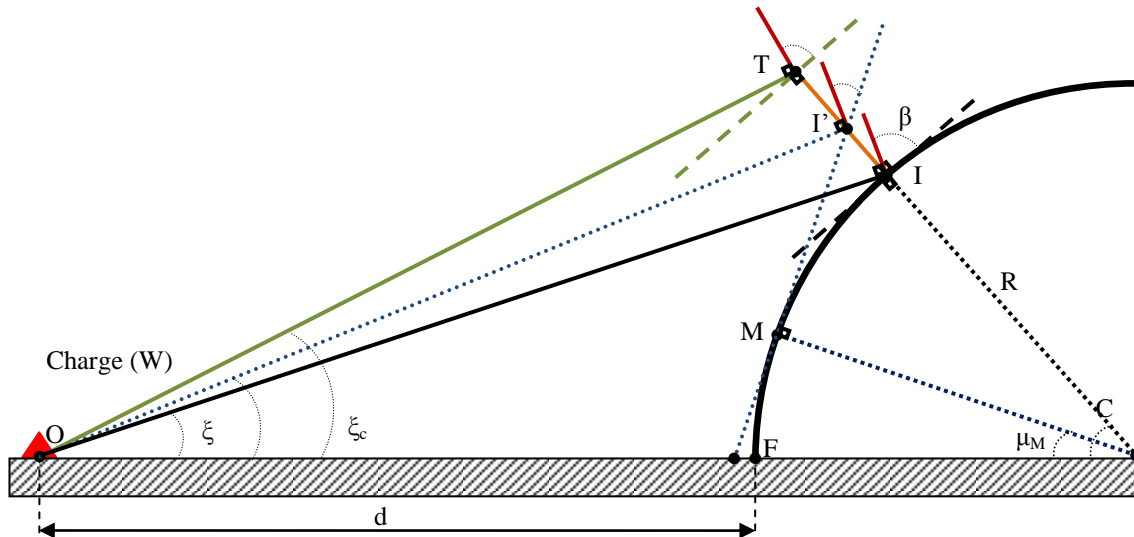


Figure A28 : Angle d'incidence ( $\beta$ ) suivant le point d'impact sélectionné

Les différentes relations géométriques établies précédemment considèrent 3 points d'impact : le point d'impact local sur la paroi (point I), le point triple (point T) et le point d'impact pour une paroi plane équivalente (point I', tangente au point de transition entre une réflexion régulière et une réflexion de Mach), figure A28.

Les relations géométriques utilisées pour déterminer les paramètres  $\beta$  et  $\lambda$  dépendent du régime de réflexion le long de la paroi (principe identique à la paroi plane). Dans le cas d'une réflexion régulière (zone comprise entre F et M), l'angle d'incidence  $\beta$  et la distance réduite  $\lambda$  sont déterminés au point d'impact I. Lors du passage vers une réflexion de Mach, un pied de Mach se forme sur la paroi. Ce pied de Mach va subir un effet de courbure lors de sa propagation le long de la surface convexe. Dans un premier temps, cet effet de courbure peut être déduit des angles d'incidence pour le point d'impact I et le point d'impact sur une surface plane équivalente :  $d\beta_c = \beta - \beta_p$ . Le calcul de l'angle d'incidence dans le cas d'une réflexion de Mach pour un point positionné sur une surface convexe est estimé à partir de l'angle d'incidence au niveau du point triple et de l'effet de courbure :  $\beta_{\text{calcul analytique}} = \beta_c - d\beta_c$ , figure A29.

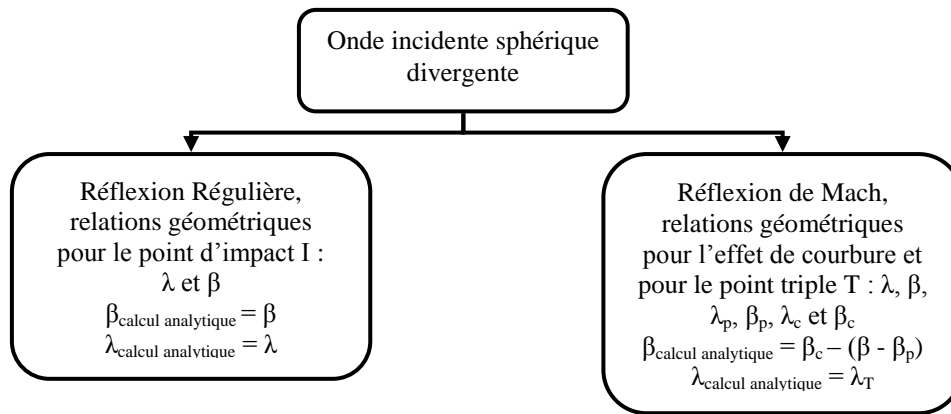


Figure A29 : Diagramme des régimes de réflexion le long d'une surface convexe

Cette approche est appliquée à la configuration étudiée, figure A30. L'estimation du maximum de surpression réfléchi par la méthode de la paroi plane équivalente permet d'estimer l'évolution de la surpression avec un écart de l'ordre de +/- 20% par rapport aux résultats de simulation numérique. L'approche analytique permet également de restituer la variation de surpression pour le point de transition entre une réflexion régulière et une réflexion de Mach (point III).

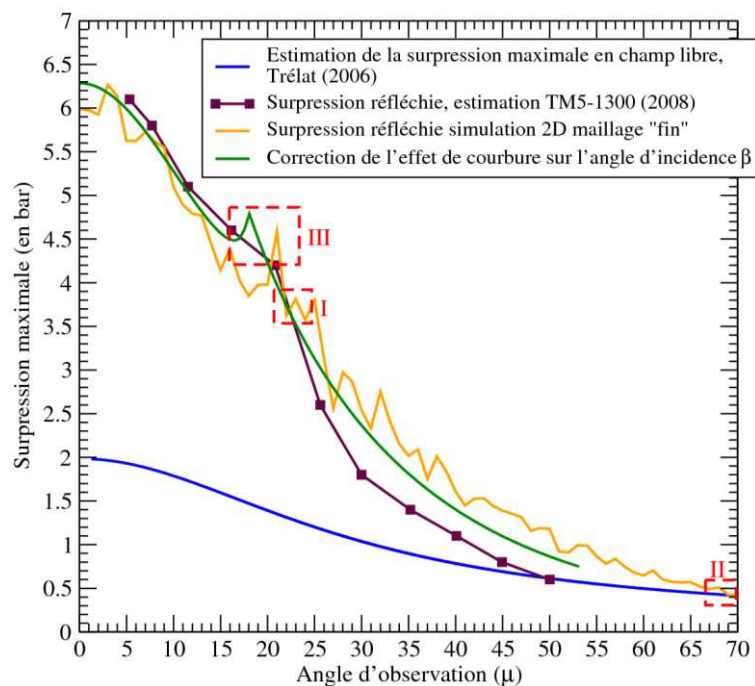


Figure A30 : Evolution du maximum de surpression réfléchi par la méthode de la paroi plane équivalente

### A1.5.3. Conclusion et perspectives

La réflexion d'une onde de choc sphérique divergente le long d'une paroi cylindrique est un phénomène complexe. Lors de l'apparition d'un pied de Mach le long de la paroi, le pied de Mach subit un effet de courbure qui dépend des caractéristiques de la configuration (rapport  $R/d$ ). Le travail présenté dans cette annexe n'est qu'une étude succincte de ce phénomène.

La méthode proposée ici permet d'estimer rapidement<sup>15</sup> la surpression réfléchie à partir d'une paroi plane, dite « équivalente ». Cette paroi plane correspond à la tangente au point de transition sur le cylindre (transition entre une réflexion régulière et une réflexion de Mach). La méthode repose donc sur une hypothèse très forte. Cette approche est une première ébauche d'une méthode d'estimation qui mériterait d'être poursuivie, afin d'évaluer plus précisément l'effet de courbure (problème géométrique). En l'état, cette méthode n'est pas satisfaisante.

En effet, pour des configurations avec un rapport  $R/d$  inférieur à 1, l'approche de la paroi plane équivalente conduit à un écart important dans le calcul de la hauteur du pied de Mach par une surestimation importante de la surpression réfléchie. Dans ce cas, les distances parcourues le long de ces deux parois peuvent être différentes pour un même angle d'observation. Cette méthode n'est donc pas totalement satisfaisante.

Le domaine de validité de cette approximation est limité à des configurations où  $R/d > 0,75$ , ce qui a été vérifié pour des simulations qui ne sont pas présentées ici. Inversement, la méthode s'est avérée suffisante pour des configurations avec un rapport  $R/d$  supérieur à 1.

---

<sup>15</sup> Méthode analytique ne prend que quelques secondes, à l'inverse, la simulation numérique peut prendre plusieurs heures sur supercalculateur



## ANNEXE 6 : Relations géométriques de la méthode d'estimation rapide des effets des ondes de souffle

La méthode d'estimation rapide est basée sur des relations géométriques, analytiques et empiriques. Les phénomènes physiques de réflexion et de détente d'onde de choc sont estimés à partir de l'abaque du TM5-1300 (2008) et d'un abaque issu de résultats de simulation numérique. Les paragraphes ci-dessous présentent les différentes relations empiriques et géométriques utilisées dans cette approche.

### A2.1. Relations issues de l'abaque du TM5-1300 (2008)

La surpression maximale réfléchie est estimée à partir de l'abaque du TM5-1300 (2008). Dans la méthode d'estimation rapide, l'abaque est numérisé et le coefficient de réflexion est obtenu par une interpolation linéaire entre les différents réseaux de courbes. Les tableaux de A3 à A4 présentent les relations empiriques issues de l'abaque.

Coefficient de réflexion $C_r$ , $C_r = A_0 + A_1 \times \beta + A_2 \times \beta^2 + A_3 \times \beta^3 + A_4 \times \beta^4$					
Angle d'incidence ( $\beta$ )	$A_0$	$A_1$	$A_2$	$A_3$	$A_4$
Maximum de surpression incident de 10 psi, soit 0,69 bar					
$0^\circ \leq \beta < 40^\circ$	2,5	0,0	0,0	0,0	0,0
$40^\circ \leq \beta < 52,5^\circ$	1164,44	-99,7444	3,18386	-0,0447708	$2,33997 \cdot 10^{-4}$
$52,5^\circ \leq \beta \leq 90^\circ$	25,6357	-1,09631	0,0195455	$-1,60755 \cdot 10^{-4}$	$5,01582 \cdot 10^{-7}$
Maximum de surpression incident de 5 psi, soit 0,34 bar					
$0^\circ \leq \beta < 41,5^\circ$	2,2	0,0	0,0	0,0	0,0
$41,5^\circ \leq \beta < 57,2^\circ$	-1464,56	124,729	-3,96204	0,0556945	$-2,92126 \cdot 10^{-4}$
$57,2^\circ \leq \beta \leq 90^\circ$	-45,5434	2,86012	-0,0607373	$5,50496 \cdot 10^{-4}$	$-1,83206 \cdot 10^{-6}$
Maximum de surpression incident de 2 psi, soit 0,14 bar					
$0^\circ \leq \beta < 52,5^\circ$		0,0	0,0	0,0	0,0
$52,5^\circ \leq \beta < 70^\circ$	768,998	-49,5966	1,18724	-0,0124572	$4,83315 \cdot 10^{-5}$
$70^\circ \leq \beta \leq 90^\circ$	283,99	-13,7965	0,25629	$-2,13577 \cdot 10^{-3}$	$6,70209 \cdot 10^{-6}$
Maximum de surpression incident de 1 psi, soit 0,070 bar					
$0^\circ \leq \beta < 58,6^\circ$	2,05	0,0	0,0	0,0	0,0
$58,6^\circ \leq \beta < 74,5^\circ$	-766,905	52,2444	-1,323	0,0147887	$-6,15144 \cdot 10^{-5}$
$74,5^\circ \leq \beta \leq 90^\circ$	-3753,47	183,304	-3,3441	0,0270363	$-8,17732 \cdot 10^{-5}$

Tableau A3 : Numérisation du coefficient de réflexion, pour un maximum de surpression (de 0,69 à 0,070 bar)

Coefficient de réflexion $C_r$ , $C_r = A_0 + A_1 \times \beta + A_2 \times \beta^2 + A_3 \times \beta^3 + A_4 \times \beta^4$					
Angle d'incidence ( $\beta$ )	$A_0$	$A_1$	$A_2$	$A_3$	$A_4$
Maximum de surpression incident de 0,5 psi, soit 0,034 bar					
$0^\circ \leq \beta < 67,5^\circ$	2,05	0,0	0,0	0,0	0,0
$67,5^\circ \leq \beta < 81^\circ$	7499,04	-410,285	8,38488	-0,0758397	$2,56168 \cdot 10^{-4}$
$81^\circ \leq \beta < 89,7^\circ$	-6145,33	300,335	-5,48467	0,0443921	$-1,34428 \cdot 10^{-4}$
$89,7^\circ \leq \beta \leq 90^\circ$	1,0	0,0	0,0	0,0	0,0
Maximum de surpression incident de 0,2 psi, soit 0,014 bar					
$0^\circ \leq \beta < 70^\circ$	2,0	0,0	0,0	0,0	0,0
$70^\circ \leq \beta < 79,9^\circ$	-4580,19	255,284	-5,31606	0,0490335	$-1,68989 \cdot 10^{-4}$
$79,9^\circ \leq \beta < 89,9^\circ$	112,35	-2,3871	0,0127756	0,0	0,0
$89,9^\circ \leq \beta \leq 90^\circ$	1,0	0,0	0,0	0,0	0,0

Tableau A4 : Numérisation du coefficient de réflexion, pour un maximum de surpression (de 0,034 à 0,014 bar)

### A2.2. Relations issues de l'abaque des coefficients de détente

L'atténuation du maximum de surpression par la présence d'un phénomène de détente d'onde de choc est estimée à partir d'un abaque issu de résultats de simulation numérique. Le tableau A7 présente les formules empiriques pour le coefficient de détente.

Coefficient de détente $C_d$ , $C_d = A_0 + A_1 \times \theta + A_2 \times \theta^2 + A_3 \times \theta^3$ , avec l'angle de déviation ( $\theta$ )			
$A_0$	$A_1$	$A_2$	$A_3$
Nombre de Mach incident, Md = 1,1			
0,5822	$-4,6.10^{-3}$	$4,9773.10^{-5}$	$-2,1717.10^{-7}$
Nombre de Mach incident, Md = 1,2			
0,5834	$-5,6.10^{-3}$	$3,5612.10^{-5}$	$-5,4196.10^{-8}$
Nombre de Mach incident, Md = 1,3			
0,5943	$5,9.10^{-3}$	$2,2255.10^{-5}$	$7,4204.10^{-8}$
Nombre de Mach incident, Md = 1,5			
0,5880	$4,3.10^{-3}$	$-4,7261.10^{-5}$	$5,8858.10^{-7}$
Nombre de Mach incident, Md = 2,0			
0,6856	$-7.10^{-3}$	$-2,3893.10^{-5}$	$4,6037.10^{-7}$
Nombre de Mach incident, Md = 5,0			
0,7070	$-3,4308.10^{-3}$	$-2,13.10^{-4}$	$2,032.10^{-6}$
Nombre de Mach incident, Md = 8,0			
0,7817	-0,01404	$1,4412.10^{-5}$	$6,5825.10^{-7}$

Tableau A5 : Numérisation du coefficient de détente, pour un nombre de Mach incident compris entre 1,1 et 8,0

### **A2.3. Relations géométriques**

Les relations géométriques permettent de calculer les différents paramètres géométriques pour des deux lignes brisées (onde de contournement et onde issue du merlon) : distance parcourue ( $\lambda$ ), angle d'incidence ( $\beta$ ) et angle de déviation ( $\theta$ ). Les paragraphes ci-dessous présentent les formules géométriques permettant de calculer les limites entre les secteurs et les caractéristiques géométriques pour l'onde issue du merlon.

#### **A2.3.1. Angle limite des différents secteurs**

La configuration est découpée en plusieurs secteurs en fonction des différents phénomènes physiques (réflexion - détente) présents dans la zone étudiée. L'angle limite ( $\Gamma_i$ ) entre les différents secteurs dépend des caractéristiques géométriques de la barrière de protection ( $d$ ,  $H$ ,  $e$ ,  $\alpha_1$ ,  $\alpha_2$  et  $L$ ), formule (A17).

$$\Gamma_i = \arctan \left( \frac{L}{2 \times \left( d + \frac{H}{\tan(\alpha_1)} \times \delta_2 + e \times \delta_3 + \frac{H}{\tan(\alpha_2)} \times \delta_4 \right)} \right) \quad (\text{A17})$$

$$\text{si } k \leq i, \delta_k = 1; \text{ sinon } \delta_k = 0$$

#### **A2.3.2. Onde issue du merlon**

L'estimation de la surpression maximale pour l'onde issue du merlon implique de connaître le type de réflexion au niveau du point de sortie de la face avant. En fonction de la position du point d'observation, il est possible de définir deux points de sortie : le point S' pour le secteur 1 et le point S pour les secteurs 2, 3 et 4, figure A31.

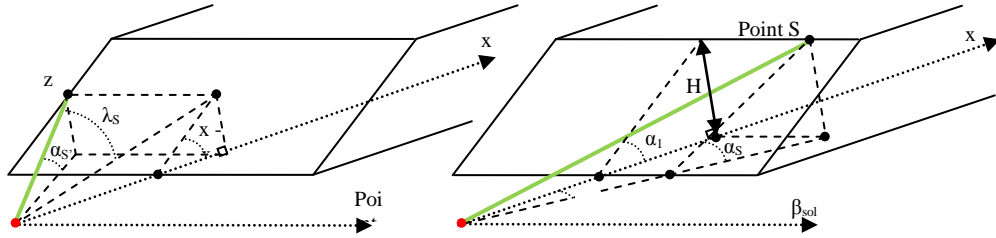


Figure A31 : Représentation des points de sortie S' et S sur la face avant de la barrière

Les paramètres géométriques au niveau du point S permettent d'estimer le type de réflexion (RR (réflexion régulière) ou RM (réflexion de Mach)), le coefficient de réflexion ( $Cr_s$ ) et le nombre de Mach incident à la première détente ( $M_{dw1}$ ). Les paramètres géométriques au niveau du point S' peuvent être calculés à partir des relations (A18), (A19) et (A20).

$$\lambda_{S'} = \frac{\sqrt{\left(\frac{L}{2 \times \tan(\Gamma)}\right)^2 + \left[\left(\frac{L}{2 \times \tan(\Gamma)} - d\right) \times \tan(\alpha_1)\right]^2}}{\cos(\Gamma)} \quad (\text{A18})$$

$$\alpha_{S'} = \arctan\left(\frac{\left(\frac{L}{2 \times \tan(\Gamma)} - d\right) \times \tan(\alpha_1)}{\frac{L}{2 \times \tan(\Gamma)} - \frac{d}{\cos(\Gamma)}}\right) \quad (\text{A19})$$

$$\beta_{S'} = \frac{\pi}{2} - \alpha_{S'} + \arctan\left(\frac{\left(\frac{L}{2 \times \tan(\Gamma)} - d\right) \times \tan(\alpha_1)}{\frac{L}{2 \times \sin(\Gamma)}}\right) \quad (\text{A20})$$

Pour le point S, les paramètres géométriques sont obtenus à partir des relations (A21) à (A23).

$$\lambda_S = \sqrt{\left(\frac{d + \frac{H}{\tan(\alpha_1)}}{\cos(\Gamma)}\right)^2 + H^2} \quad (\text{A21})$$

$$\alpha_S = \arctan\left(\frac{H}{\frac{H}{\tan(\alpha_1)} \times \frac{1}{\cos(\Gamma)}}\right) \quad (\text{A22})$$

$$\beta_S = \frac{\pi}{2} - \alpha_S + \arctan\left(\frac{H}{\left(d + \frac{H}{\tan(\alpha_1)}\right) \times \frac{1}{\cos(\Gamma)}}\right) \quad (\text{A23})$$

Pour le secteur 1, l'angle de déviation ( $\theta_{w1}$ ) pour le calcul du coefficient de détente ( $Cd_{w1}$ ) dépend de l'angle d'incidence au niveau du sol ( $\beta_{sol}$ ), figure A32. L'angle d'incidence et le maximum de surpression incident au sol permettent d'estimer le coefficient de réflexion

(Cr<sub>sol</sub>). Le maximum de suppression au niveau du sol dépend des coefficients de réflexion et de détente des évènements précédents (Cr<sub>s</sub>, Cd<sub>w1</sub>) et de la distance parcourue par l'onde sur la ligne brisée (d<sub>w1</sub>).

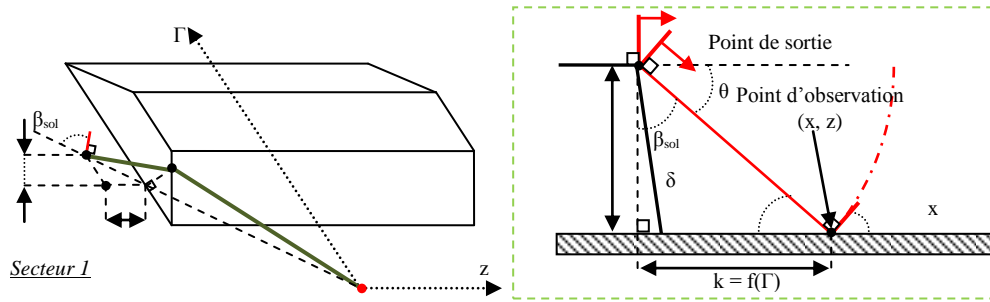


Figure A32 : Représentation de la réflexion de l'onde issue du merlon sur le sol

L'angle d'incidence sur le sol ( $\beta_{sol}$ ) est calculé à partir de la relation (A24).

$$\beta_{sol} = \frac{\pi}{2} - \arctan \left( \frac{\left( \frac{L}{2 \times \tan(\Gamma)} - d \right) \times \tan(\alpha_1)}{\sqrt{\left( x - \frac{L}{2 \times \tan(\Gamma)} \right)^2 + \left( z - \frac{L}{2} \right)^2}} \right) \tag{A24}$$

La distance parcourue entre le centre de la charge et le point d'observation placé dans le secteur 1 est notée d<sub>w1</sub>, relation (A25).

$$d_{w1} = \lambda_{s'} + \delta = \lambda_{s'} + \sqrt{\left( x - \frac{L}{2 \times \tan(\Gamma)} \right)^2 + \left[ \left( \frac{L}{2 \times \tan(\Gamma)} - d \right) \times \tan(\alpha_1) \right]^2 + \left( z - \frac{L}{2} \right)^2} \tag{A25}$$

Pour le secteur 2, le point de sortie est noté T'. Ce point se situe sur l'arête de la face latérale du merlon, figure A33-a. Pour les secteurs 3 et 4, le point de sortie T se situe sur l'arête de la face arrière du merlon, figure A33-b. Les paramètres géométriques au niveau des points T' ou T et du point d'observation permettent d'estimer le coefficient de détente (Cd<sub>w2</sub>) et le coefficient de réflexion au sol (Cr<sub>sol</sub>).

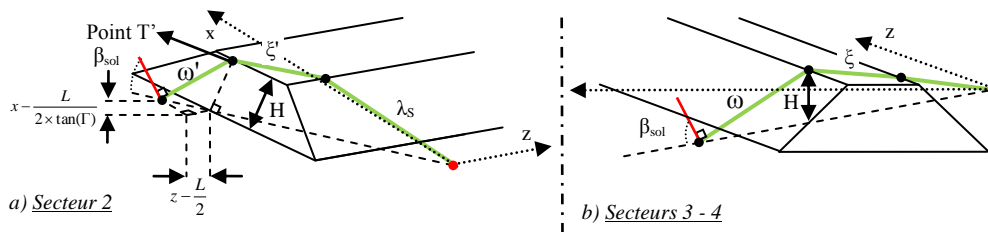


Figure A33 : Représentation des points de sortie au niveau du sommet du merlon

Les distances ( $\zeta'$ ) ou ( $\zeta$ ) sur le sommet de la barrière de protection entre le point S et les points T' ou T sont obtenus à partir des formules (A26) et (A27).

$$\xi' = \frac{\frac{L}{2 \times \tan(\Gamma)} - d - \frac{H}{\tan(\alpha_1)}}{\cos(\Gamma)} \tag{A26}$$

$$\xi = \frac{e}{\cos(\Gamma)} \tag{A27}$$

Le coefficient de la seconde détente ( $Cd_{w2}$ ) est estimé à partir de l'angle de déviation ( $\theta_{w2} = f(\beta_{sol})$ ) et du nombre de Mach incident au niveau du point T' ou T. Le nombre de Mach incident est calculé à partir des coefficients établis précédemment ( $Cr_s$ ,  $Cd_{w1}$ ) et de la distance parcourue entre le centre de la charge et le point T' ou T ( $\lambda_{T'}$  ou  $\lambda_T$ ), formule (A28)

$$\text{Secteur 2: } \lambda_{T'} = \lambda_S + \zeta'; \text{ Secteurs 3 - 4: } \lambda_T = \lambda_S + \zeta \quad (\text{A28})$$

Pour les secteurs 2, 3 et 4, l'angle d'incidence permet de calculer l'angle de déviation et le coefficient de réflexion sur le sol en aval du merlon ( $Cr_{sol}$ ), formules (A29) et (A30).

$$\text{Secteur 2: } \beta_{sol} = \frac{\pi}{2} - \arctan \left( \frac{H}{\sqrt{\left(z - \frac{L}{2}\right)^2 + \left(x - \frac{L}{2 \times \tan(\Gamma)}\right)^2}} \right) \quad (\text{A29})$$

$$\text{Secteurs 3 - 4: } \beta_{sol} = \frac{\pi}{2} - \arctan \left( \frac{H}{\sqrt{x^2 + z^2} - \frac{d + \frac{H}{\tan(\alpha_1)} + e}{\cos(\Gamma)}} \right) \quad (\text{A30})$$

Les distances parcourues entre le centre de la charge et le point d'observation pour les secteurs 2, 3 et 4 sont notées respectivement  $d_{w2}$ ,  $d_{w3}$  et  $d_{w4}$ , formules (A31) et (A32).

$$\text{Pour le secteur 2: } d_{w2} = \lambda_S + \xi' + \sqrt{H^2 + \left(z - \frac{L}{2}\right)^2 + \left(x - \frac{L}{2 \times \tan(\Gamma)}\right)^2} \quad (\text{A31})$$

$$\text{Pour les secteurs 3 et 4: } d_{w3} = d_{w4} = \lambda_S + \xi + \sqrt{H^2 + \left(\sqrt{x^2 + z^2} - \frac{d + \frac{H}{\tan(\alpha_1)} + e}{\cos(\Gamma)}\right)^2} \quad (\text{A32})$$

Dans le secteur 3-bis, l'onde issue du merlon est soumise à une troisième détente sur l'arête de la face arrière du merlon. Le calcul des paramètres géométriques en aval est donc différent de celui du secteur 3. Le point de sortie V se situe sur l'arête de la face arrière, figure A34.

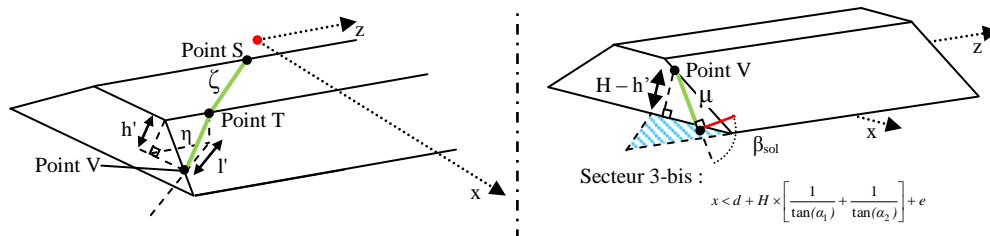


Figure A34 : Représentation du point V et du secteur 3-bis

Les distances  $h'$  et  $l'$  sont obtenues à partir des formules (A33) et (A34).

$$h' = \left( \frac{L}{2 \times \tan(\Gamma)} - \left( d + \frac{H}{\tan(\alpha_1)} + e \right) \right) \times \tan(\alpha_2) \quad (\text{A33})$$

$$l' = \sqrt{\left( \frac{L}{2 \times \tan(\Gamma)} - \left( d + \frac{H}{\tan(\alpha_1)} + e \right) \right)^2 + \left( \frac{L}{2} - \left( d + \frac{H}{\tan(\alpha_1)} + e \right) \times \tan(\Gamma) \right)^2} \quad (\text{A34})$$

Ces distances permettent de calculer l'angle de déviation de la seconde détente ( $\theta_{w2}$ ) ainsi que la distance ( $\eta$ ) entre le point T et le point V, formules (A35) et (A36).

$$\theta_{w2} = \arctan\left(\frac{h'}{l'}\right) \quad (\text{A35})$$

$$\eta = \sqrt{(h')^2 + (l')^2} \quad (\text{A36})$$

Le nombre de Mach incident pour la troisième détente ( $Cd_{w3}$ ) est obtenu à partir des coefficients établis précédemment ( $Cr_s$ ,  $Cd_{w1}$ ,  $Cd_{w2}$ ) et de la distance parcourue entre le centre de la charge et le point V ( $\lambda_V$ ), formule (A37).

$$\lambda_V = \lambda_T + \eta \quad (\text{A37})$$

L'angle d'incidence sur le sol est calculé à partir de la formule (A38)

$$\beta_{sol} = \frac{\pi}{2} - \arctan\left( \frac{H - h'}{\sqrt{x^2 + y^2} - \sqrt{\left(\frac{L}{2}\right)^2 + \left(x - \frac{L}{2 \times \tan(\Gamma)}\right)^2}} \right) \quad (\text{A38})$$

La distance parcourue entre le centre de la charge et le point d'observation situé dans le secteur 3-bis est notée  $d_{w3-bis}$ , formule (A39).

$$\text{Pour le secteur 3-bis : } d_{w3-bis} = \lambda_V + \sqrt{(H - h')^2 + \left( \sqrt{x^2 + y^2} - \sqrt{\left(\frac{L}{2}\right)^2 + \left(\frac{L}{2 \times \tan(\Gamma)}\right)^2} \right)^2} \quad (\text{A39})$$

**Sébastien Eveillard**

## **Propagation d'une onde de choc en présence d'une barrière de protection**

Les travaux de thèse présentés dans ce mémoire s'inscrivent dans le cadre du projet ANR BARPPRO. Ce programme de recherche vise à étudier l'influence d'une barrière de protection face à une explosion en régime de détonation. L'objectif est d'établir des méthodes de calcul rapides de classement des zones d'effets pour aider les industriels au dimensionnement des barrières de protection. L'une à partir d'abaques, valable pour des configurations en géométrie 2D, sur des plages spécifiées de paramètres importants retenus, avec une précision de +/- 5%. L'autre à partir d'une méthode d'estimation rapide basée notamment sur les chemins déployés, valable en géométrie 2D et en géométrie 3D, mais dont la précision estimée est de +/- 30%.

Afin d'y parvenir, l'étude s'appuie sur trois volets : expérimental, simulation numérique et analytique. La partie expérimentale étudie plusieurs géométries de barrière de protection à petites échelles pour la détonation d'une charge gazeuse (propane-oxygène à la stœchiométrie). Les configurations expérimentées servent à la validation de l'outil de simulation numérique constitué du solveur HERA et de la plateforme de calcul TERA 100. Des abaques d'aide au dimensionnement ont pu être réalisés à partir de résultats fournis par l'outil de simulation (3125 configurations de barrière de protection, TNT). L'étude des différents phénomènes physiques présents a également permis de mettre en place une méthode d'estimation rapide basée sur des relations géométriques, analytiques et empiriques. L'analyse de ces résultats a permis d'établir quelques recommandations dans le dimensionnement d'une barrière de protection.

Les abaques et le programme d'estimation rapide permettent à un ingénieur de dimensionner rapidement une barrière de protection en fonction de la configuration du terrain et de la position de la zone à protéger en aval du merlon.

Mots clés : détonation, barrière de protection, merlon, onde de choc, charge de gazeuse, charge de TNT, simulations numériques (HERA), maillage adaptatif (AMR), expériences à petite échelle

## **Propagation of blast wave in presence of the protection barrier**

This thesis is a part of the ANR BARPPRO project. This research program studies this influence of the protection barrier during an explosion detonation. The goal of this project is to establish fast-computation methods of area classification effects to help the industrial to design the protection barrier on the SEVESO sites. One from abacus, for configurations in 2D geometry on specified parameters used, with an accuracy of +/- 5%. The other from a fast-running method based on broken lines for configurations in 2D and 3D geometries, but the accuracy is +/- 30%.

This study includes three approaches: experimental, numerical simulation and analytical approaches. The experimental part studies several geometries of the protection barrier for a gaseous explosion (stoichiometric propane-oxygen mixture) at small scales. The experimental configurations used to validate the numerical simulation tool constituted of the HERA software and the TERA 100 supercomputer. The overpressure charts were able to generate from the numerical results (3125 configurations of the barrier for a TNT charge). The analysis of these results allows to establish different recommendations in the design of the protection barrier. The study of the different physical phenomena present has also helped to set up a fast-running method based on the geometrical, empirical and analytical relations.

All these tools will enable an engineer to analyze and estimate the evolution of overpressure around the barrier as a function of the site's dimensions.

Keywords: detonation, blast wall, protection barrier, blast wave, gaseous explosion, TNT explosion, numerical simulations (HERA), Adaptive Mesh Refinement (AMR), small scale experiments



**Laboratoire Pluridisciplinaire de Recherche en  
Ingénierie des Systèmes, Mécanique, Énergétique**

**ENSI Bourges, 88 boulevard Lahitolle,  
18020 Bourges Cedex, France**

