



HAL
open science

Modélisation des effets d'une onde de souffle sur les structures de génie civil : de l'explosif à l'interaction fluide-structure

Pierre Legrand

► **To cite this version:**

Pierre Legrand. Modélisation des effets d'une onde de souffle sur les structures de génie civil : de l'explosif à l'interaction fluide-structure. Génie civil. ENSTA Bretagne - École nationale supérieure de techniques avancées Bretagne, 2020. Français. NNT : 2020ENTA0010 . tel-03387797

HAL Id: tel-03387797

<https://theses.hal.science/tel-03387797>

Submitted on 20 Oct 2021

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.

THESE DE DOCTORAT DE

L'ÉCOLE NATIONALE SUPÉRIEURE
DE TECHNIQUES AVANCÉES BRETAGNE

ÉCOLE DOCTORALE N° 602

Sciences pour l'Ingénieur

Spécialité : Mécanique des Solides, des Matériaux des structures et des surfaces

Par

Pierre LEGRAND

Modélisation des effets d'une onde de souffle sur les structures de génie civil : de l'explosif à l'interaction fluide-structure.

Thèse présentée et soutenue à Sceaux, le 11/06/2020 à 14h
Unité de recherche : IRDL – UMR CNRS 6027

Rapporteurs avant soutenance :

David Lecompte Associate professor - Military & Protective Engineering Royal Military Academy, Brussels
Sébastien Roth Professeur – Université de Technologie de Belfort-Montbéliard, Belfort

Composition du Jury :

Président : Nabiha Chaumeix Directrice de recherche au CNRS – CNRS ICARE, Orléans
Examineurs : Sophie Trélat Chercheuse à la DEND de l'IRSN, Fontenay-aux-Roses
 Michel Arrigoni Professeur – ENSTA Bretagne, Brest
 Steven Kerampran Maître de conférences – ENSTA Bretagne, Brest

Dir. de thèse : Michel Arrigoni Professeur – ENSTA Bretagne, Brest
Encadrement : Steven Kerampran Assistant professeur – ENSTA Bretagne, Brest
 Alexis Lopoukhine Ingénieur – Sixense NECS

Invité(s)

Frank Hervy Responsable innovation DGA
Shahrokh Ghavamian Directeur général Sixense NECS

REMERCIEMENTS

Mes plus sincères remerciements à Michel Arrigoni, Steven Kerampran et Alexis Lopoukhine pour avoir encadré et dirigé mes travaux de thèse. Au deux premiers, je veux témoigner ma reconnaissance pour l'enthousiasme qu'ils ont témoignée tout au long de ces quatre années ainsi que pour le goût pour l'expérimentation qu'ils m'ont transmis. Je remercie Alexis de m'avoir toujours accordé une oreille attentive et des conseils précieux. De manière générale je vous remercie pour le temps que vous m'avez accordé dans un emploi du temps chargé, trouvant toujours le temps de distiller un conseil ou une remarque constructive.

A la fin de ces travaux mes remerciements vont à mon jury et plus particulièrement David Lecompte et Sebatastien Roth pour avoir accepté le rôle de rapporteur, le temps qu'ils ont consacré à relire mes travaux et pour leurs remarques, très pertinentes.

Tout au long de cette thèse j'ai pu compter sur l'écoute et le soutien de tous mes collègues, pour plein de raison différente ma gratitude va, plus particulièrement, à Martin et Julien qui travaillent au laboratoire et Hugo, Thomas, Juliette, Cédric, Marine et Jean Marc chez Neacs. Je veux également remercier Thérèse, Sophie et Michel pour les conseils et les encouragements qu'ils ont pu m'apporter lors des conférences auxquelles nous avons assisté ensemble.

Enfin la soutenance marque la fin de mes études et par conséquent, je tiens à remercier mes amis et ma famille qui ont tous contribué de près ou de loin à la réussite de cette petite dizaine d'années. En particulier Paul, Julien, Thomas, Chloé, Emeline, Mathieu, Gaelle et Enora pour avoir très régulièrement pris des nouvelles. Ceux que je n'ai pas pu voir autant que je le souhaitais Annie, Arnaud et Cyrile. Mon oncle, ma tante et mes grands-parents pour m'avoir accueilli pendant les années de prépa. Mes parents pour leurs encouragements quotidiens. Pour conclure, Mathilde pour ta gentillesse, ta patience et ton soutien, merci.

TABLE DES MATIÈRES

Remerciements	iii
Table des matières	v
Liste des figures	vii
Liste des tableaux	xiii
Introduction	1
1 Dimensionnement des structures aux effets de souffle	5
1.1 Explosion	6
1.2 Propagation de l'onde de choc aérienne	11
1.3 Équivalent TNT	16
1.4 Interaction souffle-structure	18
1.5 Dimensionnement de la structure	26
1.6 Méthodes numériques	34
1.7 Références	43
2 Campagne expérimentale au tube à choc	49
2.1 Rappel bibliographique	52
2.2 Essais	61
2.3 Modélisation numérique	88
2.4 Conclusion	102
2.5 Références	104
3 Modélisation du ballon	107
3.1 Rappel bibliographique	110
3.2 Influence du rayon du ballon	116
3.3 Influence de la taille de maille	135
3.4 Conclusion	141
3.5 Références	143
4 Influence de l'interaction fluide-structure	147
4.1 Rappel bibliographique	152

4.2	Modèle du ressort à un degré de liberté	158
4.3	Calcul analytique	167
4.4	Modélisation numérique	174
4.5	Résultats	184
4.6	Incidence sur le temps de calcul	200
4.7	Conclusion	204
4.8	Références	205
Conclusion		209
Annexe A Résultats expérimentaux au TAC		213
A.1	Coefficient de la loi de Ludwik	214
A.2	Suppression relevées en configuration «blast»	216
A.3	Suppression relevées en configuration «choc»	217
Annexe B Caractéristiques des capteurs PCB		219
Annexe C Distance critique pour le ballon		223
C.1	Vue globale du maillage	223
C.2	Maillage cartésien	224
C.3	Maillage radial	227
Annexe D Diagramme de marche d'une onde aérienne		231

LISTE DES FIGURES

1	Principales étapes dans l'évaluation de la résistance d'une structure à une explosion.	3
1.1	Comparaison des profils temporels de surpression Δp d'une détonation et d'une déflagration	8
1.2	Propagation d'un choc plan à la célérité D , θ est l'indice du milieu frais et 1 celui du milieu sous choc.	9
1.3	Droite de Rayleigh-Michelson (rouge) et adiabatique dynamique (bleu) dans le cas d'un choc non réactif	10
1.4	Représentation schématique de l'évolution temporelle de la surpression lors de la propagation d'une onde de souffle	11
1.5	Exemple de similitude de Hopkinson-Cranz dans deux situations où la personne subit la même surpression	13
1.6	Équivalent TNT, sur le pic de surpression, pour différents explosifs commerciaux en fonction de la distance réduite (issu de [44]).	17
1.7	Représentation schématique de l'évolution temporelle de la surpression provoquée par une onde incidente et réfléchi.	18
1.8	Vue en plan de l'interaction d'une onde de souffle avec un bâtiment.	19
1.9	Représentation schématique de la réflexion normale d'une onde de choc plane. Le domaine bleu est l'air au repos, le rouge clair l'air choqué par l'onde incidente et le rouge foncé l'air choqué par l'onde réfléchi.	20
1.10	Coefficient de réflexion d'un choc plan en fonction de la pression incidente et du rapport des chaleurs spécifiques.	21
1.11	Représentation schématique de la réflexion normale d'une onde de choc plane.	22
1.12	Réflexion régulière d'une onde de choc oblique. Valeur de l'angle β en fonction de l'angle réfléchi Θ pour plusieurs nombres de Mach	24
1.13	Représentation schématique d'une réflexion singulière avec formation d'un pied de Mach	24
1.14	Coefficient de réflexion en fonction de l'angle d'incidence (graphique issu de l'UFC 3-340-2 [23])	25
1.15	Représentation de l'angle d'incidence d'une explosion aérienne	25
1.16	Interaction d'une onde de souffle avec un bâtiment de plusieurs étages [50]	26

1.17 Dégâts engendrés sur les bâtiments et les personnes en fonction des niveaux de surpression	27
1.18 Coefficient d'amplification dynamique en fonction de la fréquence propre de la structure f et de la durée du chargement Δt extrait de [55].	29
1.19 Coefficient de plasticité en fonction de la courbure extrait de [55].	29
1.20 Représentation de la charge appliqué à la structure équivalente selon l'UFC 3-340-2 [23] dans le cas d'une explosion interne à un bâtiment	31
1.21 Vue en coupe d'une paroi soumise à une explosion, d_{max} est le déplacement maximum du centre de la paroi et θ l'angle de rotation sur appuis	31
1.22 Relation entre l'angle de rotation sur appuis et les paramètres de dimensionnement pour une paroi de béton armé. Extrait de [23]	32
1.23 Représentation schématique d'un diagramme pression-impulsion.	33
1.24 Temps caractéristiques des chargements mécaniques pouvant être dimensionnant pour une structure en béton armé	35
1.25 Représentation d'un espace d'où sort un flux \vec{f} par une surface $\partial\Omega$	37
1.26 Représentation 1D de l'approximation à l'intérieur des volumes élémentaires.	38
1.27 Visualisation des effets de la viscosité artificielle. Simulation de 1kg de TNT à 3m réalisée avec Radioss pour différentes tailles de mailles.	40
1.28 Déplacement du maillage (rond) et des particules fluides (triangles) dans les trois approches Lagrangienne, Eulérienne et ALE (extrait de [86])	42
2.1 Tube à choc avec bissection (issu de [10])	52
2.2 Schéma de principe d'un tube à choc à explosif	53
2.3 Tube à choc de WTD 52 et arrangement typique de bouteille. (Issu de [12])	53
2.4 Schéma de répartition des gaz dans le tube à choc à l'instant initial.	54
2.5 Diagramme de marche du TAC en configuration choc	55
2.6 Exemple schématique de l'onde réfléchie en fond de tube en configuration choc	55
2.7 Diagramme de marche du TAC en configuration blast	56
2.8 Exemple schématique de l'onde réfléchie en fond de tube en configuration blast	56
2.9 Répartition des grandeurs thermodynamiques dans le tube à l'état initial.	57
2.10 Répartition des grandeurs thermodynamiques dans le tube après rupture du diaphragme	58
2.11 Évolution de la pression réfléchie dans le tube à choc	60
2.12 Éprouvette d'aluminium d'épaisseur 1.5mm utilisée pour les essais mécaniques en traction uni axiale.	62
2.13 Instron « 5969 Universal testing systems » à l'ENSTA Bretagne.	63
2.14 Différence entre loi de comportement et loi	64
2.15 Exemple de courbe contrainte déformation pour les trois épaisseurs de plaques d'Al 5754 d'épaisseurs 0.5, 1 et 2mm à 1mm/min obtenues à partir des essais de traction.	65
2.16 courbes contrainte-déformation des essais sur les plaques d'alliage d'aluminium d'épaisseur 2mm à 1mm/min	67
2.17 courbes contrainte-déformation des essais sur les plaques d'Al 5754 d'épaisseur 0.5mm à 1mm/min	69
2.18 Schéma du tube à choc utilisé pour les essais.	70
2.19 Photo de la zone de visualisation transparente à l'extrémité de la section d'étude.	71

2.20	Position des capteurs de pression PCB à l'extrémité de la section d'étude.	71
2.21	Schéma de la position du laser Doppler.	72
2.22	État du TAC juste avant la rupture du diaphragme en configuration blast.	74
2.23	Exemple d'historiques de pression enregistrés via les capteurs PCB – Configuration blast, pression de 6.4 bar dans la chambre motrice.	74
2.24	Vitesse du centre de la plaque pour les trois épaisseurs – configuration « blast » - chambre motrice a 6.4 bar.	76
2.25	Déplacement du centre de la plaque pour les trois épaisseurs – configuration « blast » - chambre motrice a 6.4 bar.	77
2.26	Plaque de 0.5mm ayant plastifié au fond du tube à choc.	77
2.27	Poinçons servant à la rupture mécanique du diaphragme.	80
2.28	Relevé de pression expérimentale, configuration 1 (1.07 MPa – 0.5mm).	81
2.29	Relevé de pression expérimentale, configuration 2 (903 kPa - 1mm).	82
2.30	Relevé de pression expérimentale, configuration 3 (836 kPa – 2mm).	82
2.31	Déplacement du centre de la plaque dans la configuration 1. (1.07 MPa – 0.5mm)	85
2.32	Déplacement du centre de la plaque dans la configuration 2. (903 kPa -1mm)	86
2.33	Déplacement du centre de la plaque dans la configuration 3. (836 kPa – 2mm)	86
2.34	Schéma de principe du modèle numérique.	89
2.35	Pression expérimentale et numérique sur l'essai 3, plaque 1mm.	90
2.36	Déplacement du centre de la plaque d'épaisseur 0.5mm	91
2.37	Déplacement du centre de la plaque d'épaisseur 1mm	91
2.38	Déplacement du centre de la plaque d'épaisseur 0.5mm	92
2.39	Transformée Fourier des signaux représentant les déplacements expérimentaux et numériques, en configuration blast - épaisseur de 0.5mm	93
2.40	Transformée Fourier des signaux représentant les déplacements expérimentaux et numériques en configuration blast - épaisseur de 1mm	93
2.41	Transformée Fourier des signaux représentant les déplacements expérimentaux et numériques en configuration blast - épaisseur de 2mm	94
2.42	Pressions expérimentales et numériques, configuration 1 (1.07 MPa – 0.5mm).	95
2.43	Pressions expérimentales et numériques, configuration 2 (903 kPa - 1mm).	95
2.44	Pressions expérimentales et numériques, configuration 3 (836 kPa – 2mm).	96
2.45	Déplacements expérimentaux et numériques, configuration 1 (1.07 MPa – 0.5mm).	96
2.46	Déplacements expérimentaux et numériques, configuration 2 (903 kPa - 1mm).	97
2.47	Déplacements expérimentaux et numériques, configuration 3 (836 kPa – 2mm).	97
2.48	Visualisation des charnières plastiques.	98
2.49	Transformée de Fourier du déplacement expérimental et numérique - Configuration 3, (2mm – 8.36 bar)	99
2.50	Transformée de Fourier du déplacement expérimental et numérique - Configuration 2, (1mm – 9.3 bar)	100
2.51	Transformée de Fourier du déplacement expérimental et numérique - Configuration 1, (0.5mm – 10.6 bar)	101
3.1	Schéma d'implantation d'un ballon sous pression en remplacement de la charge d'explosif et de son environnement proche.	108
3.2	Schéma de principe de l'amorçage en détonation du TNT.	110
3.3	Propagation de la zone de réaction dans un barreau de TNT.	112

3.4	Droite de Rayleigh Michelson et adiabatique de Crussard dans le plan Pression, volume spécifique. Détermination du point CJ.	113
3.5	Visualisation des maillages eulérien et lagrangien ainsi que les conditions de symétrie. Une vue dézoomée des deux modèles est disponible dans l'annexe C.1	117
3.6	Écart entre les valeurs calculées par les modèles JWL et ballon vis-à-vis de l'UFC 3-340-2 en fonction de la distance réduite. Pour, respectivement, la pression 3.6a l'impulsion 3.6b	120
3.7	Écart sur la surpression δ_p entre les modèles et l'UFC en fonction de la distance réduite et de la taille du ballon β . La courbe en noir représente le modèle JWL. Maillage radial 3.7a et cartésien 3.7b	122
3.8	Écart sur l'impulsion δ_I entre les modèles et l'UFC en fonction de la distance réduite et de la taille du ballon β . La courbe en noir représente le modèle JWL. La zone A est celle où l'impulsion est surestimée voir figure (3.9). Maillage radial 3.8a et cartésien 3.8b	123
3.9	Écart sur l'impulsion δ_I entre les modèles et l'UFC en fonction de la distance réduite et de la taille du ballon β . La courbe en noir représente le modèle JWL. La zone A est celle où l'impulsion est surestimée. Zoom de la figure 3.8b	124
3.10	Calcul de l'impulsion pour les modèles de ballon $\beta = 10$ et $\beta = 9$ à $4\text{m.kg}^{-1/3}$	125
3.11	Distance critique d_β en fonction de la taille du ballon β . La zone hachurée est celle pour laquelle la modélisation du ballon est plus précise que celle de JWL pour la pression et l'impulsion.	126
3.12	Moyenne des écarts, sur la pression, pour des distances réduites comprises entre 0.6 et $4.8\text{m.kg}^{-1/3}$ pour toutes les tailles de ballon et les deux types de maillages considérés.	127
3.13	Moyenne des écarts, sur l'impulsion, pour des distances réduites comprises entre 0.6 et $4.8\text{m.kg}^{-1/3}$ pour toutes les tailles de ballon et les deux types de maillages considérés.	128
3.14	Évolution de l'énergie totale dans le modèle numérique en fonction du temps pour différentes tailles de ballon (Maillage radial 3.14a et cartésien 3.14b).	130
3.15	Extrémité du maillage radial pour quatre tailles de ballon différentes. Les mailles en rouge sont celles de la surface absorbante, l'aire totale de la surface absorbante varie en même temps que β	131
3.16	Évolution du pas de temps en fonction du temps pour deux tailles de rayon de ballon ($\beta = 1$ et $\beta = 10$). Maillage radial 3.16a et cartésien 3.16b.	133
3.17	Évolution de la moyenne du pas de temps en fonction de la taille du ballon et de la géométrie du maillage (cartésienne ou radiale).	134
3.18	Profil temporel de pression à $Z = 3\text{m.kg}^{-1/3}$ pour cinq tailles de mailles réduites différentes et $\beta = 1$	136
3.19	Évolution de la distance critique d_β en fonction du rayon du ballon β et de la taille de maille réduite. Maillage radial 3.19a et cartésien 3.19b	137
3.20	Évolution de l'écart avec l'UFC en fonction de la taille du ballon (abscisses) et de la taille de maille (ordonnées) pour le maillage radial 3.20a et cartésien 3.20b	139
4.1	Modélisation d'une structure par piston équivalent	154
4.2	Schéma du principe de fonctionnement du béton armé en flexion.	158
4.3	Force s'appliquant à une masse attachée à un ressort et subissant un effort extérieur	159

4.4	Courbe force déplacement du ressort à un DDL	161
4.5	Schéma des charnières plastiques sur une plaque encastree sur ses quatre cotés et chargée uniformément.	162
4.6	Principe schématique de l'équilibre d'une section en béton armé pour une compression rectangulaire	163
4.7	Déplacement normé du mur "moyen" sans IFS	168
4.8	Déplacement normé du mur "moyen" avec et sans IFS	170
4.9	Déplacement normé du mur "moyen" avec et sans IFS pour plusieurs valeurs de force	171
4.10	Loi de comportement d'un ressort non-linéaire	172
4.11	Modèle numérique du ressort à un degré de liberté soumis à une onde de choc avec IFS 4.11a et sans IFS 4.11b	175
4.12	Modèle éléments finis représentant l'air et le ressort - modèle avec IFS.	176
4.13	Pression initiale dans le modèle numérique, enregistrée 0.53 ms après la détonation de 1 kg de TNT.	178
4.14	Exemple de pression réfléchie en fond de tube consécutivement à l'explosion de 1kg de TNT à 1m50	179
4.15	Schéma de la loi d'érouissage non-linéaire du ressort. Les flèches représentent les trajectoires de charge/décharge du ressort	181
4.16	Exemple de déplacement avec et sans IFS pour les méthodes FEM et analytique (les courbes sont superposées). Structure linéaire – force constante. masse = 6.01 tonnes, raideur = 2.22 GN/m, pression = 44.5 MPa	185
4.17	Comparaison du déplacement maximum sans IFS pour les deux méthodes FEM et analytique. Structure linéaire – force constante.	185
4.18	Exemple de pression réfléchie avec et sans IFS – chargement constant et structure linéaire. Pr corrige est la pression calculée par la relation (4.65) masse = 6.01 tonnes, raideur = 2.22 GN.m ⁻¹ , pression = 44.5 MPa	186
4.19	Écart avec et sans IFS en fonction de ξ - chargement constant et structure linéaire. $r = 0.999$	187
4.20	Exemple de déplacement avec et sans IFS – chargement constant et structure non-linéaire – méthode FEM et différences finies (courbe superposée). Structure non-linéaire – force constante. masse = 6.01 tonnes, raideur = 2.22 GN/m, pression = 25.5 MPa, Ru = 34.1 MN	188
4.21	Comparaison du déplacement maximum sans IFS pour les deux méthodes FEM et différences finies.	188
4.22	Pression vue par le ressort avec et sans IFS. Structure non-linéaire – force constante. masse = 6.01 tonnes, raideur = 2.22 GN/m, pression = 25.5 MPa, Ru = 34.1 MN	189
4.23	Écart, sur le déplacement maximum, avec et sans IFS en fonction de ξ - Structure non-linéaire – force constante – influence de la plasticité.	189
4.24	Écart, sur le déplacement maximum, avec et sans IFS en fonction de ξ_{pl} - Structure non-linéaire – force constante.	190
4.25	Exemple d'historique de déplacement avec et sans IFS, dans le cas d'un blast. Calcul FEM et différences finies (dfini). 50kg de TNT à 1m, masse = 10.7 tonnes, raideur = 2.22 GN.m ⁻¹	191
4.26	Comparaison du déplacement maximum sans IFS pour les deux méthodes FEM et différence finie. Structure non-linéaire – force de type Friedlander.	192

4.27	Exemple d'historique de pression avec et sans IFS dans le cas d'un blast. Calcul FEM et Pr corrigé calculée par la relation (4.65). 50kg de TNT à 1m, masse = 10.7 tonnes, raideur = 2.22 GN.m ⁻¹	193
4.28	Écart sur le déplacement maximum avec et sans IFS en fonction de $\frac{t_i}{t_0}$, Structure linéaire – force de type « blast »	193
4.29	Écart avec et sans IFS en fonction de ξ , Structure linéaire – force de type « blast », courbe analytique issu de la relation (4.54)	194
4.30	Écart sur le déplacement maximum avec et sans IFS, structure linéaire - force de type « blast »	197
4.31	Écart sur le déplacement maximum avec et sans IFS en fonction de Π'_1 et Π'_2 , Structure linéaire – force de type « blast »	198
4.32	Pas de temps du calcul numérique avec et sans IFS. Écart type (trait noir)	201
4.33	Modèle éléments finis utilisé pour évaluer la méthode sans IFS sur un cas réel.	201
C.1	Vue globale des deux maillages pour $\beta = 10$	223
C.2	d_β pour le maillage cartésien et une taille de maille de 2mm	224
C.3	d_β pour le maillage cartésien et une taille de maille de 5mm	225
C.4	d_β pour le maillage cartésien et une taille de maille de 10mm	225
C.5	d_β pour le maillage cartésien et une taille de maille de 15mm	226
C.6	d_β pour le maillage radial et une taille de maille de 2mm	227
C.7	d_β pour le maillage radial et une taille de maille de 5mm	228
C.8	d_β pour le maillage radial et une taille de maille de 10mm	228
C.9	d_β pour le maillage radial et une taille de maille de 15mm	229
D.1	Diagramme espace - temps pour les chocs et la surface de contact pour une explosion aérienne de TNT issue du papier de Brode. A est la position du choc secondaire.	232

LISTE DES TABLEAUX

1.1 Zone de danger en fonction de la surpression d'après [52]	27
2.1 Propriétés mécaniques de l'aluminium 5754 selon la norme EN 485-2 [16] .	61
2.2 Coefficients de la loi d'écroissage de Ludwik et module d'Young, pour la plaque de 2 mm	66
2.3 Coefficients de la loi d'écroissage de Ludwik et module d'Young, pour la plaque de 0.5mm	68
2.4 Coefficients de la loi de Ludwik et module d'Young pour les deux épaisseurs	68
2.5 Pression maximum de l'onde incidente (en bar) pour tous les essais en configuration blast.	75
2.6 Déplacement maximum du centre de la plaque obtenu par essais au TAC. .	78
2.7 Déplacement maximum du centre de la plaque obtenu par essais au TAC. Sans l'essai 1 de la plaque de 2mm	79
2.8 Valeurs expérimentales de pression (en bar) obtenue dans les trois configurations.	83
2.9 Surpressions expérimentales relevées et calculées.	83
2.10 Pression dans la chambre motrice théorique et calculée via le nombre de Mach de l'onde.	84
2.11 Déplacement maximum dans les trois configurations 1, 2 et 3	87
2.12 Comparaison des déplacements numériques et expérimentaux, en configuration blast.	90
2.13 Comparaison des déplacements maxima en situation de choc.	99
3.1 formules et approximations permettant de déterminer l'état CJ pour des explosifs gazeux et solides.	113
3.2 Jeux de conditions initiales possibles pour le gaz à l'intérieur du ballon. . . .	115
3.3 Valeurs des paramètres physiques du ballon retenues pour l'étude paramétrique.	117
3.4 Paramètres de la loi JWL utilisée pour la simulation numérique. Extrait de [16]	118
3.5 Paramètre de la loi polynomiale utilisée pour la simulation numérique. ρ_b et e_b sont définis, respectivement, par les équations 3.12 et 3.13	119
4.1 Paramètres de trois murs classiques utilisés en génie civil.	166
4.2 Paramètres matériaux pour le béton et l'acier des armatures.	166

4.3	Paramètres utilisés pour modéliser l'air à l'état initial dans le modèle numérique.	180
4.4	Paramètres utilisés pour modéliser la structure dans le modèle numérique.	180
4.5	Détails de l'étude paramétrique réalisée - chargement constant.	182
4.6	Détails de l'étude paramétrique réalisée - chargement de type blast.	183
4.7	Valeurs maximum et minimum prises par les grandeurs variant dans l'étude paramétrique.	183
4.8	Variables physiques dans l'espace des unités fondamentales. Les chiffres représentent l'exposant de l'unité.	195
4.9	Temps de calcul des modèles numériques, avec et sans IFS.	202
A.1	Paramètres de la loi de Ludwik issus de l'optimisation par les moindres carrés sur les plaques de 2mm	214
A.2	Paramètres de la loi de Ludwik issus de l'optimisation par les moindres carrés sur les plaques de 0.5mm	215
A.3	Pression maximum de l'onde incidente (en bar) pour tous les essais en configuration choc.	216
A.4	Valeurs expérimentales de pression (en bar) obtenues dans les trois configurations.	217

INTRODUCTION

Les deux guerres mondiales ont été le théâtre de nombreux bombardements, notamment lors de la deuxième où plus de 2.7 milliards de tonnes de bombes ont été larguées rien que sur le front européen. Ajouté à ça, « little boy » et « fat man » avec la destruction de Hiroshima et Nagasaki par les armes atomiques, il devint primordial de mieux comprendre, caractériser et prédire les effets destructifs consécutifs à ces explosions. Initialement restreintes au domaine militaire, ou minier, les applications de ces recherches se sont diversifiées pour prendre en compte les explosions accidentelles dites civiles : Three Mile Island (1979 Pennsylvanie, États-Unis), AZF (2001, Toulouse) ou beaucoup plus récemment l'explosion de la boulangerie rue de Trévis à Paris (janvier 2019) ou celle de l'usine Lubrisole à Rouen (septembre 2019) sont des exemples qui ont chacun marqué l'actualité. A cela viennent s'ajouter les explosions malveillantes d'origine terroriste : Madrid (2004), Paris (2015), Bruxelles (2016) ou beaucoup plus régulièrement au Proche et au Moyen-Orient. Tous ces événements sont qualifiés d'explosions pyrotechniques, mais ils ont des impacts très variés sur les hommes et les structures. Par exemple :

- Three Mile Island : Fusion du cœur de la centrale nucléaire suivie de l'explosion de 320kg d'hydrogène. Aucune victime directe de l'explosion, la structure a résisté et a maintenu le confinement.
- AZF : 300 à 400 tonnes de nitrate d'ammonium explosent faisant 31 morts et des dégâts matériels importants dans la ville de Toulouse. Le site d'AZF est complètement détruit.
- Usine Lubrisole à Rouen : L'explosion en elle-même fait très peu de dégâts, mais déclenche un incendie. Des produits chimiques partent en fumée avec des conséquences, pour le moment, pour la santé des riverains.

Les mécanismes physiques entrant en jeu dans une explosion sont nombreux, et les conséquences sur l'environnement multiples : création et propagation d'une onde de choc, augmentation de la température, création d'une boule de feu, expositions aux radiations nucléaires ou à des produits toxiques. Néanmoins, la brusque libération d'énergie à l'origine de l'explosion provoque systématiquement la propagation d'une onde de souffle. Ces travaux de thèse se focalisent sur les effets de l'onde de souffle générée par une explosion d'origine chimique (provoquée par la détonation d'une charge explosive). Ainsi que sur

ses conséquences sur un bâtiment. Certains des résultats obtenus et des méthodes développées pourront être étendus aux autres types d'explosion.

Les multiples exemples d'explosions accidentelles ou malveillantes ont mis en évidence la nécessité de renforcer la protection des sites industriels stratégiques, nucléaires et recevant du public vis-à-vis des différents risques pyrotechniques. Un grand nombre d'études expérimentales ont été menées dans ce sens, notamment pendant la guerre froide, afin de produire des documents de référence comme l'UFC 3-340-2 servant à guider le dimensionnement de structures résistantes aux explosions. Depuis les années 2000, la tendance est à la simulation numérique, rendue de plus en plus accessible par le l'accroissement de la puissance des ordinateurs. Dans le cas d'une explosion aérienne à proximité d'une structure de génie civil, il est nécessaire de modéliser correctement les phénomènes physiques suivants (résumés sur la figure 1) :

- La détonation dans les explosifs condensés :
Il s'agit ici de caractériser la réaction chimique, l'énergie qui s'en libère et la création de l'onde de souffle. La vitesse caractéristique de la détonation au sein d'un explosif chimique est de 7000 m.s^{-1} .
- La propagation de l'onde de souffle :
Les équations d'Euler régissent la propagation de l'onde dans l'air jusqu'à la structure, c'est donc un problème de mécanique des fluides compressibles. La vitesse de propagation de l'onde dans l'air est de l'ordre de 1000 à 350 m.s^{-1}
- L'interaction fluide structure :
Le couplage entre l'onde (le fluide) et le solide (la structure) est un sujet complexe mettant en jeu, simultanément, les propriétés du fluide et du solide. Le chapitre 4 est consacré à l'étude de cette interaction. Sa vitesse caractéristique est de quelques dizaines de mètres par seconde.
- La réponse de la structure :
La structure va répondre à l'onde via sa raideur et son inertie. La mécanique des milieux continus permet d'évaluer cette résistance et par conséquent le déplacement final de la structure. Des connaissances supplémentaires sont requises en fonction du type de structure étudié (béton armé, charpente métallique, *etc.*) La vitesse de déplacement de la structure est de quelques mètres par seconde.
- L'évaluation des dégâts sur le bâtiment :
Enfin, après toutes ces étapes, il faut connaître les particularités du génie civil afin d'estimer la capacité résiduelle de la structure et ses éventuels dommages. Cette dernière a fini de se déplacer et est entrée dans un mode statique où elle doit pouvoir supporter son propre poids, les équipements intérieurs, les éventuels secours, *etc.* tout en étant potentiellement endommagée.

Les couplages multiphysiques gouvernant les phénomènes (chimie, mécanique des fluides, mécanique des solides, matériaux) compliquent grandement la simulation numérique. En effet, les codes de calculs sont généralement développés spécifiquement pour résoudre des problèmes mono-physiques. Il est possible de citer CHEETAH pour la thermochimie, CLAWPACK pour la mécanique des fluides ou code ASTER pour la mécanique des solides. Les équations et les algorithmes qui les résolvent sont souvent développés spécifiquement pour l'une ou l'autre application. De plus, la différence d'échelle entre la détonation et l'effondrement de la structure (vitesse et dimensions caractéristiques) accroît sensiblement la durée du calcul. Il est extrêmement long de calculer les quelques secondes où

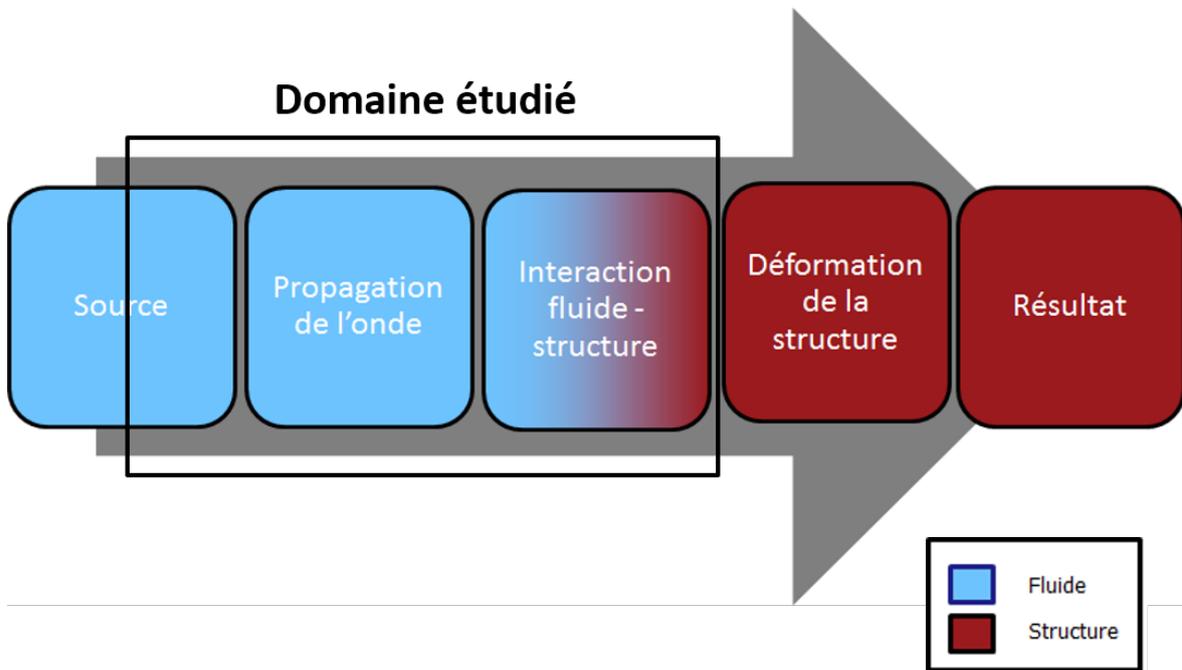


FIGURE 1 – Principales étapes dans l'évaluation de la résistance d'une structure à une explosion.

la structure se déforme avec la même précision que les microsecondes de réaction chimique.

Toutes ces raisons rendent le calcul numérique global inefficace. L'objectif de cette thèse est donc d'améliorer, pour l'ingénieur, la modélisation des effets des explosions sur les structures de génie civil et plus particulièrement d'améliorer le rapport coût sur précision. Le coût sera assimilé au temps de calcul et au temps ingénieur nécessaire à mettre en place le modèle. La précision sera évaluée vis-à-vis de résultats expérimentaux obtenus au laboratoire ou dans la littérature publiée.

Le choix a été fait de travailler, du point de vue de l'utilisateur final, autour de deux grands axes qui sont la propagation de l'onde de souffle dans l'air et l'interaction entre le fluide et la structure (voir figure 1).

Le premier chapitre de ce mémoire constitue une étude bibliographique de la phénoménologie liée à l'explosion et à ses conséquences, en particulier l'onde de souffle. Par la suite, l'interaction de cette onde avec un bâtiment sera présentée et, pour finir, les principales méthodes de dimensionnement seront explicitées. Afin de présenter les concepts numériques utilisés tout au long de ce mémoire ce chapitre introduit également les principes de la modélisation numérique. Une attention particulière est portée aux codes de calculs disponibles (tels Radioss, Ls-dyna ou Europlexus pour citer les plus connus en France) et aux méthodes numériques qu'ils emploient (volumes finis, éléments finis).

Le deuxième chapitre est une étude expérimentale permettant d'estimer l'erreur numérique faite par les différentes méthodes numériques employées actuellement. Pour cela un tube à choc, disponible à l'ENSTA Bretagne, est utilisé. Dans un premier temps, ce dispositif est présenté et quelques calculs théoriques sont effectués afin de s'assurer de la pertinence des résultats à la fois expérimentaux et numériques. En effet, un des avantages du tube à choc est qu'il permet une étude analytique servant de base théorique de comparaison. Un deuxième avantage est la possibilité de créer une onde de souffle (un profil de type Friedlander) dans le tube afin de s'approcher le plus possible des phéno-

mènes physiques observés dans un cas réel. La campagne d'essais consiste à utiliser le tube pour générer une onde de choc ou une onde de souffle qui impacte une plaque en aluminium de différentes épaisseurs. Les différents résultats sont présentés et comparés avec des simulations numériques.

La troisième partie porte sur la modélisation de la propagation de l'onde de souffle. Le chapitre 2 présente une méthode de couplage 1D-3D, elle sera étendue à une onde issue d'une explosion. Certaines limitations s'appliquent à cette méthode. En effet, une taille de maille critique ne doit pas être dépassée afin de représenter fidèlement le chargement. Pour pallier cette limite, une autre méthode proposée consiste à remplacer la charge explosive par un ballon d'air comprimé possédant les caractéristiques adéquates pour représenter l'onde issue d'une charge réelle équivalente. La modélisation par un ballon d'air comprimé a été étudiée par le passé, la nouveauté proposée est d'augmenter la taille du ballon jusque dix fois la taille initiale de l'explosif. Cette technique permet une meilleure conservation de l'énergie totale qui est un des points faibles de la modélisation numérique. De plus, elle permet un calcul plus rapide et/ou plus précis.

Le dernier chapitre est consacré à l'interaction fluide-structure (IFS). Quelle que soit la méthode (couplage direct ou indirect, par pénalité ou par multiplicateur de Lagrange), le couplage entre l'air et la structure prend une part importante du temps de calcul. Il est donc judicieux de s'intéresser particulièrement à cet aspect. L'objectif est de trouver des conditions (chargement et structure) dans lesquelles les effets de l'IFS sont négligeables sur le dimensionnement du génie civil. Pour cela, une étude paramétrique est entreprise dans quatre configurations différentes : chargement constant (choc) ou de type « blast » et structure linéaire ou non linéaire. La structure considérée sera assimilée à un ressort représentatif d'un mur en béton plus ou moins armé et plus ou moins épais.

CHAPITRE 1

DIMENSIONNEMENT DES STRUCTURES AUX EFFETS DE SOUFFLE

Sommaire

1.1	Explosion	6
1.1.1	Définition	6
1.1.2	Régimes de décomposition	7
1.1.3	Principale conséquence : une onde de choc	8
1.2	Propagation de l'onde de choc aérienne	11
1.2.1	Description de l'onde	11
1.2.2	Similitude et distance réduite	12
1.2.3	Profil de pression	13
1.3	Équivalent TNT	16
1.4	Interaction souffle-structure	18
1.4.1	Réflexion normale	19
1.4.2	Réflexion oblique	22
1.5	Dimensionnement de la structure	26
1.5.1	Les méthodes forfaitaires	27
1.5.2	Statique équivalente	28
1.5.3	Modélisation à une dimension	30
1.6	Méthodes numériques	34
1.6.1	Le schéma de résolution temporel	34
1.6.2	Condition de stabilité	36
1.6.3	Méthodes de résolution spatiales	37
1.6.4	Maillages eulerien et lagrangien	41
1.7	Références	43

1.1 Explosion

1.1.1 Définition

Pouvant être d'origines très différentes, les explosions désignent toutes le même phénomène : une libération très rapide d'une grande quantité d'énergie, ce qui se traduit par la libération d'une puissance élevée. Par conséquent, l'Institut National de l'Environnement Industriel et des RISques (l'INERIS) considère l'explosion comme un « phénomène dangereux à cinétique rapide » au sens de la réglementation pour la protection de l'environnement (ICPE) [1]. Plusieurs phénomènes peuvent, couramment, être la cause de cette libération soudaine d'énergie. Ils sont listés ci-dessous, du plus commun au moins commun :

— **Explosion « pneumatique »**

Ce type d'explosion correspond à la détente rapide d'un gaz à haute pression dans une atmosphère à basse pression. C'est un phénomène que l'on peut retrouver si une bouteille de gaz est laissée au soleil, à la suite de la rupture de canalisation à haute pression, *etc.* C'est également la cause de l'accident de la chaudière du bateau à vapeur appelé « Le Rhône » qui a explosé à Lyon le 4 mars 1827 tuant vingt personnes [2].

— **Explosion « chimique »**

Au cours d'une réaction chimique, de l'énergie peut être consommée. À l'inverse, la réaction peut être exothermique et libérer de l'énergie. Si cette réaction est très rapide, alors une explosion est générée. Il est possible de citer diverses substances susceptibles d'être à l'origine d'explosions chimiques : les explosifs courants (TNT par exemple), les explosions de gaz naturel (combustion du gaz) ou encore les explosifs artisanaux à base d'engrais. Ces explosions sont moins communes, mais très souvent mortelles. Il est possible de citer l'explosion de gaz naturel rue de Trevis le 12 janvier 2019, ou l'explosion d'engrais qui a détruit l'immeuble du FBI à Oklahoma City le 19 avril 1955 [3].

— **Explosion « de vaporisation » ou de changement de phase**

La vaporisation ou la sublimation très rapide d'un milieu va également générer une grande quantité d'énergie. Cette vaporisation ou cette sublimation peut être créée par un laser [4], un courant à haute tension ou un phénomène de type « BLEVE ». Le BLEVE est l'acronyme anglais de « boiling liquid expanding vapor explosion ». C'est un phénomène qui se produit généralement lorsqu'un réservoir de liquide à température très largement supérieure à sa température d'ébullition se fissure. Un des premiers accidents industriels en France, à la raffinerie de Feyzin est dû à un phénomène de BLEVE sur du propane liquide [5]. Ce type d'explosion à l'origine du phénomène météorologique de la foudre est aussi utilisé dans le domaine militaire (on parle alors d'armes à énergie dirigée).

— **Explosion de poussière**

Les poussières sont de très fines particules combustibles (blé, farine, maïs *etc.*) facilement oxydables. Suite à un apport d'énergie extérieure (étincelle, chaleur *etc.*) Ces particules vont réagir avec le dioxygène de l'air au cours d'une réaction très fortement exothermique. Plus les particules sont fines, plus l'énergie d'initiation de la réaction et la distance entre particules sont faibles. Après initiation par point chaud, la flamme est donc facilement accélérée de particule en particule, ce qui peut gé-

néer un régime de détonation. Ces évènements ont été meurtriers en France, notablement à Metz en octobre 1982, à Blaye le 20 août 1997 ou, plus récemment, à Strasbourg le 6 Juin 2018.

— **Explosion nucléaire**

Cette catégorie regroupe les deux types de bombes nucléaires créées : les bombes à fusion et les bombes à fission. Dans le premier cas, deux noyaux atomiques légers vont fusionner en un noyau plus lourd. La somme des masses des deux noyaux étant plus élevée que celle du noyau créé, de l'énergie est créée pour équilibrer l'équation selon la relation d'Einstein $E = mc^2$. C'est cette réaction qui se produit dans le soleil et des recherches sont en cours pour utiliser cette énergie afin de créer de l'énergie : c'est l'objectif du projet international ITER mené à Cadarache (Bouche du Rhône). A l'inverse, la fission crée de l'énergie en séparant un noyau lourd en deux noyaux légers dont la somme des masses est plus faible que celle du noyau lourd. Cette réaction est celle utilisée dans le parc nucléaire Français pour créer de l'électricité, mais c'est également celle utilisée en 1945 dans les bombes atomiques « Little boy » et « Fat man » qui ont détruit respectivement Hiroshima et Nagasaki.

1.1.2 Régimes de décomposition

Dans le cas de l'explosion d'origine chimique, plusieurs milieux peuvent réagir. On parle de mélange gazeux réactifs lorsqu'il s'agit d'un gaz ou de matériaux énergétiques si c'est un liquide ou solide capable d'exploser. Lors de la réaction, un dégagement d'énergie est observé lors de la transformation du milieu en aval, dit « frais », en produits de réaction. Mallard et Le Chatellier [6] ont été les premiers à mettre en évidence les différents régimes de décomposition des matériaux énergétiques et mélanges gazeux réactifs, en fonction de la vitesse de décomposition. Du plus lent au plus rapide, on détaille la combustion, la déflagration et la détonation.

1. La déflagration

Selon le groupe français de la combustion [7] la déflagration est un « mode de propagation autonome subsonique de la réaction dans un milieu combustible (idéalement pré-mélangé) grâce à son couplage avec les mécanismes de transport de chaleur et de matière. Le mode de déflagration est caractérisé par une diminution de la pression et de la masse volumique en même temps qu'une accélération des gaz traversant la zone de réaction. »

2. La détonation

D'après le groupement français de la combustion [7], une détonation est une « propagation plus ou moins autonome d'une zone de combustion couplée à un complexe d'ondes de choc qui la précède, se faisant avec une vitesse supérieure à la célérité du son par rapport au milieu réactif. La décomposition en détonation est caractérisée par une augmentation de la pression et de la masse volumique en même temps qu'une décélération des gaz par rapport à la zone réactionnelle qu'ils traversent. Dans une détonation, la combustion procède par auto-inflammation du mélange comprimé par l'onde de choc associée et échauffement par l'élévation de la température dégagée. » Étant donné que c'est le type d'explosion qui génère le plus de pression et donc le chargement le plus dangereux pour la structure, ce sont les conséquences de la détonation qui seront étudiées dans cette thèse.

En d'autres termes, si la réaction se propage de manière subsonique, l'énergie est libérée moins rapidement et on parle de la propagation d'un « front de flamme ».

L'augmentation du volume dû à la création de nouveaux produits gazeux lors de la réaction chimique va mettre en mouvement le milieu frais, une « onde de déflagration » peut alors se créer et se propager dans l'air. De plus, il n'y a pas de discontinuité des grandeurs thermodynamiques comme le montre le profil de pression type d'une déflagration (voir figure 1.1). Le niveau de pression sera moins élevé que pour la détonation d'une charge de même masse, mais l'impulsion sera plus longue. Une déflagration peut être accélérée par la réaction chimique jusqu'à dépasser la vitesse du son dans le milieu en amont du choc, elle va alors se transformer en une détonation. Ce phénomène, appelé Transition Déflagration Détonation (ou TDD), n'est pas encore parfaitement connu et de nombreuses recherches sur le sujet sont en cours.

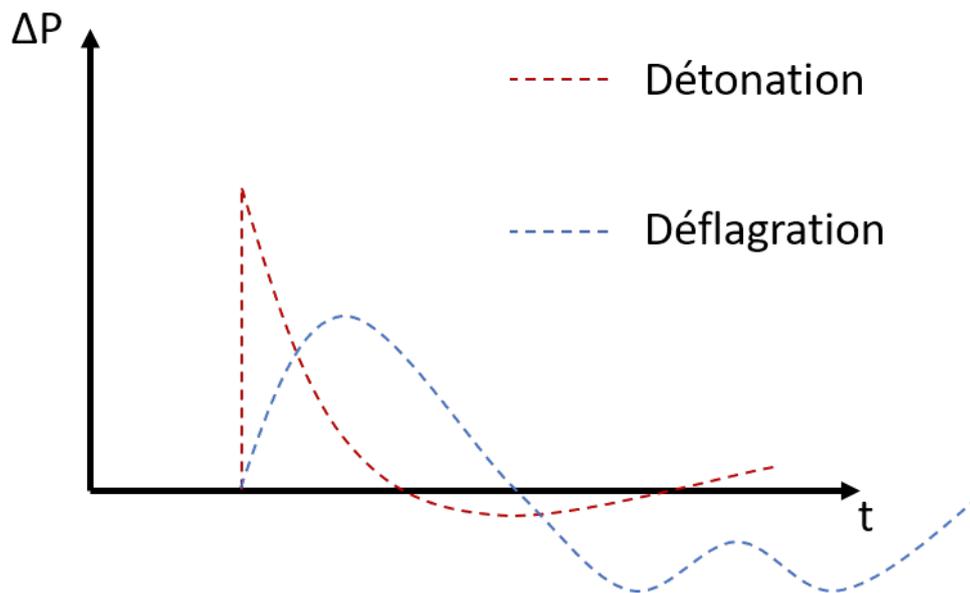


FIGURE 1.1 – Comparaison des profils temporels de surpression ΔP d'une détonation et d'une déflagration

Parmi ces régimes de réactions, ces travaux de thèse s'intéresse au cas le plus défavorable pour la structure : l'onde de choc consécutive à une détonation.

1.1.3 Principale conséquence : une onde de choc

Les explosions pouvant endommager une structure de génie civil sont très souvent liées aux ondes de choc consécutives aux détonations d'origine chimique. Dans différents contextes, il est possible de citer :

- Une explosion accidentelle d'un stock de nitrate d'ammonium de l'usine AZF à Toulouse qui fait 30 morts et plus de 1,5 milliard d'euros de dégâts matériels [8],
- Une explosion malveillante terroriste. Le TATP est utilisé lors des attaques terroristes dans le monde [9, 10] et notamment celles de Paris en 2015,
- Une explosion militaire. Le RDX est couramment utilisé pour les applications militaires, comme les charges creuses [11].

Dans toutes ces situations, les conséquences d'une explosion peuvent varier (boule de feu, chaleur, éclats *etc.*), mais l'effet dimensionnant pour les structures de génie civil est le plus souvent la génération d'une onde de choc. C'est une perturbation qui propage,

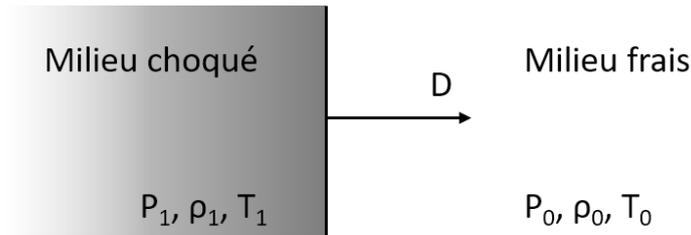


FIGURE 1.2 – Propagation d’un choc plan à la célérité D , 0 est l’indice du milieu frais et 1 celui du milieu sous choc.

de manière supersonique, des discontinuités des propriétés thermodynamiques (énergie, pression, masse volumique...) d’un milieu. Au travers de cette discontinuité, il est possible d’écrire les équations de conservation de la masse (ou du débit massique) (1.1), de la quantité de mouvement (1.2) et de l’énergie (1.3). Ces relations sont nommées relations de saut de Rankine-Hugoniot.

En effet, entre le milieu au repos (ou « frais »), indicé 0 sur la figure 1.2, et le milieu choqué, indicé 1, on peut écrire :

$$\rho_0 u_0 = \rho_1 u_1 \quad (1.1)$$

$$\rho_0 u_0^2 + P_0 = \rho_1 u_1^2 + P_1 \quad (1.2)$$

$$h_0 + \frac{u_0^2}{2} = h_1 + \frac{u_1^2}{2} \quad (1.3)$$

Avec :

- P la pression dans le milieu,
- u la vitesse matérielle dans le référentiel lié au choc après le passage de ce dernier dans le milieu et donc $u_0 = -D$ et $u_1 = u_1^* - D$ avec u^* la vitesse matérielle dans le référentiel fixe,
- ρ la masse volumique (on utilisera souvent, plus volontiers, le volume spécifique $\nu = 1/\rho$),
- h l’enthalpie.

En combinant ces équations, il est possible d’exprimer la pression P en fonction du volume spécifique $\nu = 1/\rho$. En particulier, les équations 1.1 et 1.2 se réécrivent :

$$\frac{P_1 - P_0}{\nu_1 - \nu_0} = -\left(\frac{u_0}{\nu_0}\right)^2 = -\left(\frac{D}{\nu_0}\right)^2 \quad (1.4)$$

Ainsi, quelles que soient les valeurs données par le problème initial (indice 0), il est possible d’y relier les valeurs de pression P_1 et de volume spécifique $\nu_1 = 1/\rho_1$. Dans le plan (P, ν) , ces valeurs sont sur la droite de Rayleigh-Michelson définie par l’équation (1.4).

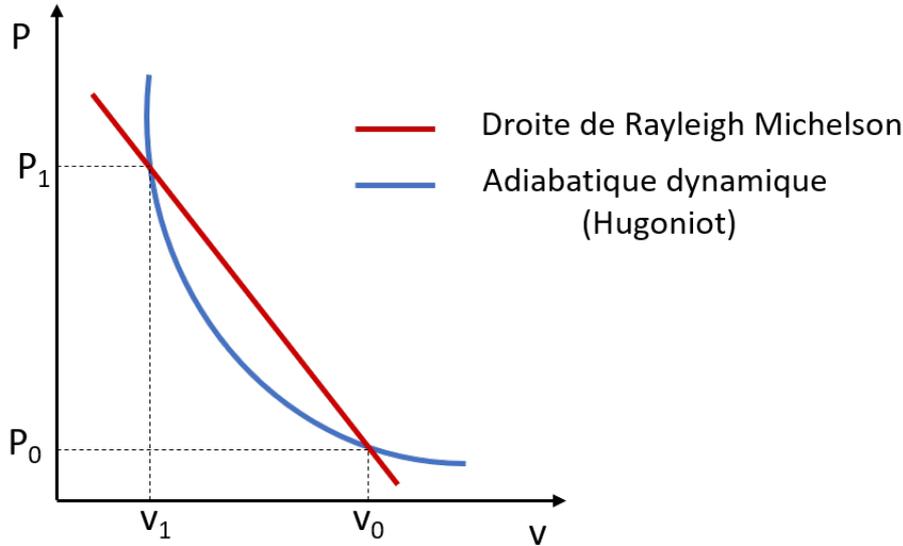


FIGURE 1.3 – Droite de Rayleigh-Michelson (rouge) et adiabatique dynamique (bleu) dans le cas d'un choc non réactif

En utilisant l'équation de conservation de l'énergie (1.3), il est possible d'obtenir une équation reliant l'enthalpie h , la pression P et le volume spécifique v (1.5). C'est une hyperbole appelée adiabatique dynamique ou courbe d'Hugoniot.

$$h_1 - h_0 = \frac{1}{2}(p_1 - p_0)(v_1 + v_0) \quad (1.5)$$

En considérant un gaz calorifiquement parfait et en exprimant son enthalpie $h = \frac{\gamma p v}{\gamma - 1}$ où γ est le rapport des chaleurs spécifiques de l'air, on obtient une expression qui ne dépend que de p , v et $\gamma = C_p/C_v = 1.4$. Il est donc possible de trouver les valeurs de p_1 et v_1 en couplant les équations (1.5) et (1.4). Il est courant de résoudre ces équations graphiquement (figure 1.3).

Les deux points d'intersection correspondent donc aux valeurs au repos (indice 0) et aux valeurs choquées (indice 1) où la pression et la masse volumique ont augmenté. Il y a unicité de la solution pour une vitesse D donnée, et elle peut être calculée grâce aux relations de Rankine-Hugoniot (1.1), (1.2) et (1.3) en exprimant le nombre de Mach $M = \frac{u}{c}$ où c est la célérité du son.

$$\frac{\rho_1}{\rho_0} = \frac{(\gamma + 1)M_0^2}{(\gamma - 1)M_0^2 + 2} \quad (1.6)$$

$$\frac{P_1}{P_0} = \frac{2\gamma M_0^2 + (\gamma - 1)}{\gamma + 1} \quad (1.7)$$

Ce qui donne :

$$\frac{u_1}{u_0} = \frac{(\gamma - 1)M_0^2 + 2}{(\gamma + 1)M_0^2} \quad (1.8)$$

La caractérisation de la détonation chimique est la première étape nécessaire pour déterminer les effets des explosions sur les structures. Cependant, c'est également un sujet complexe et il est traité plus en détail dans le chapitre 3 de ce manuscrit.

1.2 Propagation de l'onde de choc aérienne

A la suite de l'explosion ayant permis sa génération, l'onde de choc décrite dans le paragraphe 1.1.3 va se propager dans l'air. Le milieu n'est pas réactif et donc il est possible d'appliquer les relations de conservation de Rankine-Hugoniot (1.8), (1.6) et (1.7). Ce paragraphe est consacré à la description de la propagation d'une onde de choc sphérique dans l'air.

1.2.1 Description de l'onde

L'onde de choc se propage dans l'air et est suivie d'une détente permettant aux grandeurs thermodynamiques de retrouver leurs valeurs initiales. La surpression est couramment utilisée pour décrire l'onde de choc : il s'agit de la différence entre la pression absolue et la pression ambiante. La forme caractéristique de l'onde a été décrite par Friedlander [12], la détente consécutive au passage du choc prend la forme d'une exponentielle décroissante dans l'équation de Friedlander (1.9), tracée sur la figure 1.4. Cette onde est nommée, couramment, onde de souffle.

$$\Delta P(t) = \Delta P_{max} \left(1 - \frac{t}{t_0}\right) e^{-\lambda \frac{t}{t_0}} \quad (1.9)$$

Le paramètre λ , de l'équation (1.9), est le coefficient de décroissance. Cependant, ce n'est pas la seule équation analytique décrivant la décroissance de l'onde de souffle. Par exemple, Delaroche le fait grâce à un produit de sinus et d'une exponentielle décroissante. Il est, dès lors, possible de définir quelques grandeurs caractéristiques de l'onde de souffle en se basant sur le profil temporel de la surpression (figure 1.4) qu'il soit décrit par l'équation de Friedlander ou non. Ces grandeurs caractéristiques sont au nombre de 6 et sont décrites dans ce qui suit :

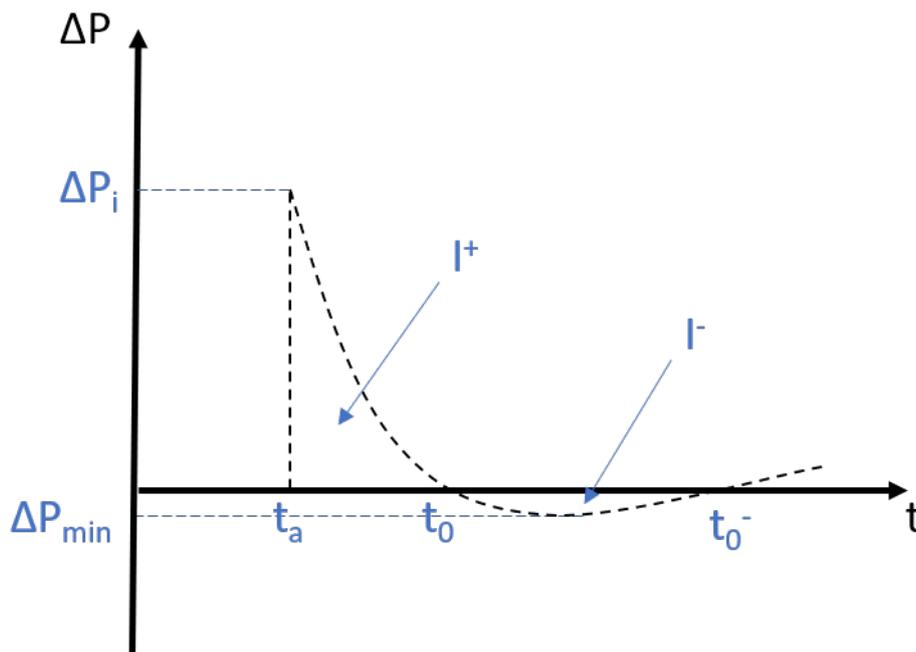


FIGURE 1.4 – Représentation schématique de l'évolution temporelle de la surpression lors de la propagation d'une onde de souffle

- La surpression maximale ΔP_i est la valeur de surpression au pic de l'onde de souffle. Elle peut être calculée grâce aux relations de Rankine–Hugoniot (1.7),
- La surpression minimale ΔP_{min} est la valeur minimale de la dépression consécutive à l'onde de choc. Cette valeur est plus petite que la pression atmosphérique,
- Le temps d'arrivée t_a est l'instant auquel l'onde arrive en un point d'observation,
- Le temps de maintien de la phase positive t_0 est la différence entre le temps d'arrivée et l'instant où la pression retrouve sa valeur ambiante;
- L'impulsion I est la valeur de l'intégrale temporelle de la partie positive de la pression (voir équation (1.10)). L'impulsion correspond à la quantité de mouvement transmise à la structure,
- L'impulsion négative est l'intégrale temporelle de la partie négative de la pression.

$$I = \int_{t_a}^{t_0} \Delta P(t) dt \quad (1.10)$$

L'impulsion négative et, plus généralement, toute la phase négative sont régulièrement négligées dans les études de dimensionnement des structures de génie civil alors que des études tendent à montrer que l'impulsion négative peut avoir un effet non négligeable notamment sur les vitres [13, 14, 15]. La phase négative est rarement prise en compte car elle demeure beaucoup plus difficile à prédire que la phase positive [16]. L'Eurocode [17] précise que ce sujet demande « une assistance par des spécialistes ».

Toutes ces valeurs sont définies pour un couple (quantité d'explosif, distance) donné. Il n'est pas envisageable d'étudier toutes les valeurs possibles de ces couples. C'est pourquoi des lois de similitude ont été développées, elles permettent d'étudier les effets d'échelles liés aux ondes de choc.

1.2.2 Similitude et distance réduite

Les lois de similitude reposent sur l'analyse dimensionnelle des phénomènes et plus particulièrement sur le théorème de Vashy-Bukingham. Elles permettent, entre autres, l'adaptation de l'étude expérimentale réalisée à l'échelle du laboratoire (pour des raisons de sécurité) à des explosions réelles. La similitude la plus utilisée, pour les ondes de souffle, est celle d'Hopkinson-Cranz [18]. Elle stipule que deux observateurs situés à deux distances différentes de deux charges différentes vont subir le même pic de surpression si la distance réduite Z est similaire. La distance réduite est définie par :

$$Z = \frac{d}{m^{1/3}} \quad (1.11)$$

Avec :

- d la distance entre l'observateur et le centre de la charge,
- m la masse de la charge explosive.

En revanche, les grandeurs temporelles (t_a et t_0) vont être réduites par le facteur $k = m^{-1/3}$. La figure 1.5 résume la similitude d'Hopkinson-Cranz dans les deux situations « bleu » et « rouge ».

Grâce aux lois de similitude, il est possible d'exprimer les valeurs décrivant l'onde de souffle (pression, impulsion, etc.) en fonction de la distance réduite.

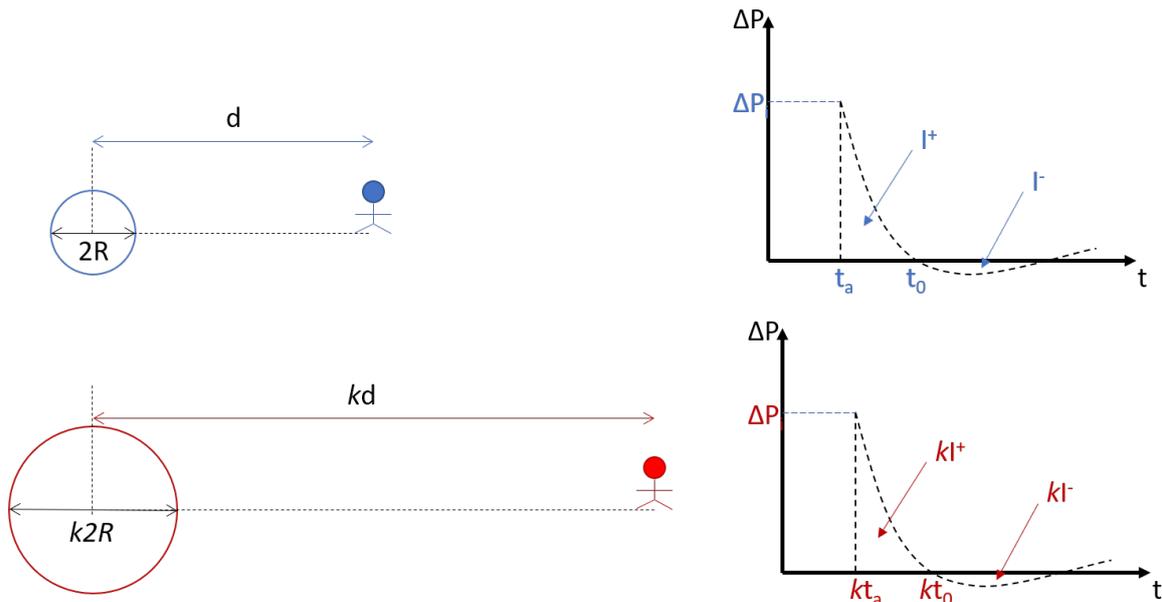


FIGURE 1.5 – Exemple de similitude de Hopkinson-Cranz dans deux situations où la personne subit la même surpression

1.2.3 Profil de pression

Plusieurs études se sont données pour but de quantifier les grandeurs caractéristiques de l'onde de choc à différentes distances réduites. Ce paragraphe propose une liste non exhaustive des principaux modèles d'ondes de souffle sphériques se propageant en champ libre. La principale difficulté rencontrée concerne la zone très proche de la charge (appelée « champ proche »). En effet, de nombreux phénomènes physiques apparaissent (création et propagation de l'onde de choc, boule de feu, réaction post-combustion...) ce qui rend très difficile la mise en équation de modèles fiables [19, 16]. De plus, les très fortes pressions et températures, présentes aux premiers instants de l'explosion, rendent les mesures expérimentales très délicates [20]. Néanmoins, des études empiriques ou analytiques, basées sur des hypothèses fortes, ont permis d'établir des abaques pour les différentes grandeurs caractéristiques (pic de surpression, impulsion, *etc.*) de l'onde de surpression.

Les modèles analytiques

Les premières études pour quantifier les valeurs de surpression remontent aux années 1950 où, notamment, Taylor [21] et Sakurai [22] ont établi des modèles analytiques d'ondes de choc consécutives à une explosion nucléaire reposant sur deux hypothèses fortes :

1. La source de l'explosion est ponctuelle

Cette première hypothèse est valide lorsque l'observateur se trouve loin de la charge explosive. Lors d'une explosion nucléaire, la bombe explose en altitude (580m pour Hiroshima et 500m pour Nagasaki) l'hypothèse est bien vérifiée. En revanche, lors d'une explosion malveillante ou accidentelle, les premières structures se trouvent dans un rayon bien trop petit pour pouvoir justifier une telle hypothèse.

2. La surpression est très grande devant la pression atmosphérique

Cette deuxième hypothèse est justifiée pour l'étude d'explosions d'origine nucléaire. En revanche, elle peut être remise en question dans le domaine civil, en effet après

seulement quelques mètres la surpression engendrée par l'explosion sera de l'ordre de la pression atmosphérique [23]. Les travaux de Taylor et Sakurai divergent sur l'utilisation de cette hypothèse, le premier néglige totalement les termes $\frac{\Delta P}{P_0}$ et il obtient une équation décrivant l'évolution de la surpression en fonction de la distance et de la masse :

$$P_{max} = 0.155 m e_i d^{-3} = 0.155 e_i \left(\frac{d}{m^{1/3}} \right)^{-3} \quad (1.12)$$

Sakurai effectue, quant à lui, un développement limité à l'ordre 1 en $\frac{\Delta P}{P_0}$. L'équation 1.12 est très intéressante car elle permet de retrouver la distance réduite $Z = \frac{d}{m^{1/3}}$, et de remarquer que la pression tend vers l'infini quand Z s'approche de 0. Ces pressions divergentes lorsque la distance diminue est une des limites de ce premier modèle. Par la suite, ces travaux ont été poursuivis pour s'affranchir de ces deux hypothèses des premiers modèles analytiques. Ainsi Bach et Lee [24] ont supposé une expression particulière de la masse volumique et Dewey [25] une expression particulière de la vitesse pour s'affranchir de l'hypothèse 2. Dans une démarche différente, Brode [26] a remplacé la source ponctuelle par un ballon de gaz à haute pression et haute température correspondant à un état détoné moyen. Ces nouveaux modèles ne donnant pas de résultats satisfaisants pour l'étude de l'ensemble des types d'explosions. D'autres études se sont orientées vers des approches empiriques ou semi-empiriques.

Les modèles empiriques

Avant d'évoquer plus en détail les modèles empiriques, il convient de rappeler que beaucoup de ces modèles viennent du même document de Kingery et Bullmash [27]. C'est pour cela qu'ils donnent des résultats très comparables, mais le document initial n'est pas disponible au public et ne sera donc pas détaillé ici. Un autre document du département de la défense américaine, l'Unified Facilities Criteria 3-340-2 [23] (anciennement TM5-1300 et appelé UFC dans la suite), est le document de référence pour le dimensionnement des structures de génie civil [1]. Les différentes grandeurs caractéristiques de l'onde de choc (pression, impulsion, temps d'arrivée, *etc.*) y sont tracées en fonction de la distance réduite pour une plage allant de 0.05 à 40 $m.kg^{-1/3}$. Mais, comme cela a déjà été évoqué les données en champ proches sont très difficiles à obtenir et l'UFC ne donne pas de valeurs fiables pour des distances inférieures à 0.5 $m.kg^{-1/3}$ [16]. Malgré ce défaut, ce document est le plus utilisé pour le dimensionnement génie civil et a donc une valeur juridique. C'est pour cela qu'il sera pris comme référence dans le reste de ce manuscrit. D'autres modèles empiriques ou semi-empiriques pour des charges chimiques de TNT existent, il est possible de citer, par exemple, les auteurs suivants :

— Mills

En 1987, Mills a établi une relation empirique (1.13) pour la surpression incidente issue d'une explosion de TNT [28] :

$$\frac{\Delta P}{P_0} = \frac{1772}{Z^3} - \frac{114}{Z^2} + \frac{108}{Z} \quad (1.13)$$

— Kinney-Graham

En 1985, Gilbert F. Kinney et Kenneth J. Graham [29] ont, également, établi une relation pour la surpression (1.14) résultant d'une explosion chimique ainsi qu'une

autre pour celle dégagée par une explosion nucléaire. De plus, ils ont présenté des abaques concernant toutes valeurs importantes de l'onde de pression (la surpression, l'impulsion, le coefficient de décroissance de l'expression de Friedlander *etc.*).

$$\frac{\Delta P}{P_0} = \frac{808(1 + (\frac{Z}{4.5})^2)}{\sqrt[3]{(1 + (\frac{Z}{0.048})^2)(1 + (\frac{Z}{0.32})^2)(1 + (\frac{Z}{1.35})^2)}} \quad (1.14)$$

— **Brode**

En 1955, Brode [30] a poursuivi son travail sur la détonation en proposant une équation analytique pour la surpression (1.15).

$$\frac{\Delta P}{P_0} = \begin{cases} 1 + \frac{6.7}{Z^3} & \text{si } 0.1 < Z < 1.0 \\ \frac{5.85}{Z^4} + \frac{1.455}{Z^3} + \frac{0.975}{Z^2} - \frac{0.019}{Z} & \text{si } 1.0 < Z < 20 \end{cases} \quad (1.15)$$

Il est intéressant de noter qu'aucune relation n'est donnée pour des distances réduites inférieures à $0.1 m.kg^{-1/3}$. On retrouve ici les limitations déjà évoquées : il est difficile d'obtenir des données fiables pour des distances proches de la charge explosive. Henrych [31] a également proposé des relations similaires (en polynôme de puissance négative) pour trois plages de distances réduites différentes.

1.3 Équivalent TNT

Les modèles définis au paragraphe 1.2.3 sont établis pour une explosion de TNT. En effet, le trinitrotoluène, appelé aussi TNT ou tolite, s'est imposé en explosif de référence, pour des raisons historiques liées au procédé de fabrication coulé-fondu, à sa stabilité et à sa faculté d'être fusible et utilisé en guise de liant. C'est donc l'explosif le plus étudié [32, 33] et celui qui a donné le plus de résultats expérimentaux [23, 34].

Pour extrapoler ces modèles à d'autres types d'explosif, il est fréquent de se référer à un « équivalent TNT » c'est une grandeur permettant de passer d'une masse d'un explosif quelconque à une masse de TNT. La détermination de l'équivalent TNT n'a pas fait l'objet de normes européennes, ni internationales. Ainsi, plusieurs définitions ont émergé au fil des recherches successives [34].

Le but des paragraphes suivants est de présenter les principales définitions de l'équivalent TNT pour mettre en évidence la complexité d'établir un équivalent universel. Ainsi, la liste présentée n'est pas exhaustive.

Équivalent « intrinsèque »

Dans un premier temps, il est intéressant de s'attarder sur les caractéristiques intrinsèques du matériau énergétique étudié. Ainsi, Cooper [11] a donné une première définition de l'équivalent TNT noté TNT_e , c'est le rapport des vitesses de détonations (1.16) :

$$TNT_e = \frac{D_{EXPLO}^2}{D_{TNT}^2} \quad (1.16)$$

Avec : D est la vitesse de détonation et les indices EXPLO et TNT font respectivement référence à l'explosif étudié et au TNT de référence. Cette terminologie sur les indices sera utilisée dans la suite de ce paragraphe. Cette définition (1.16) repose sur une propriété intrinsèque à l'explosif utilisé et on peut la retrouver dans de nombreux travaux de recherche [35, 14, 36].

Pour des explosifs chimiques, il est aussi possible de définir l'équivalent TNT grâce à la chaleur de détonation Q , plus d'informations sur le calcul de cette chaleur sont données au chapitre 3. Cette approche est celle préconisée par l'UFC 3-340-2 [23] et elle est utilisée par Edri [37], Gelfand [38] ou encore Smith [19] par exemple. L'équivalent TNT est alors défini par l'équation (1.17).

$$TNT_e = \frac{Q_{EXPLO}}{Q_{TNT}} \quad (1.17)$$

Avec Q : la chaleur de détonation.

Une autre équation, plus complexe, qui utilise également les chaleurs de réaction est formulé par Locking [34]. D'autres définitions portant sur des propriétés intrinsèques existent [39], il est possible de citer celles reposant sur la méthode décrite en 1892 par Berthelot [40] ou sur l'indice de poudre.

Ces premières définitions ont l'avantage de n'utiliser que des caractéristiques intrinsèques au matériau énergétique étudié, en revanche, elles ne tiennent pas compte des autres réactions chimiques et/ou des réactions post-détonation pouvant affecter l'onde de choc.

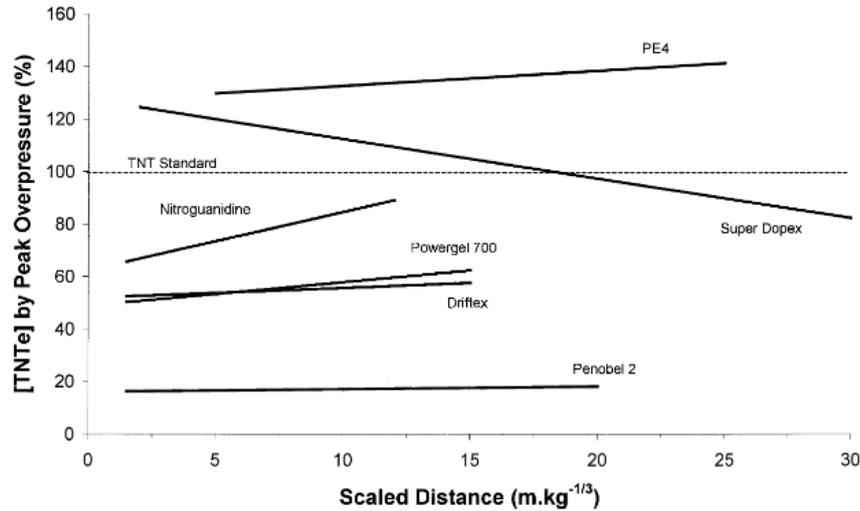


FIGURE 1.6 – Équivalent TNT, sur le pic de surpression, pour différents explosifs commerciaux en fonction de la distance réduite (issu de [44]).

Équivalent sur l'onde de choc

Il est également possible de définir l'équivalent TNT en considérant l'onde de choc consécutive à la détonation. Ainsi, l'équivalent TNT peut être défini comme le rapport des distances réduites donnant la même valeur de pression maximale ou d'impulsion [41, 42, 43]. Plus précisément, Formby [41] définit l'équivalent TNT pour une grandeur donnée X (pression ou impulsion) par l'équation (1.18).

$$\text{TNT}_e \Big|_X = \left(\frac{Z_{\text{EXPLO}}}{Z_{\text{TNT}}} \right)^3 \Big|_X \quad (1.18)$$

En d'autres termes, si le TNT de référence produit 9 bar de surpression à $1.00 \text{ m.kg}^{-1/3}$ et que l'explosif étudié produit 9 bar à $1.12 \text{ m.kg}^{-1/3}$ alors l'équivalent TNT sera : $\text{TNT}_e \Big|_{P=9\text{bar}} = \left(\frac{1.12}{1.00} \right)^3 = 1.40$. D'après cette définition, l'équivalent TNT en pression sera plus important que celui en impulsion. Une autre méthode consiste à faire la démarche inverse et à établir l'équivalent TNT comme le rapport des pressions (ou des impulsions) à une distance donnée (voir équation (1.19)) pour une même masse initiale d'explosif.

$$\text{TNT}_e \Big|_d = \frac{\Delta P_{\text{EXPLO}}}{\Delta P_{\text{TNT}}} \Big|_d \quad (1.19)$$

Toutes ces définitions ne sont pas équivalentes et il existe donc plusieurs équivalents TNT pour un même explosif. Par exemple Smith *et al* [19] trouvent plus de 20% d'écart entre les équivalents basés sur la pression et ceux basés sur l'impulsion pour le PE4 hémisphérique. De plus, la figure 1.6, créée à partir des valeurs expérimentales de Wharton *et al* [44], présente l'équivalent TNT pour différents explosifs commerciaux. Pour le « Super Dopex » notamment il y a presque 40% de différence entre la valeur de l'équivalent TNT proche de la charge et celle à $30 \text{ m.kg}^{-1/3}$. Afin de prendre en compte l'incertitude liée au calcul des équivalents TNT obtenu pour chaque méthode, l'UFC préconise de majorer de 20% la masse de la charge à considérer au sens de l'équivalent TNT et ce, sans tenir compte des effets liés à la géométrie de la charge.

1.4 Interaction souffle-structure

Après s'être propagée dans l'air l'onde de souffle va interagir avec la structure. Dans ce chapitre bibliographique, la structure est considérée rigide et indéformable. En effet, l'étude de l'interaction fluide-structure fait l'objet du chapitre 4 et un rappel bibliographique sera fait en introduction de ce chapitre.

Le but de ce paragraphe est de caractériser le chargement d'une onde choc sur une structure. Pour cela, il faut définir la pression réfléchie, c'est-à-dire l'onde de pression rebondissant sur la structure. En effet, la troisième loi de Newton, aussi appelée principe de superposition, précise que « Tout corps A exerçant une force sur un corps B subit une force d'intensité égale, de même direction, mais de sens opposé, exercée par le corps B ». Ainsi le chargement appliqué par une onde de choc sur une structure est la pression réfléchie représentée sur la figure 1.7 où la surpression maximum est notée ΔP_r .

Une des données principales pour caractériser la pression réfléchie est l'angle d'incidence de l'onde. En effet, la figure 1.8 montre deux cas extrêmes où :

- L'onde va subir un arrêt brutal sur la surface A puis se propager en sens inverse,
- L'onde va glisser sur les surfaces B, sans être affectée, en continuant de se propager dans le sens initial.

L'autre donnée à prendre en compte est la force du choc incident. En fonction de ces deux paramètres, plusieurs régimes de réflexion peuvent apparaître :

- Réflexion normale,
- Réflexion oblique,
- Réflexion de Mach et toutes ses variantes explicitées par Ben-Dor [45].

L'onde réfléchie va dépendre de manière fortement non linéaire du type de réflexion considéré. L'étude de cette non-linéarité et de tous ces régimes de réflexions est un sujet

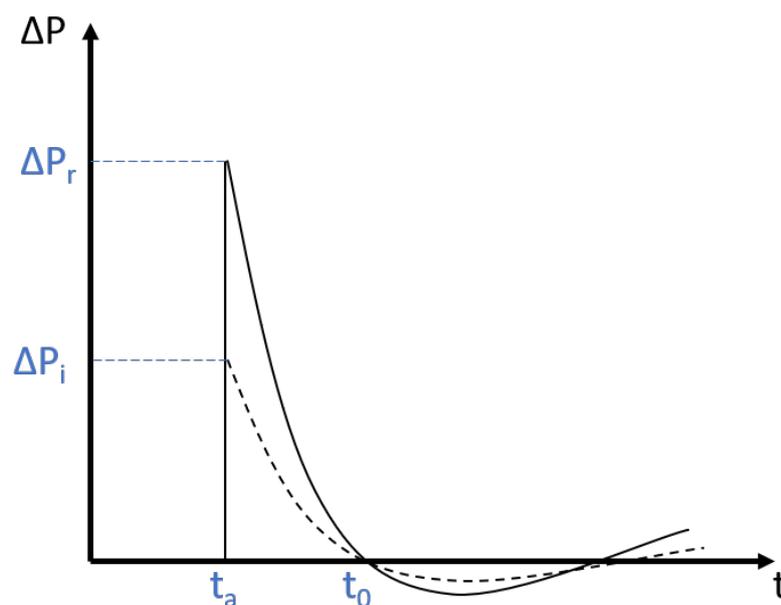


FIGURE 1.7 – Représentation schématique de l'évolution temporelle de la surpression provoquée par une onde incidente et réfléchie.

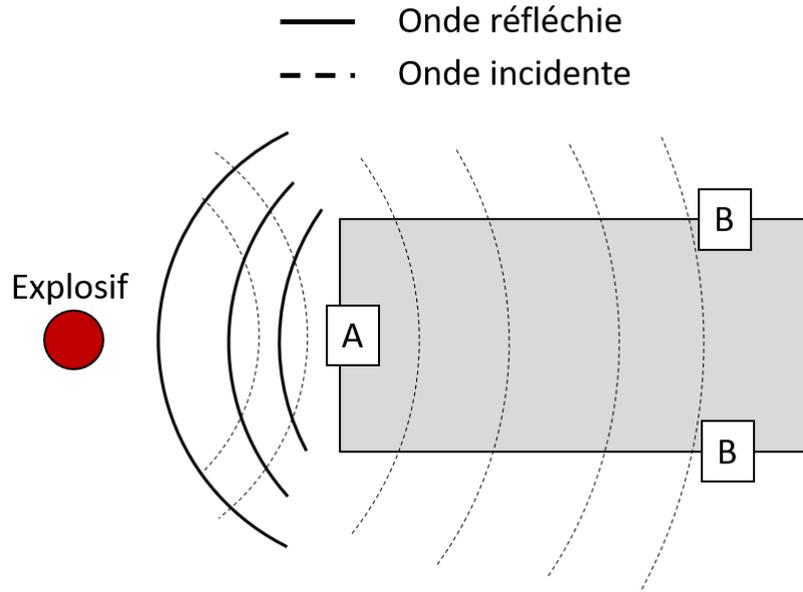


FIGURE 1.8 – Vue en plan de l'interaction d'une onde de souffle avec un bâtiment.

de recherche à part entière de la mécanique des écoulements compressibles. Plus particulièrement, Mouton [46] décrit les principales réflexions et Ben-dor [45] en fait une description détaillée.

1.4.1 Réflexion normale

Pour bien appréhender les phénomènes de réflexion, il est d'usage de commencer par le plus simple : la réflexion normale d'une onde plane sur une surface infinie représentée sur la figure 1.9. Arrivée sur cette surface, l'onde va subir un arrêt brutal qui se traduit par une vitesse matérielle nulle. Afin de respecter cette condition cinématique une onde réfléchie se propage. Il est important de noter que le gaz à la limite de la surface infinie passe directement de l'état au repos ou « frais » en bleu à l'état choqué par l'onde réfléchie. Il ne voit jamais, à l'échelle considérée, la pression incidente.

Il est possible d'appliquer les relations de saut de Rankine-Hugoniot (1.8), (1.6) et (1.7) pour quantifier la surpression réfléchie et obtenir le coefficient de réflexion d'un choc plan $C_r = \frac{\Delta P_r}{\Delta P_i}$ [29] en fonction de la pression incidente P_i et de la pression du gaz au repos P_0 (1.20).

$$\frac{\Delta P_r}{\Delta P_i} = \frac{(3\gamma - 1)\frac{P_i}{P_0} + (\gamma + 1)}{(\gamma - 1)\frac{P_i}{P_0} + (\gamma + 1)} \quad (1.20)$$

Avec : γ est le rapport des chaleurs spécifiques déjà utilisé précédemment. Dans le cas d'une explosion aérienne (cas d'intérêt pour ces travaux) il est possible de considérer l'air comme un gaz diatomique et donc de prendre $\gamma = 1.4$ à température ambiante. La relation (1.20), devient alors (1.21) :

$$C_r = \frac{\Delta P_r}{\Delta P_i} = \frac{8P_i + 6P_0}{P_i + 6P_0} \quad (1.21)$$

La relation (1.21) met en évidence la non-linéarité du coefficient de réflexion par rapport à la pression incidente. La figure 1.10 en donne une représentation graphique pour différentes valeurs de rapport des chaleurs spécifiques γ . Pour un gaz parfait diatomique tel que l'air, le coefficient de réflexion C_r est, d'après l'équation (1.21), compris entre 2 et 8

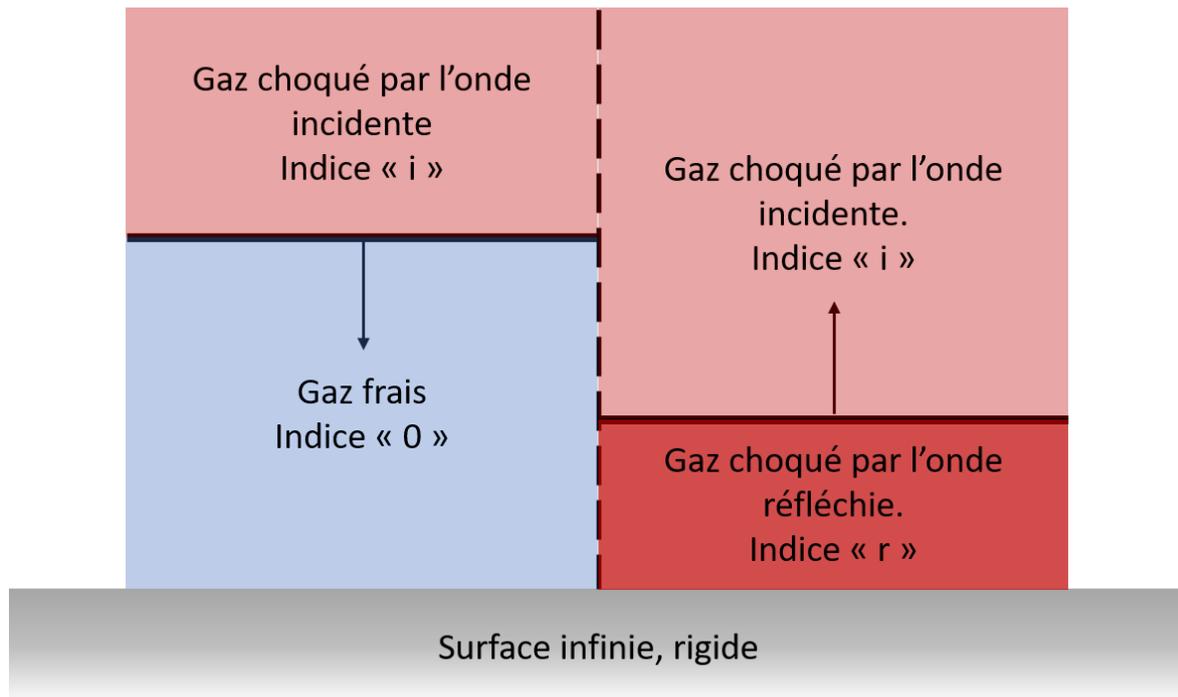


FIGURE 1.9 – Représentation schématique de la réflexion normale d'une onde de choc plane. Le domaine bleu est l'air au repos, le rouge clair l'air choqué par l'onde incidente et le rouge foncé l'air choqué par l'onde réfléchie.

à température ambiante. Cependant, lors d'une explosion l'élévation de pression et de température va faire diminuer ce coefficient γ et des valeurs expérimentales de Cr ont pu être obtenues jusqu'à 12[23].

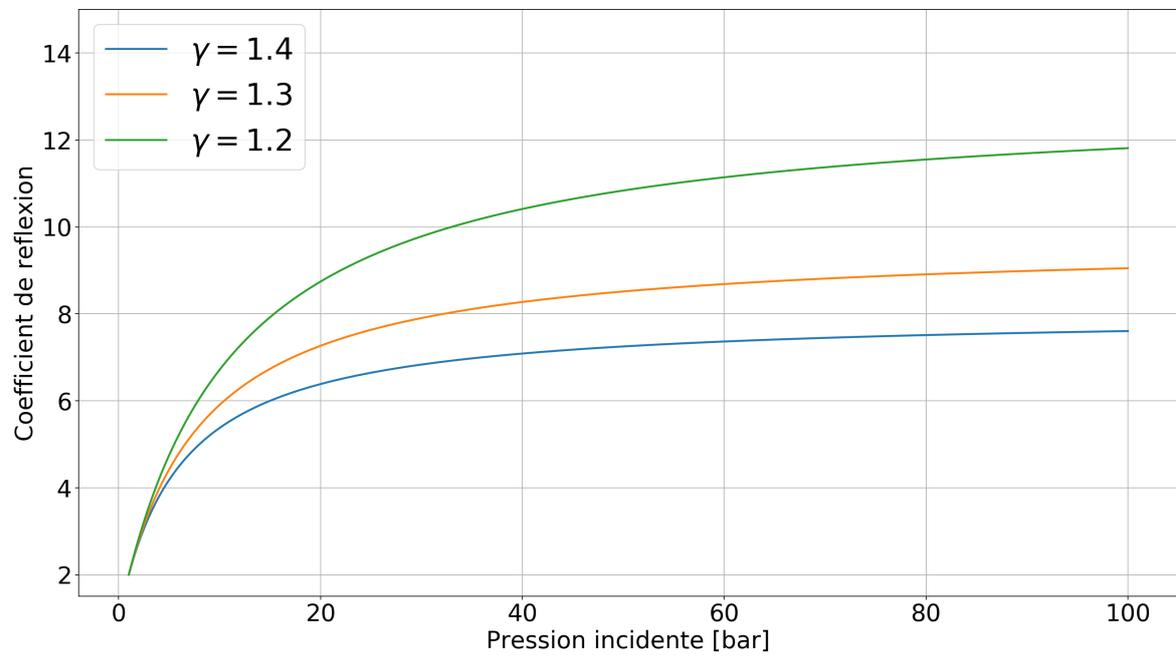


FIGURE 1.10 – Coefficient de réflexion d'un choc plan en fonction de la pression incidente et du rapport des chaleurs spécifiques.

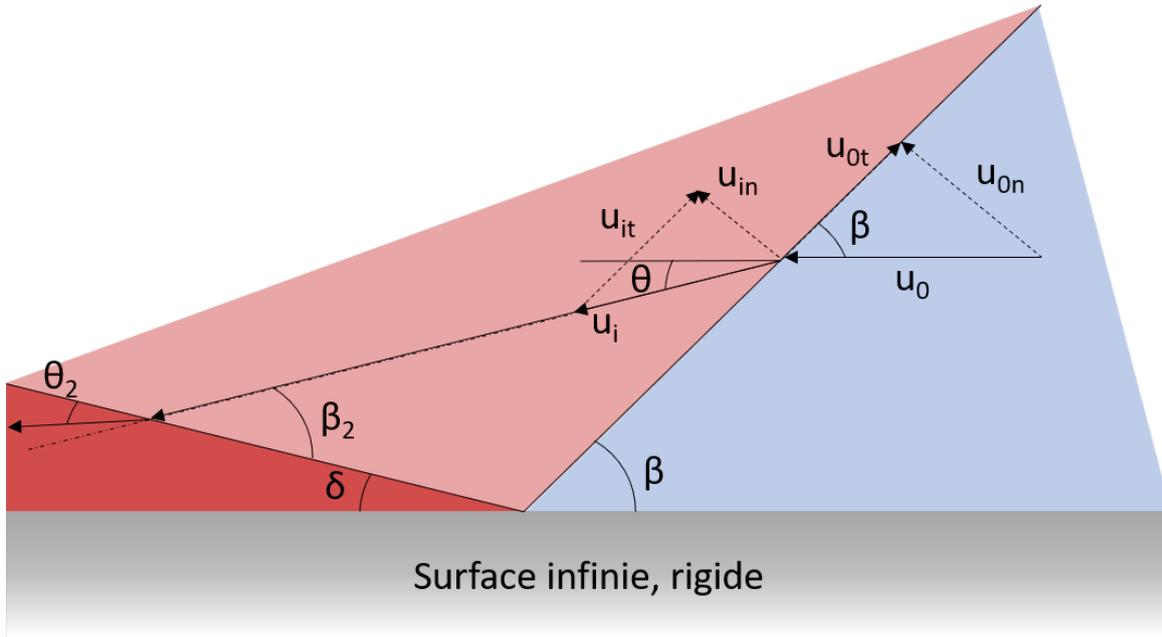


FIGURE 1.11 – Représentation schématique de la réflexion normale d'une onde de choc plane.

1.4.2 Réflexion oblique

Le deuxième cas à considérer est celui où le choc arrive avec un angle β sur la surface infinie 1.11. Il faut alors distinguer deux types de réflexion oblique, la réflexion « régulière » et la réflexion « singulière » avec la création d'un pied de Mach.

Réflexion régulière

En gardant la même nomenclature de couleur que sur la figure 1.9, la figure 1.11 montre la principale différence avec la réflexion normale, l'air à la limite de la surface rigide va passer par tous les états : « frais », « incident » et « réfléchi ».

Afin de caractériser l'onde réfléchi (intensité, angle de réflexion, *etc.*), il est nécessaire de s'attarder sur les relations de saut pour les chocs obliques. Il est toujours possible d'appliquer les équations de conservations (1.1) (1.2) et (1.3) à la composante normale de l'écoulement $u_{0n} = \sin(\beta)u_0$. Ainsi, le nombre de Mach utilisé dans les relations (1.7) et (1.8) doit également être le nombre de Mach normal au choc $M_n = M \sin(\beta)$. Donc dans le cas d'un choc oblique les relations de Rankine-Hugoniot sont modifiées et deviennent :

$$\frac{\rho_i}{\rho_0} = \frac{(\gamma + 1)M_0^2 \sin(\beta)^2}{(\gamma - 1)M_0^2 \sin(\beta)^2 + 2} \quad (1.22)$$

$$\frac{P_i}{P_0} = \frac{2\gamma M_0^2 \sin(\beta)^2 + (\gamma - 1)}{\gamma + 1} \quad (1.23)$$

$$\frac{u_{in}}{u_{0n}} = \frac{(\gamma - 1)M_0^2 \sin(\beta)^2 + 2}{(\gamma + 1)M_0^2 \sin(\beta)^2} \quad (1.24)$$

En utilisant les relations (1.23) et (1.24), les relations géométriques (1.26) et (1.25), ainsi que l'égalité des vitesses tangentielles $u_{it} = u_{0t}$, il est possible d'obtenir une équation liant l'angle de déviation θ à l'angle incident β et au nombre de Mach du milieu amont M_0 (1.28).

$$\tan(\beta - \theta) = \frac{u_{in}}{u_{it}} \quad (1.25)$$

$$\tan(\beta) = \frac{u_{0n}}{u_{0t}} \quad (1.26)$$

D'où :

$$\frac{\tan(\beta - \theta)}{\tan(\beta)} = \frac{u_{in}}{u_t} \frac{u_t}{u_{0n}} = \frac{u_{in}}{u_{0n}} \quad (1.27)$$

Donc grâce à la relation (1.24) :

$$\theta = \beta - \arctan\left(\frac{((\gamma - 1)M_0^2 \sin(\beta)^2 + 2) \tan(\beta)}{(\gamma + 1)M_0^2 \sin(\beta)^2}\right) \quad (1.28)$$

À partir de ces relations il est possible d'exprimer M_i grâce aux équations (1.28) et (1.24) qui donnent les valeurs de θ et u_{in} .

$$M_i = \frac{u_i}{c_i} = \frac{u_{in}}{\sin(\theta) \sqrt{\gamma RT}} \quad (1.29)$$

Le nombre de Mach donne ainsi accès à toutes les valeurs thermodynamiques de la zone « incidente ». En appliquant le même raisonnement à la deuxième discontinuité oblique (le choc réfléchi) il est possible d'obtenir toutes les valeurs thermodynamiques de l'état réfléchi et plus particulièrement :

$$\theta_2 = \beta_2 - \arctan\left(\frac{((\gamma - 1)M_i^2 \sin(\beta_2)^2 + 2) \tan(\beta_2)}{(\gamma + 1)M_i^2 \sin(\beta_2)^2}\right) \quad (1.30)$$

Où M_i est le nombre de Mach du milieu « incident », connu grâce à la relation (1.29), θ_2 et β_2 respectivement les angles d'incidence et déviation au niveau du choc réfléchi. Ces deux derniers angles sont des inconnues du problème, Kinney et Graham [29] indiquent que pour une réflexion régulière, l'angle de déviation des chocs incidents et réfléchis reste identique. Ainsi, $\theta_2 = \theta$ et il devient possible d'exprimer l'angle de réflexion δ par la relation géométrique (1.31).

$$\delta = \beta_2 - \theta \quad (1.31)$$

θ est donné par la relation (1.28), il reste donc à résoudre l'équation (1.30) pour connaître l'angle de réflexion. Pour cela, il est courant d'utiliser une méthode graphique [29], ainsi la figure 1.12 trace l'évolution de l'angle β_2 en fonction de celle de δ pour différentes valeurs de M_i .

Ainsi pour une valeur de M_i donnée, il existe un angle limite θ_{lim} au-delà duquel il est impossible d'obtenir une valeur pour β_2 et donc pour δ . En d'autres termes, il existe un angle incident limite β_{lim} au-dessus duquel il n'existe pas d'angle de déviation θ permettant la création d'une onde réfléchie. Kinney et Graham [29] ont donné une formule empirique pour le calcul rapide de cet angle limite :

$$\beta_{lim} = \frac{1.75}{M_0 - 1} + 39 \quad (1.32)$$

Au-delà de cet angle, la réflexion n'est plus régulière, il y a création d'une onde de Mach (voir paragraphe suivant 1.4.2). Pour des angles θ plus faibles il existe deux solutions pour β_2 (voir figure 1.12), une de ces solutions correspond au choc « fort » (partie supérieure de la courbe) qui est, thermodynamiquement, défavorable et donc rarement observée [29]. Ainsi il n'y a qu'une solution possible pour β_2 et donc δ . Ainsi tous les paramètres du problème sont connus et il est possible de définir le coefficient de réflexion pour la réflexion oblique régulière (donné par la relation 1.33).

$$\frac{\Delta P_r}{\Delta P_i} = \frac{(7M_r^2 - 1)(7M_0^2 - 1) - 36}{42(M_0^2 - 1)} \quad (1.33)$$

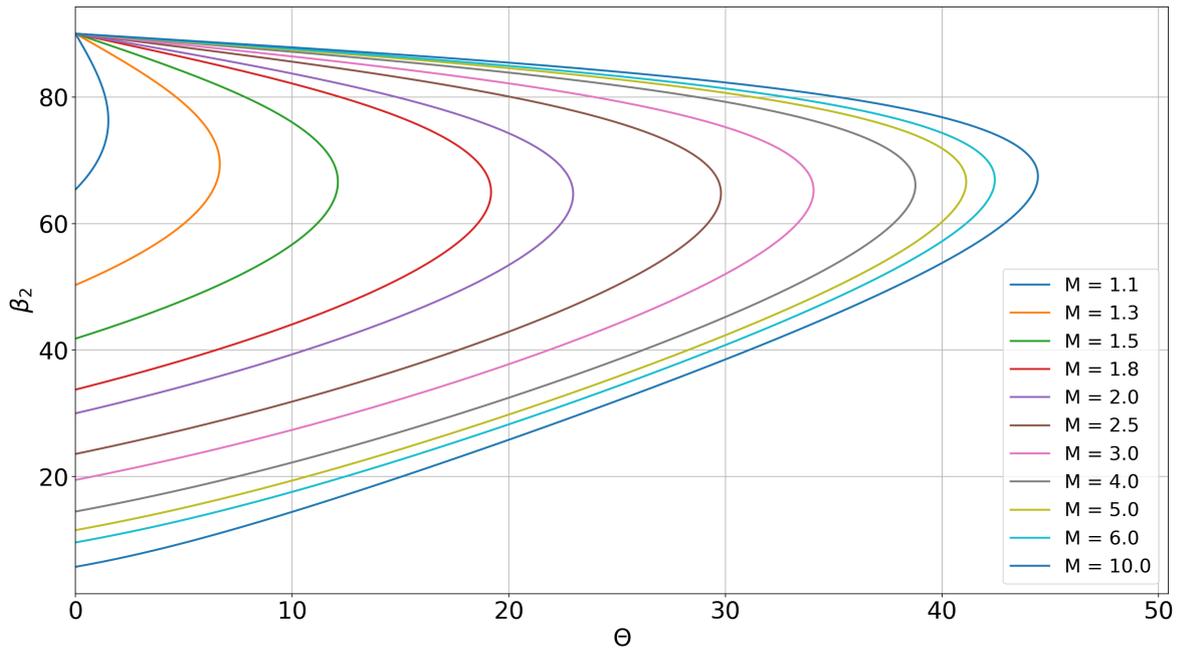


FIGURE 1.12 – Réflexion régulière d'une onde de choc oblique. Valeur de l'angle β en fonction de l'angle réfléchi Θ pour plusieurs nombres de Mach

Réflexion de Mach

Comme expliqué au paragraphe précédent, la réflexion régulière ne peut pas se faire si l'angle d'incidence est supérieur à β_{lim} (1.32). Dans ce cas, on parle de réflexion singulière ou de réflexion de Mach. Physiquement, l'onde réfléchie se propage dans un milieu déjà choqué et donc possédant une plus haute pression et température. Par conséquent, elle se déplace plus rapidement et rattrape l'onde incidente pour fusionner et créer un pied de Mach 1.13, il y a alors apparition d'une quatrième zone à l'arrière du pied de Mach qui subit un choc plan d'une intensité importante. Le point commun entre l'onde incidente, l'onde réfléchie et l'onde de Mach est appelé point triple.

La figure 1.13 présente une réflexion de Mach particulière : la réflexion indirecte, la trajectoire du point triple s'éloigne de la surface. D'autres réflexions sont possibles [45] sin-

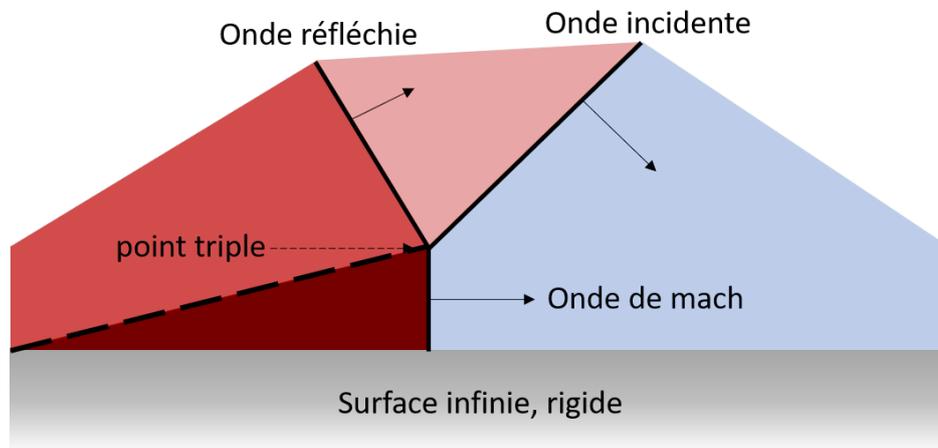


FIGURE 1.13 – Représentation schématique d'une réflexion singulière avec formation d'un pied de Mach

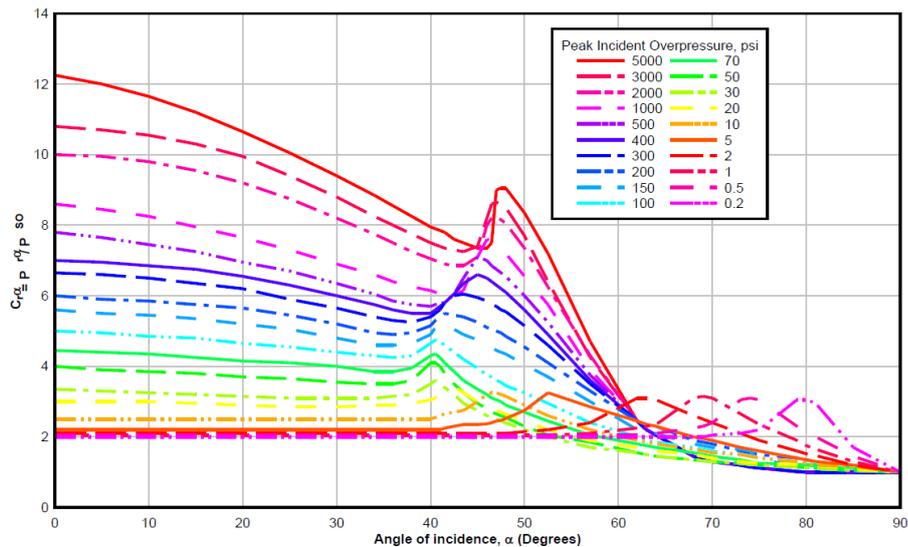


FIGURE 1.14 – Coefficient de réflexion en fonction de l'angle d'incidence (graphique issu de l'UFC 3-340-2 [23])

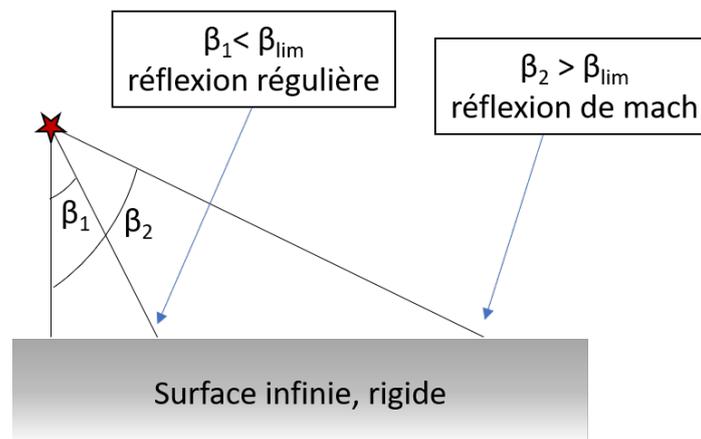


FIGURE 1.15 – Représentation de l'angle d'incidence d'une explosion aérienne

gulaire, double, *etc.* Le chargement subi par la surface est donc la pression de la zone derrière le pied de Mach. Étant donné que le calcul analytique s'avère moins trivial que pour la réflexion régulière, des abaques ont été largement répandus. La figure 1.14 (extraite de [23]) montre l'évolution du coefficient de réflexion en fonction de l'angle d'incidence pour différentes valeurs de pression incidente. L'angle d'incidence noté α sur la figure 1.14 correspond à l'angle β sur la figure 1.11. La limite entre la réflexion régulière et la réflexion de Mach est bien visible aux alentours de 40° pour de faibles surpressions. Lorsque les surpressions dépassent 40 bar (ou 580 psi) la valeur du rapport des chaleurs spécifiques γ diminue et par conséquent retarde le passage de la réflexion régulière à celle de Mach. Lors de l'explosion de bombes en altitude la création du pied de Mach est courante et permet d'expliquer des dégâts plus importants à une distance plus importante du centre de l'explosion comme le montre la figure 1.15.

Ce phénomène a été observé expérimentalement dans le cadre d'explosions gazeuses [47], [48] ou nucléaires [49]. [49] présente un extrait documentaire sur les effets consécutif à la bombe atomique de Nagasaki, une explication visuelle de la création du pied de Mach est présentée pour faciliter la compréhension.

1.5 Dimensionnement de la structure

Lors de l'interaction entre une onde de souffle et un bâtiment, l'analyse n'est pas aussi simple que les cas d'ondes planes présentés au chapitre précédent. En effet, la structure va se déformer, de multiples réflexions vont apparaître et l'onde va faire le tour de la structure. Une représentation de certains de ces phénomènes est illustrée à la figure 1.16 proposé par [50].

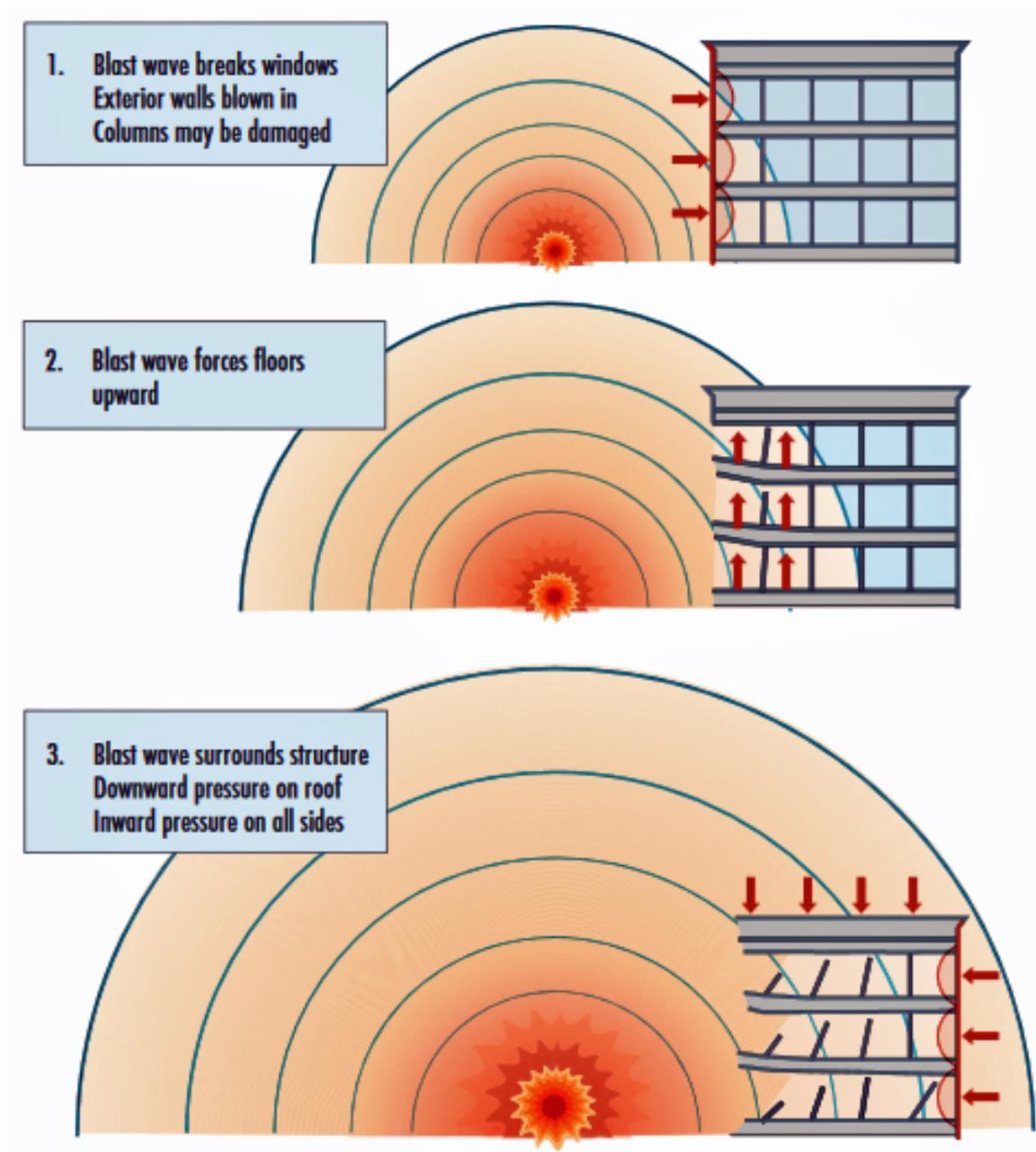


FIGURE 1.16 – Interaction d'une onde de souffle avec un bâtiment de plusieurs étages [50]

Plus de détails qualitatifs sur ces phénomènes peuvent être trouvés dans [51].

Quel que soit le type d'interaction entre l'onde et la structure, cette dernière va se déformer sous l'effet de la pression réfléchiée. Le travail d'un bureau d'étude de calcul de structures est d'évaluer les effets potentiels de cette déformation sur la tenue globale de

la structure et pour cela plusieurs méthodes sont disponibles. Ces méthodes varient grandement en temps de mise en œuvre, complexité et précision. Ce paragraphe résume les principales méthodes de dimensionnement dans un ordre de complexité croissante.

1.5.1 Les méthodes forfaitaires

La méthode la plus directe est l'application de méthodes forfaitaires, qui reposent sur l'application d'abaques ou tableaux préconstruits donnant l'ampleur des dégâts, aussi bien sur les structures que sur les hommes, en fonction de la surpression maximum (1.1 extraite de [52]).

Désignation	Z1	Z2	Z3	Z4	Z5
Surpression minimum en bar	$\Delta P \geq 0.43$	$\Delta P \geq 0.2$	$\Delta P \geq 0.14$	$\Delta P \geq 0.05$	$\Delta P \geq 0.02$
Dégâts humains	Extrêmement graves*	Très graves	Graves	Significatifs	Effets indirects par bris de verre
Dégâts matériels	Extrêmement graves	Importants et effet domino	Graves	Légers	Destructions significatives des vitres

TABEAU 1.1 – Zone de danger en fonction de la surpression d'après [52]

Les dégâts donnés par la norme sont, à minima, extrêmement vagues et ne peuvent servir que dans un contexte législatif. Cependant, ils peuvent être comparés à des études plus poussées qui donnent les effets réels sur les bâtiments et les personnes en fonction de la surpression [29].

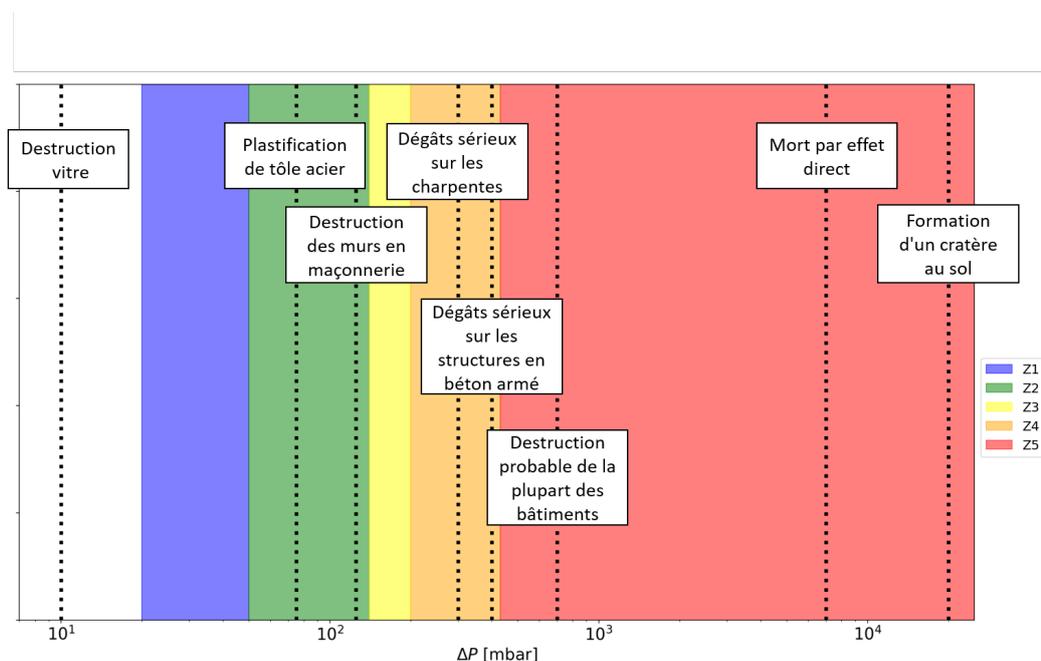


FIGURE 1.17 – Dégâts engendrés sur les bâtiments et les personnes en fonction des niveaux de surpression

Afin de ne pas surcharger la figure 1.17, une petite partie des dommages décrits par Kinney et Graham [29] est montrée. D'autres références peuvent être trouvées sur le sujet, donnant des valeurs relativement similaires à celles données en figure 1.17, [53], [54], [8]. Plus particulièrement, les résultats du ministère de l'écologie et du développement durable [8] sont particulièrement intéressants car ils reposent sur des références connues évoquées dans ce paragraphe ainsi que sur le retour d'expérience de la catastrophe d'AZF (Toulouse, 21 septembre 2001). Ces premières méthodes forfaitaires sont très peu précises pour deux raisons principales :

1. Il est très difficile d'englober toutes les structures sous un seul critère. Deux murs en béton armé n'auront pas la même résistance aux effets des ondes de souffle si le premier a une épaisseur de 30cm et le second de 150cm.
2. Le profil temporel de l'onde n'est pas pris en compte. Pour un mur donné, les dégâts seront plus importants si l'impulsion (quantité de mouvement transmise de l'air à la structure) est plus importante.

1.5.2 Statique équivalente

La méthode dite « statique équivalente » consiste à calculer une sollicitation statique équivalente à la sollicitation dynamique issue de l'explosion (l'onde de souffle réfléchi). On effectue ensuite un calcul linéaire afin de s'assurer de la tenue structurelle des éléments. Cette méthode est préconisée par EDF dans le code technique pour la construction de la nouvelle génération de réacteur nucléaire (Evolutionary Power Reactor EPR) [55]. Ainsi la force F_d servant au dimensionnement est donnée par la relation (1.34) :

$$F_d = \alpha\beta F_{max} \quad (1.34)$$

Avec : F_{max} est la force réfléchi maximale, α est le coefficient d'amplification dynamique et β est le coefficient de plasticité. Les coefficients α et β ne doivent pas être confondue avec les angles de la figure 14.

Détermination de F_{max}

C'est la force réfléchi maximale, elle dépend donc uniquement du chargement. Il faut donc connaître plus précisément l'explosif et la propagation de l'onde de souffle dans l'air pour la déterminer. Les paragraphes précédents aident à cette détermination. Pour certains cas précis (explosion aérienne, incidence normale) il est possible d'utiliser les abaques de l'UFC 3-340-2 [23] pour trouver F_{max} .

Détermination de α

Le coefficient d'amplification dynamique dépend de la fréquence propre de la structure et donc de sa rigidité équivalente D . Pour plus de détails sur le calcul de la rigidité équivalente pour une dalle, le chapitre 4 présente le calcul complet de cette rigidité pour une dalle en béton armé. Une fois cette rigidité calculée il est donc possible de calculer la fréquence propre f de la dalle :

$$f = \frac{\pi}{2} \left(\frac{\lambda}{a^2} + \frac{\mu}{b^2} \right) \sqrt{\frac{D}{\rho_s}} \quad (1.35)$$

Avec :

- λ et μ sont des coefficients qui dépendent des conditions d'appui de la dalle, ils sont tabulés dans [55],
- a et b sont les longueurs des deux côtés de la dalle,
- D la rigidité équivalente,
- ρ_s la densité surfacique de la dalle.

Une fois la fréquence estimée, il est possible de se référer à la figure 1.18 issue de [55] pour calculer α .

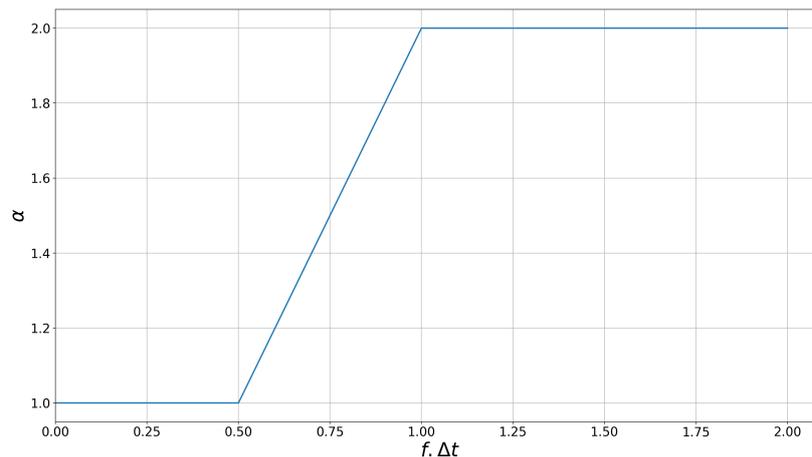


FIGURE 1.18 – Coefficient d'amplification dynamique en fonction de la fréquence propre de la structure f et de la durée du chargement Δt extrait de [55].

Des valeurs, du coefficient d'amplification dynamique, spécifiques à une forme d'onde incidente ont été données par Biggs [56].

Détermination de β

Le coefficient de plasticité prend en compte le fait qu'une structure (notamment en béton armé) peut travailler dans le domaine plastique. Cette non-linéarité est donc prise en compte en diminuant la force appliquée grâce au coefficient β pour se ramener à une situation linéaire. Des calculs « validés par des essais » doivent être effectués pour évaluer β . En cas d'absence de calcul, la figure 1.19 (issu de [55]) peut être utilisée.

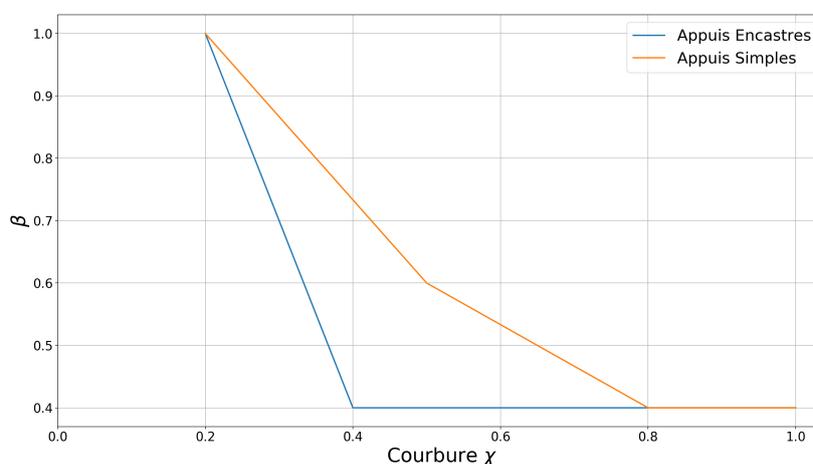


FIGURE 1.19 – Coefficient de plasticité en fonction de la courbure extrait de [55].

Cette figure fait apparaître la courbure maximum $\chi = \frac{0.008}{0.9h}$ où 0.008 est l'allongement maximum des aciers et $0.9h$ le bras de levier équivalent entre les aciers tendus et le béton comprimé.

Si la figure 1.19 donne une valeur minimum de 0.4 pour β , sans justifications supplémentaires, et dans un souci de marge de sécurité, β ne peut pas être pris inférieur à 0.7 pour une explosion externe.

Cette méthode (et plus généralement, l'ETC-C) est reconnue comme valable pour le dimensionnement des structures. En revanche, les règles de dimensionnement des structures en béton armé sont, en France, dictées par les Eurocodes [17]. La partie 1.7 énonce celles spécifiques au dimensionnement des structures aux effets des explosions internes, elle propose une méthode qui ne peut pas être considérée comme statique équivalente (car le chargement va dépendre du temps), mais qui ne peut pas être classée comme une méthode plus avancée (au vu de sa simplicité). Elle consiste à dimensionner la structure à une pression égale au pic de pression appliquée pendant une durée arbitraire de 200ms.

1.5.3 Modélisation à une dimension

Le déplacement de la structure est assimilé à celui de son premier mode, il peut donc être représenté par un ressort à un degré de liberté (DDL) [19] [23]. Le calcul des paramètres du modèle à un DDL est présenté au chapitre 4 car cette modélisation sera utilisée pour étudier l'interaction fluide-structure.

Concernant la sollicitation, il est nécessaire de connaître le profil temporel complet de l'onde de souffle réfléchie, plusieurs approches sont admises :

- Utilisation d'abaques (UFC [23], Kinney [29]) et de l'équation de Friedlander pour une explosion aérienne,
- Utilisation de la sollicitation recommandée par l'Eurocode (voir paragraphe précédent). C'est une approche très pénalisante,
- Reconstruction de la pression pour une explosion interne en fonction de la géométrie de la pièce, des événements, .. C'est l'approche la plus utilisée pour les explosions en milieu confiné ([23], [29]).

Lors de cette dernière approche, la surpression, causée par la propagation de l'onde de souffle, est estimée (temps courts) ainsi que la surpression quasi-statique consécutive à l'augmentation de la pression et de la température à l'intérieur de la pièce à la suite de l'explosion (temps longs). Ensuite, l'enveloppe (c'est-à-dire le maximum des deux pressions à chaque instant) de ces deux pressions est prise comme chargement sur le ressort équivalent (figure 1.20).

Cette pression est ensuite utilisée pour calculer le déplacement du ressort équivalent à la structure réelle, ce dernier correspondant au déplacement du centre de la paroi. En supposant une déformée concordante avec la création de charnières plastiques au centre et aux appuis de la paroi, il est possible de calculer l'angle de rotation sur appuis Θ (figure 1.21).

Ensuite, les dégâts sur la paroi sont évalués en fonction de cet angle comme illustré sur la figure 1.22. Il est intéressant de remarquer que les dégâts sur la structure dépendent de la position de la charge vis-à-vis du mur (« close in » vs « far range ») et que les dégâts visibles sur le béton apparaissent après 2° de rotation sur appuis.

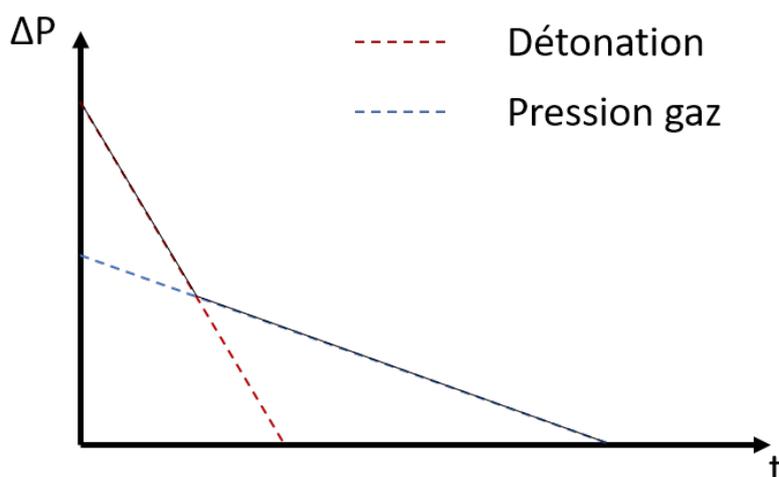


FIGURE 1.20 – Représentation de la charge appliquée à la structure équivalente selon l'UFC 3-340-2 [23] dans le cas d'une explosion interne à un bâtiment

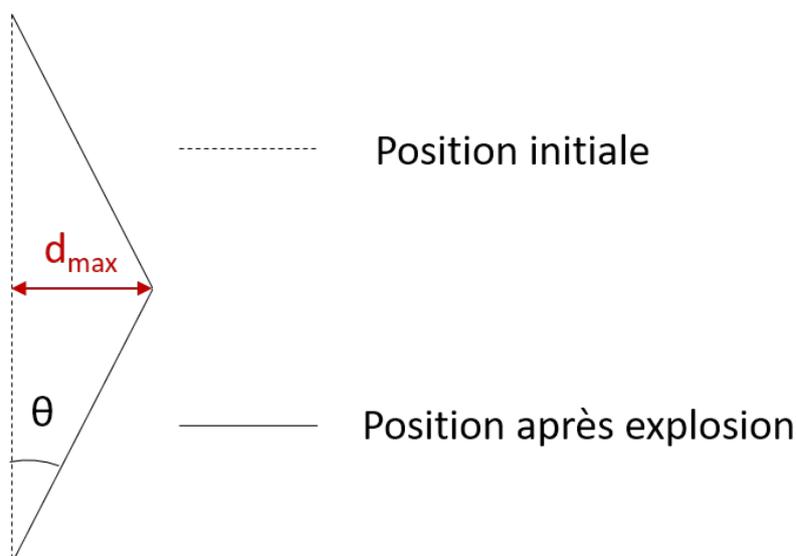


FIGURE 1.21 – Vue en coupe d'une paroi soumise à une explosion, d_{max} est le déplacement maximum du centre de la paroi et θ l'angle de rotation sur appuis

Cet exemple est pris sur une paroi en béton armé, mais le même diagramme est disponible pour d'autres structures en béton armé.

Un autre moyen, classique, de présenter le même résultat est par le biais d'un diagramme pression-impulsion (appelé couramment diagramme PI). Cela consiste à tracer des lignes isodégâts dans le plan pression-impulsion. Dans le cas du ressort à un DDL, les lignes isodégâts seront des lignes « isorotation sur appuis » (figure 1.23). Cependant, il est possible de mettre en évidence d'autres modes de ruine [57], comme la stabilité de la structure globale ou l'écaillage.

C'est une approche très employée ([19], [58], [59], [60], [61], [62]) car elle permet d'évaluer très rapidement les dommages sur une structure sans avoir à effectuer les calculs amenant au déplacement. La contrepartie est qu'elle est plus longue à mettre en place car elle nécessite, initialement, un nombre de calculs important avant d'obtenir le diagramme PI le plus précis possible. On distingue sur la figure 1.23 trois zones de fonctionnement :

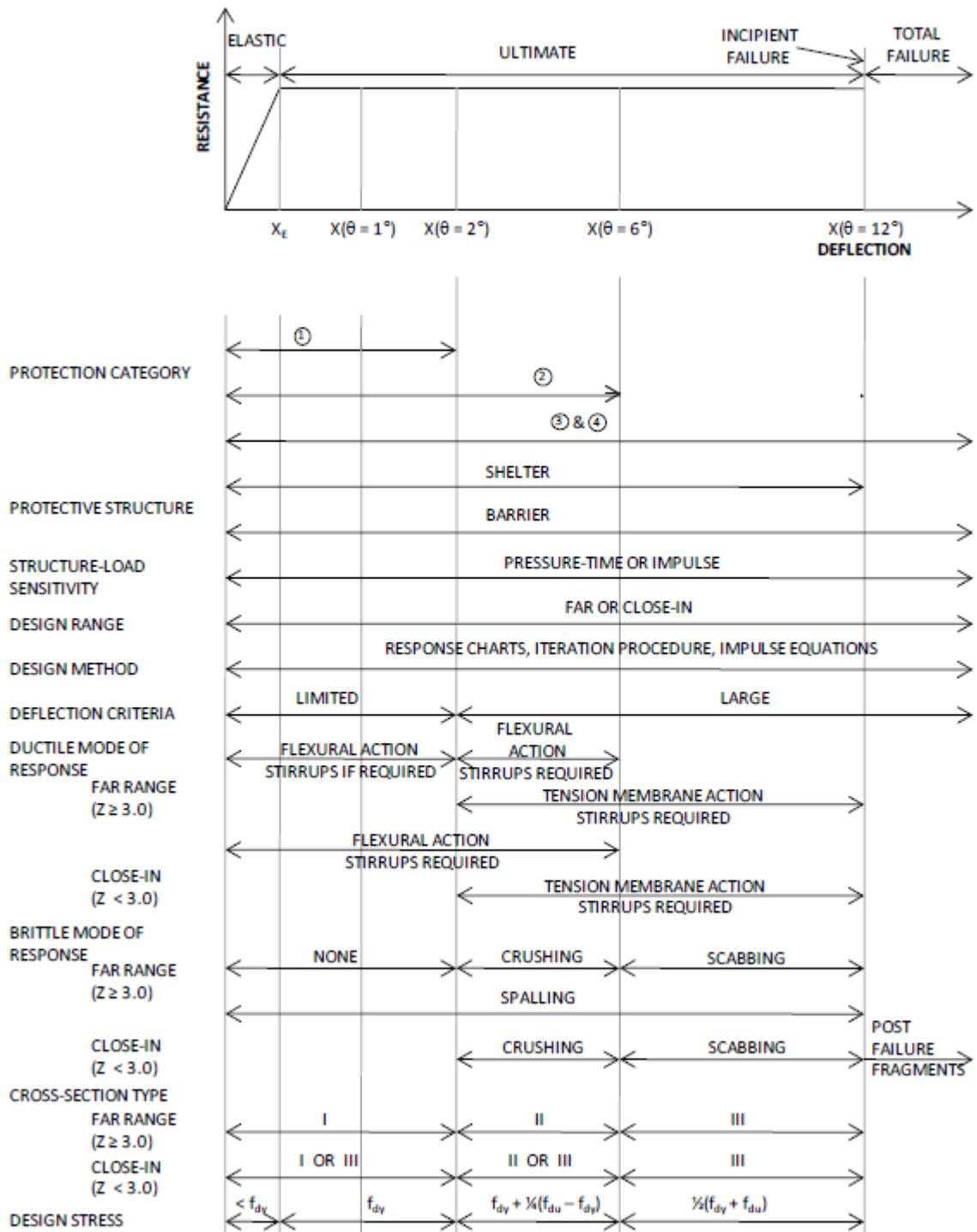


FIGURE 1.22 – Relation entre l'angle de rotation sur appuis et les paramètres de dimensionnement pour une paroi de béton armé. Extrait de [23]

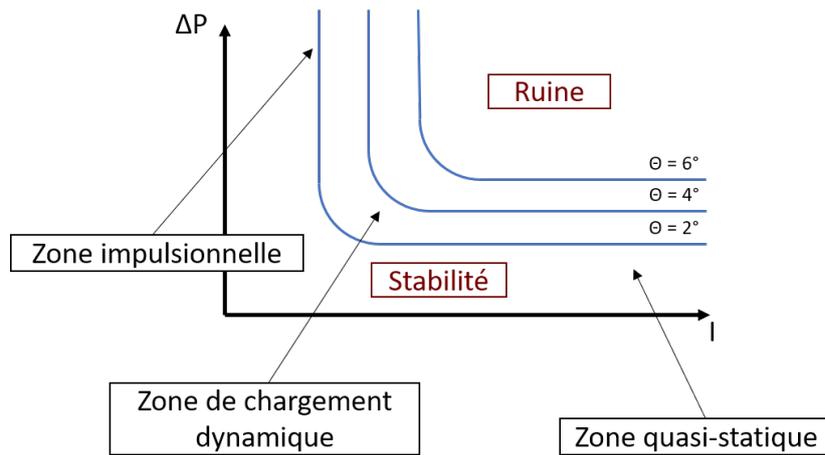


FIGURE 1.23 – Représentation schématisée d'un diagramme pression-impulsion.

- La zone impulsionnelle où un petit changement dans l'impulsion va beaucoup influencer la réponse, l'asymptote verticale donne le niveau minimum d'impulsion nécessaire pour obtenir la rotation sur appuis représentée,
- La zone quasi-statique où la structure répond surtout aux variations de pression maximum, l'impulsion et, plus globalement, l'évolution temporelle de l'onde de chargement n'ont que peu d'influence. L'asymptote horizontale donne le niveau minimum de surpression nécessaire pour obtenir la rotation sur appuis représentée,
- La zone dynamique où les deux paramètres principaux du chargement (pression et impulsion) influent sur la réponse.

Il est important de noter que ce diagramme est spécifique à une structure donnée et que les zones impulsionnelles et quasi-statiques sont définies (entre autres) par rapport à la pulsation propre de la structure considérée.

1.6 Méthodes numériques

Les méthodes de dimensionnement présentées dans les trois paragraphes précédents sont régulièrement caractérisées comme des méthodes « simplifiées », c'est-à-dire qu'elles se limitent à des situations (géométrie, chargement) simples. Par exemple, aucune de ces méthodes n'est capable de prendre en compte :

- Une ouverture dans la paroi (porte, fenêtre, ...) et la concentration d'effort autour de cette dernière,
- De multiples réflexions de l'onde et donc un chargement plus complexe,
- Des non-linéarités géométriques liées aux grands déplacements avec, possiblement, un effondrement de tout ou partie de la structure,
- Les effets de l'interaction fluide-structure,
- Un endommagement progressif qui permettrait de se prononcer sur la viabilité de la structure après sinistre.

Pour prendre en compte tous ces phénomènes, des méthodes dites « avancées » sont nécessaires. Elles reposent sur l'utilisation d'outils numériques (codes de calculs), les plus connus étant LS-Dyna, Radioss, Europlexus et Abaqus explicite. Ces codes reposent sur la discrétisations spatiale et temporelle du phénomène, qui permet la résolution via une linéarisation locale des équations aux dérivées partielles régissant le problème. La précision de la solution obtenue dépend essentiellement des pas d'espace et de temps ainsi que des algorithmes utilisés.

Ce paragraphe présente les principales caractéristiques des codes de calculs numériques permettant de traiter des effets des explosions sur les structures.

1.6.1 Le schéma de résolution temporel

Les chargements applicables à des structures de génie civil sont classés par les Eurocodes [17] comme :

- Chargement permanent : le poids propre, les poussées des terres, le poids des équipements non amovibles (planchers, ventilation, .),
- Chargement d'exploitation : Poids des personnes, des équipements amovibles (meubles, machines, .), neige et vent modéré,
- Chargement accidentel : Séisme, explosion, neige et vent violent.

Si des méthodes statiques existent pour toutes ces catégories (voir chapitre 1.5.2), il est recommandé de prendre en compte l'évolution temporelle des chargements accidentels. La figure 1.24 affiche les temps caractéristiques des principales charges accidentelles. On constate que les explosions se trouvent à l'extrémité rapide du spectre. En effet, l'onde de détonation se propage en quelques microsecondes dans l'explosif avant de se transmettre dans l'air et d'atteindre la structure en quelques millisecondes.

Par conséquent, l'étude de ce type de phénomène relève de la « dynamique rapide » et nécessite un code de calcul dit « explicite ». En réalité, c'est un abus de langage et il faut parler de code de calculs possédant « un schéma d'intégration explicite ». Il convient de distinguer deux grandes catégories de schémas d'intégration, les schémas explicites et les schémas implicites. Le but de ce paragraphe n'est pas de déterminer le meilleur de ces

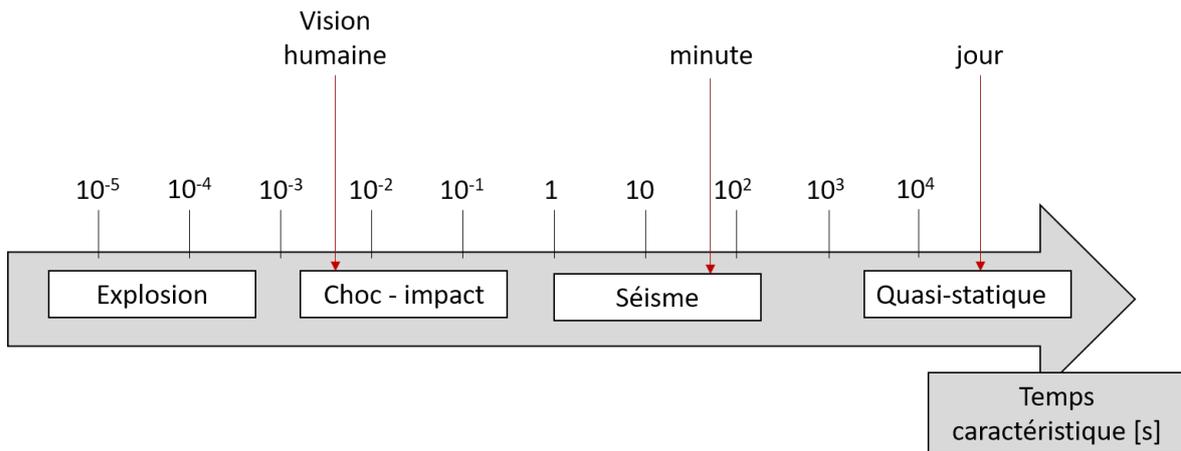


FIGURE 1.24 – Temps caractéristiques des chargements mécaniques pouvant être dimensionnant pour une structure en béton armé

deux types de codes car c'est un débat sans fin et cette comparaison a déjà été documentées [63, 64]. En revanche, il est important de distinguer les principales différences entre ces deux grandes familles de schémas de résolution temporelle.

Méthodes implicites

Considérons un problème noté P à résoudre, c'est un problème dynamique donc P dépend du temps. Pour résoudre mathématiquement le problème $P(t)$ il est nécessaire de subdiviser le temps en instants successifs, c'est-à-dire qu'il est nécessaire de diviser le chargement et de l'appliquer de manière incrémentale pour tenir compte des déformations de la structure. C'est particulièrement vrai lorsque le problème est non linéaire (matériaux et/ou géométrie) [65, 66].

Lors de la résolution d'un calcul par une méthode implicite la solution au temps t_n va dépendre de l'état du problème au temps précédent $P(t_{n-1})$ (pour prendre en compte l'historique du chargement), mais également de l'état du problème au temps actuel (1.36).

$$P(t_n) = f(P(t_n), P(t_{n-1})) \quad (1.36)$$

Ainsi pour chaque pas de temps (c'est-à-dire pour chaque incrément temporel), le schéma va chercher à résoudre un équilibre. S'il n'est pas trouvé alors le calcul « ne converge pas ». Le principal avantage de la méthode implicite est sa stabilité inconditionnelle; c'est-à-dire qu'il est, théoriquement, possible de choisir un pas de temps arbitrairement grand. Cependant, le choix d'un pas de temps non adapté conduira à des imprécisions sur la résolution des problèmes instationnaires. De plus, ce type d'algorithme est très gourmand en temps de calcul et plus difficile à mettre en place [67, 63]. Les méthodes implicites sont donc, le plus souvent, utilisées pour résoudre des problèmes statiques.

Méthodes explicites

Reprenons le problème $P(t)$, un algorithme de résolution explicite va chercher la solution du problème au pas de temps t_n comme une fonction du problème à l'instant précédent [65], ainsi il n'y a plus d'équilibre à trouver c'est une résolution directe 1.37.

$$P(t_n) = f(P(t_{n-1})) \quad (1.37)$$

Les avantages de cette méthode sont (entre autres) la facilité de mise en œuvre et la rapidité de calcul. Cette résolution directe permet, si les règles mathématiques sont respectées, de trouver une solution, qu'elle ait un sens physique ou non (ce qui peut être vu comme un avantage ou un inconvénient). C'est, ensuite, à l'utilisateur de déterminer la véracité de la solution obtenue. L'autre désavantage important de ce schéma de résolution est qu'il est conditionnellement stable c'est-à-dire que le pas de temps doit respecter une certaine condition pour assurer la stabilité du calcul. Si cette condition n'est pas respectée, la solution divergera et le problème ne sera plus physique. La condition de stabilité la plus connue est celle de Courant-Friedrich-Lewy [68] (où condition CFL). Elle est primordiale dans l'étude des méthodes de calculs explicites et sera détaillée dans le paragraphe suivant. D'autres schémas de résolution, moins répandus, existent et sont une combinaison des méthodes implicites et explicites. La méthode de Crank-Nicholson en est un bon exemple [69]. Elles ne sont pas présentées ici.

Les codes de calculs permettant de traiter des effets des explosions sur des structures sont des codes explicites. En effet, le temps caractéristique et les nombreuses non-linéarités, rendent le calcul implicite très long sans assurance de converger. La suite de cette partie bibliographique se concentre donc sur les schémas de résolution explicites en commençant par leur condition de stabilité.

1.6.2 Condition de stabilité

Lors de la résolution d'un problème par un calcul explicite, la condition de stabilité CFL [68] impose une contrainte sur le pas de temps maximal admissible. Elle impose à l'onde la plus rapide de ne pas pouvoir traverser complètement une maille en un pas de temps, sans quoi cette maille aurait un état indéterminé qui poserait des problèmes dans la suite du calcul. Cette contrainte s'exprime par la relation (1.38).

$$\Delta t \leq k \frac{\Delta l}{c + v - w} \quad (1.38)$$

vec :

- Δt le pas de temps,
- Δl la taille d'une maille,
- v la vitesse matérielle,
- w la vitesse du maillage,
- k le coefficient de CFL < 1 .

Le respect de cette condition est indispensable pour obtenir une solution physique. Il existe ainsi des méthodes empiriques pour déterminer le nombre de Courant ou le pas de temps. A titre d'exemple, il est recommandé par les développeurs du code Radioss, de prendre comme pas de temps maximum, pour l'équation (1.38), $0.9^{1/n} \times \Delta t$ où n est la dimension d'étude (1D, 2D ou 3D).

Une rapide application numérique de l'équation (1.38) permet de montrer que l'ordre de grandeur du pas de temps est de la micro ou de la dizaine de microsecondes pour une maille de 1cm contenant de l'air. Il faudra donc quelques millions de pas de temps pour calculer l'effondrement d'une structure qui dure quelques secondes. Or les équations sont résolues à chaque pas de temps et donc le calcul peut prendre, facilement, plusieurs semaines. On approche ici la première limitation des calculs numériques. Même si la méthode explicite permet d'effectuer des calculs bien plus rapidement que la méthode

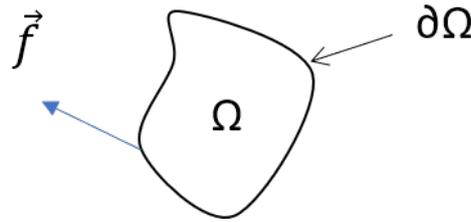


FIGURE 1.25 – Représentation d'un espace d'où sort un flux \vec{f} par une surface $\partial\Omega$.

implicite, ils restent néanmoins très exigeants en ce qui concerne le temps et la puissance de calcul. Outre les schémas d'intégration temporelle (implicite ou explicite), il existe bien d'autres différences entre les codes de calculs numériques. Parmi elles, on retrouve le type d'éléments (ou de maillage) employés et par conséquent le type d'algorithme de résolution spatiale : éléments finis, volumes finis ou particulaire (abrévié SPH pour « Smoothed Particule Hydrodynamics »).

1.6.3 Méthodes de résolution spatiales

La méthode SPH est une méthode dite "particulaire", où les mailles sont des éléments disjoints liés entre eux par des forces de contact. Cette technique est très utilisée en mécanique des fluides ou en balistique, cependant elle n'est pas utilisée dans le cadre de ces travaux. C'est pourquoi le reste de ce chapitre se concentre sur les éléments finis et les volumes finis. Une bonne référence pour appréhender les méthodes SPH est [70].

En revanche, les volumes et les éléments finis sont deux méthodes utilisées régulièrement et, parfois, disponibles au sein d'un même code de calcul (Europlexus, Radioss). Dans le cas de la mécanique des fluides en milieu compressible, c'est-à-dire dans le cas d'une explosion aérienne, ces deux méthodes vont chercher à résoudre les équations d'Euler 1.39 sur un domaine fixe représenté sur la figure 1.25.

$$\frac{d}{dt} \int_{\Omega} q dV + \int_{\partial\Omega} \vec{f} \cdot \vec{n} dS = \int_{\Omega} q^* \quad (1.39)$$

Ou sous sa forme locale obtenue grâce au théorème de Green-Ostrogradski :

$$\frac{\partial q}{\partial t} + \text{div}(f) = q^* \quad (1.40)$$

avec :

$$q = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ E \end{bmatrix}, f = \begin{bmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ (E + p)u \end{bmatrix}, q^* = 0 \quad (1.41)$$

et avec :

- ρ la masse volumique,
- u la vitesse matérielle,
- E l'énergie totale,
- p la pression,
- q^* le terme source qui est nul.

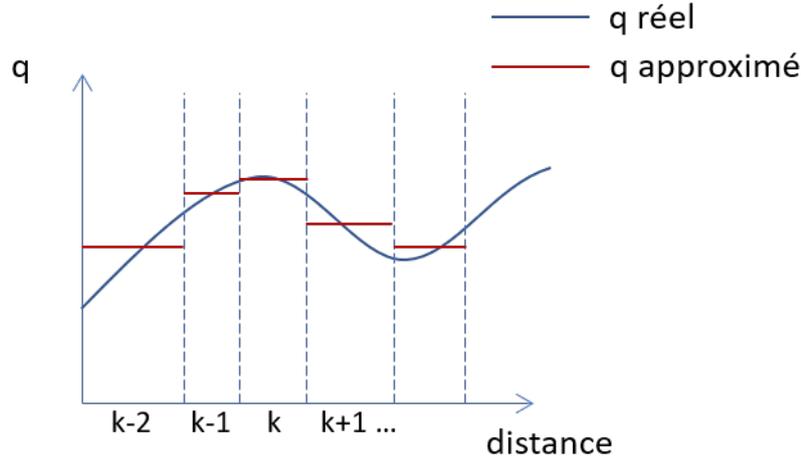


FIGURE 1.26 – Représentation 1D de l'approximation à l'intérieur des volumes élémentaires.

Ces équations de conservation forment un système dit « hyperbolique ». Elles sont ensuite couplées avec les équations de la mécanique des solides pour prendre en compte les déformations de la structure. Un code de calcul doit utiliser la méthode la plus adaptée à la résolution de ces deux problèmes (fluide et structure) et la plupart des codes commerciaux ont fait le choix des éléments finis (Radioss, LS-Dyna notamment) et favorisent donc la résolution de la partie structure. Cependant, ce choix implique une non-conservation de l'énergie totale [71] lors de la résolution des équations décrivant le milieu fluide et par conséquent les développeurs mettent beaucoup d'effort dans l'implémentation de méthodes volumes finis conservatrices même si l'interaction fluide – structure devient plus compliquée à gérer.

Méthodes des volumes finis

La méthode des volumes finis a été mise au point par Godunov en 1959 [72], elle se base sur la formulation intégrale des équations d'Euler (équation (1.39)). Ainsi, une seule valeur moyenne de q est retenue par volume élémentaire, comme illustré sur la figure 1.26, dans le cas d'un exemple en 1D.

Ainsi, dans l'intervalle noté « Ω_k », la relation (1.39) devient (1.42) :

$$\frac{d}{dt} \int_{\Omega_k} q dV + f(x_L, t) - f(x_R, t) = 0 \quad (1.42)$$

Avec x_L et x_R les positions aux frontières, respectivement gauche et droite, du volume Ω_k . Donc en intégrant le terme $\int_{\Omega_k} q dV$ et en utilisant une notation $k \pm 1/2$ pour les positions x_L et x_R :

$$\frac{d}{dt} \Delta x \times Q_k + F_{k+1/2} - F_{k-1/2} = 0 \quad (1.43)$$

En intégrant temporellement la relation précédente on obtient :

$$\Delta x \times (Q_k^{n+1} - Q_k^n) + \int_t^{t+1} F_{k+1/2} - F_{k-1/2} = 0 \quad (1.44)$$

Avec :

- Q_k^{n+1} la valeur intégrale de q dans le volume élémentaire que l'on cherche à évaluer au pas de temps suivant (inconnue),

- Q_k^n la valeur intégrale de q dans le volume élémentaire initial (connu),
- $\int_t^{t+1} F_{k+1/2} - F_{k-1/2}$ la variation temporelle des flux aux frontières du volume élémentaire.

Ce dernier terme est l'approximation des volumes finis qu'il est possible de voir comme « ce qui rentre moins ce qui sort ». Le terme « approximation » des volumes finis vient du fait qu'aucune donnée n'est disponible à l'interface entre deux volumes élémentaires, en effet la figure 1.26 montre bien qu'il y a deux valeurs possibles (en rouge) d'une valeur à l'interface entre deux segments. Ainsi plusieurs méthodes ont été développées pour évaluer le flux $F_{k\pm 1/2}$:

- Flux centré :

C'est une méthode non stable [73] qui consiste à évaluer le flux à la frontière entre deux éléments par la relation (1.45)

$$F_{k+1/2} = \frac{F_k + F_{k+1}}{2} \quad (1.45)$$

- Lax-Friedrichs

Nommée d'après Peter Lax et Kurt O. Friedrichs et proposée par Lax en 1954 [74], cette méthode reprend celle des flux centrés en ajoutant un terme de viscosité artificielle pour assurer sa stabilité (1.46). Malheureusement, la viscosité est trop importante et le schéma est très diffusif.

$$F_{k+1/2} = \frac{F_k + F_{k+1}}{2} + \frac{\Delta x}{2\Delta t} (Q_k^n - Q_{k-1}^n) \quad (1.46)$$

- Upwind

La méthode « Upwind » ou « amont » en français, consiste à prendre en compte la direction du flux (voir équation (1.47)) [75].

$$F_{k+1/2} = \lambda^+ Q_k^n + \lambda^- Q_{k+1}^n \quad (1.47)$$

Avec :

$$\lambda^+ = \begin{cases} 1 & \text{Si le flux vient de } \Omega_k \text{ vers } \Omega_{k+1} \\ 0 & \text{Si le flux vient de } \Omega_{k+1} \text{ vers } \Omega_k \end{cases} \quad (1.48)$$

Et :

$$\lambda^- = \begin{cases} 0 & \text{Si le flux vient de } \Omega_k \text{ vers } \Omega_{k+1} \\ 1 & \text{Si le flux vient de } \Omega_{k+1} \text{ vers } \Omega_k \end{cases} \quad (1.49)$$

- Godunov

La méthode de Godunov revient à résoudre un « problème de Riemann » c'est-à-dire un système d'équation hyperbolique avec une condition initiale continue par morceaux grâce à un solveur spécifique. Ces solveurs ne sont pas détaillés ici, mais on peut citer ceux de Harten, Lax et van Leer avec ou sans contact (HLL(C)) [76] ou celui de Roe. Plus de détails sur ces solveurs sont disponibles dans la littérature [77, 76, 78].

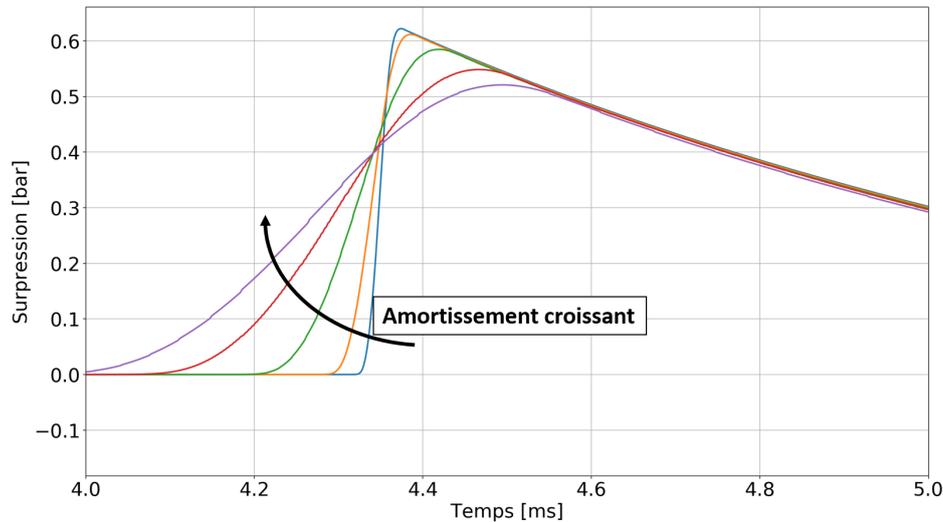


FIGURE 1.27 – Visualisation des effets de la viscosité artificielle. Simulation de 1kg de TNT à 3m réalisée avec Radioss pour différentes tailles de mailles.

Méthode des éléments finis

À la différence des volumes finis, le schéma de résolution spatiale des éléments finis se base sur la forme locale des équations d'euler (1.40). Ainsi la solution cherchée \tilde{q} se fait sous la forme [79] :

$$\tilde{q}(x, t) = \sum_i q_i \phi_i(x, t) \quad (1.50)$$

Où les q_i sont des coefficients inconnus et ϕ_i les fonctions de forme [79]. On cherche donc alors à minimiser le résidu suivant :

$$R(\tilde{q}) = \frac{\partial \tilde{q}}{\partial t} + \text{div}(f(\tilde{q})) - q^* \quad (1.51)$$

C'est-à-dire que l'on cherche les coefficients q_i donnant un résidu acceptable. Plus de détails sur les procédures mathématiques peuvent être trouvés dans [80, 79]. Il est important de noter que la formulation locale des équations, comme utilisée par la méthode des éléments finis, met en jeu les fonctions dérivées des quantités physiques (masse volumique, pression, ..) Or ces quantités sont discontinues dans le problème physique. En effet, le paragraphe 1.1.3 met en évidence les discontinuités au niveau du front d'onde, avec, en particulier les relations de sauts de Rankine-Hugoniot. Il y a donc incohérence à vouloir dériver des fonctions discontinues. Cette incohérence a été mise en évidence dès les années 1950 lors des premières études analytiques sur la propagation des ondes de choc [21, 22, 30]. La méthode numérique employée est différente, il était alors question de différences finies, mais elle requiert également l'évaluation de la dérivée des quantités physiques. Pour pallier ce problème, Von Neumann et Richtmeyer [81], proposent l'introduction d'une viscosité artificielle permettant d'ajouter de la dissipation supplémentaire et permettre de « capturer » les discontinuités sans risquer l'instabilité du calcul. L'ajout de cette viscosité artificielle a, notamment, permis l'utilisation de la méthode dite « Streamwise Upwind Petrov Galerkin » ou « SUPG » [82, 83], permettant d'isoler les chocs. C'est la méthode recommandée pour la simulation des explosions dans Radioss en éléments finis. Une représentation de l'effet de la viscosité artificielle sur une onde de choc peut être trouvée sur la figure 1.27.

Comme aperçu sur la figure 1.27, la pression derrière l'onde de choc et donc le chargement sur la structure sont sous-estimés. De plus, le terme de viscosité ajouté pour stabili-

ser le calcul n'est pas physique et, par conséquent, cette méthode n'est pas conservatrice en énergie. C'est-à-dire que de l'énergie est dissipée uniquement à cause de cet artefact numérique [84]. Le chapitre 3 va mettre en évidence ces défauts et proposer une méthode permettant de réduire les pertes d'énergie et donc d'assurer une meilleure représentation de l'onde de souffle loin du centre de l'explosion.

1.6.4 Maillages eulerien et lagrangien

Traditionnellement, en mécanique, deux approches du même problème sont envisageables : les formulations Lagrangienne et Eulérienne. Pour les différencier, une analogie souvent retenue est celle de la barque sur la rivière. Dans l'approche Lagrangienne, l'observateur est sur la barque. Sa position est connue à chaque instant, son mouvement est suivi par l'observateur tout au long de son trajet. Dans l'approche Eulérienne, l'observateur est fixe sur la rive et regarde la barque passer devant lui. Pour une description plus mathématique du problème, Malvern [85] présente les détails des deux approches.

Appliquée à la simulation numérique, l'approche Lagrangienne est utilisée en mécanique des structures car elle permet de suivre parfaitement les limites de la structure et donc ses déplacements et déformations. Chacune des mailles correspond alors à un point matériel et se déplace au cours du calcul. Le désavantage est que si le point se déplace beaucoup (comme ça peut être le cas pour une particule de fluide) alors la maille est très distordue ce qui compromet le bon déroulement du calcul.

Pour pallier ce problème, les mécaniciens des fluides ont adopté le formalisme Eulérien dans lequel les particules de fluide peuvent se propager à l'intérieur du maillage, chacune des mailles devenant un observateur indépendant « immobile sur la rive ». Ainsi de grands mouvements de fluide peuvent être suivis de proche en proche. Cependant, il est impossible de savoir où se trouve la particule matérielle à l'intérieur de la maille. Pour bénéficier des avantages des deux mondes, un nouvel algorithme a été créé au début des années 2000 et a vite gagné en popularité, il s'agit de l'« Arbitrary Eulerian Lagrangien » décrit par Donea [86]. Le maillage et les particules matérielles sont alors complètement dissociés et le premier peut se déplacer d'une distance arbitraire (figure 1.28).

Ainsi sur une structure, le maillage se déplace exactement comme les points matériels afin de suivre les surfaces. Le maillage de la partie fluide se déplace beaucoup moins pour éviter les distorsions trop importantes. Le calcul est en revanche plus coûteux en ressources car il faut effectuer une phase dite de « transport » des quantités physiques entre les points matériels, les anciens nœuds du maillage et les nouveaux.

Toutes ces méthodes de calculs sont primordiales, car ce sont celles que l'on va chercher à améliorer tout au cours de ce mémoire.

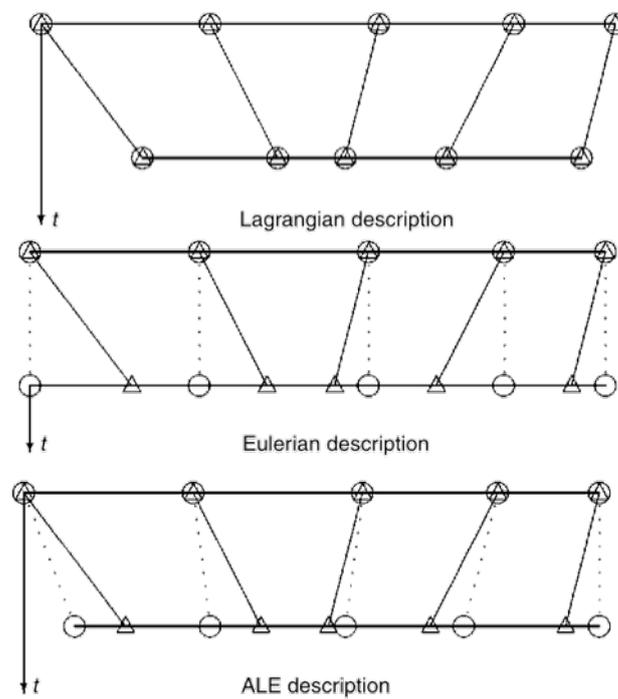


FIGURE 1.28 – Déplacement du maillage (rond) et des particules fluides (triangles) dans les trois approches Lagrangienne, Eulérienne et ALE (extrait de [86])

1.7 Références

- [1] Paris L. Évaluation des effets d'une explosion de gaz à l'air libre. "Sécurité et gestion des risques". 2009 Oct;. 6, 14
- [2] Airy GB. On the Numerical Expression of the Destructive Energy in the Explosions of Steam Boilers : And on Its Comparison with the Destructive Energy of Gunpowder. England : sn; 1863. 6
- [3] Michel L, Herbeck D. American Terrorist : Timothy McVeigh & the Oklahoma City Bombing. 1st ed. New York : Regan Books; 2001. 6
- [4] Boustie M, Berthe L, De Rességuier T, Arrigoni M. Laser shock waves : fundamentals and applications. 1st International Symposium on Laser Ultrasonics : Science, Technology and Applications. 2008;. 6
- [5] Chandessais C. La Catastrophe de Feyzin. Paris : Centre D'Etudes Psychosociologiques Des Sinistres Et De leur Prevention. 1966;. 6
- [6] Mallard E, Le Chatelier H. Sur Les Vitesses de Propagation de l'inflammation Dans Les Mélanges Gazeux Explosifs. Comptes Rendus Hebdomadaires des Séances de l'Académie des Sciences. 1881;93 :145–148. 7
- [7] Commission dictionnaire. Dictionnaire de pyrotechnie. 6. Association Française de pyrotechnie;. 7
- [8] Ministère de l'écologie et du développement durable. Guide Pour l'estimation Des Dommages Matériels Potentiels Aux Biens Des Tiers En Cas d'accident Majeur; 2007. IFD_REFDOC_0506726. 8, 28
- [9] Muller D, Levy A, Shelef R, Abramovich-Bar S, Sonenfeld D, Tamiri T. Improved Method for the Detection of TATP After Explosion. Journal of Forensic Science. 2004 Sep;49(5) :JFS2003003–4. 8
- [10] Oxley JC, Smith JL, Moran J, Nelson K, Utlely WE. Training Dogs to Detect Triacetone Triperoxide (TATP). In : Sensors, and Command, Control, Communications, and Intelligence (C3I) Technologies for Homeland Security and Homeland Defense III. vol. 5403. International Society for Optics and Photonics; 2004. p. 349–353. 8
- [11] Cooper PW. Explosives Engineering. New York, NY : Wiley-VCH; 1997. 8, 16
- [12] Friedlander FG. The Diffraction of Sound Pulses I. Diffraction by a Semi-Infinite Plane. Proceedings of the Royal Society of London Series A Mathematical and Physical Sciences. 1946;186(1006) :322–344. 11
- [13] Rigby SE, Tyas A, Bennett T, Clarke SD, Fay SD. The Negative Phase of the Blast Load. International Journal of Protective Structures. 2014 Mar;5(1) :1–19. 12
- [14] Krauthammer T, Altenberg A. Negative Phase Blast Effects on Glass Panels. International Journal of Impact Engineering. 2000 Jan;24(1) :1–17. 12, 16
- [15] Larcher M, Solomos G, Casadei F, Gebbeken N. Experimental and Numerical Investigations of Laminated Glass Subjected to Blast Loading. International Journal of Impact Engineering. 2012;39(1) :42–50. 12

- [16] Rose TA, Smith PD. Influence of the Principal Geometrical Parameters of Straight City Streets on Positive and Negative Phase Blast Wave Impulses. *International Journal of Impact Engineering*. 2002 Apr;27(4) :359–376. [12](#), [13](#), [14](#)
- [17] Eurocode 1 - Actions Sur Les Structures - Partie 1-7 : Actions Générales - Actions Accidentelles. AFNOR; 2007. [12](#), [30](#), [34](#)
- [18] Hopkinson B. British ordnance board minutes. Rep. 1915;13565. [12](#)
- [19] Smith PD, Hetherington JG. *Blast and Ballistic Loading of Structures*. Butterworth-Heinemann; 1994. [13](#), [16](#), [17](#), [30](#), [31](#)
- [20] Klomfass A. Numerical Analysis of Fluiddynamic Instabilities and Pressure Fluctuations in the Near Field of a Detonation. In : Hiermaier S, editor. *Predictive Modeling of Dynamic Processes : A Tribute to Professor Klaus Thoma*. Boston, MA : Springer US; 2009. p. 239–259. [13](#)
- [21] Taylor G. Taylor_1950.I. *Proceedings of the Royal Society of London Series A, Mathematical and Physical Sciences*. 1950;p. 159–174. [13](#), [40](#)
- [22] Sakurai A. On the Propagation and Structure of the Blast Wave, I. *Journal of the Physical Society of Japan*. 1953;8(5) :662–669. [13](#), [40](#)
- [23] National institute of building science. *UNIFIED FACILITIES CRITERIA (UFC) : Structures to Resist the Effects of Accidental Explosions*; 2014. UFC 3-340-02. [vii](#), [viii](#), [14](#), [16](#), [20](#), [25](#), [28](#), [30](#), [31](#), [32](#)
- [24] Bach GG, Lee JHS. An Analytical Solution for Blast Waves. *AIAA Journal*. 1970;8(2) :271–275. [14](#)
- [25] Dewey JM. The Air Velocity in Blast Waves from t.n.t. Explosions. *Proceedings of the Royal Society of London A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*. 1964 Jun;279(1378) :366–385. [14](#)
- [26] Brode HL. Blast Wave from a Spherical Charge. *Physics of Fluids*. 1959;2(2) :217. [14](#)
- [27] Kingery CN, Bulmash G. *Airblast Parameters from TNT Spherical Air Burst and Hemispherical Surface Burst*. US Army Armament and Development Center, Ballistic Research Laboratory; 1984. [14](#)
- [28] Mills CA. The Design of Concrete Structure to Resist Explosions and Weapon Effects. *Proc 1st Int Conf on Concrete for Hazard Protections, International Federation for Structural Concrete*. 1987 Jan;p. 61–73. [14](#)
- [29] Kinney GF, Graham KJ. *Explosive Shocks in Air*. Springer Berlin Heidelberg; 1985. [14](#), [19](#), [23](#), [27](#), [28](#), [30](#)
- [30] Brode HL. Numerical Solutions of Spherical Blast Waves. *Journal of Applied Physics*. 1955 Jun;26(6) :766–775. [15](#), [40](#)
- [31] Henrych J. *The Dynamics of Explosion and Its Use* Elsevier. 1979;. [15](#)
- [32] Kury JW, Breithaupt RD, Tarver CM. Detonation Waves in Trinitrotoluene. *Shock Waves*. 1999 Aug;9(4) :227–237. [16](#)

- [33] Souers P, Kury J. Comparison of Cylinder Data and Code Calculations for Homogeneous Explosives. *Propellants, Explosives, Pyrotechnics*. 1993;18(4) :175–183. [16](#)
- [34] The Trouble with TNT Equivalence. In : 26th International Ballistics Symposium; 2011. p. 143–154. [16](#)
- [35] Crawford P, Dobratz B. *LNL Explosives Handbook : Properties of Chemical Explosives and Explosive Simulants*. Livermore : Lawrence Livermore National Laboratory. 1985;. [16](#)
- [36] Tomlinson W, Sheffield O. *Engineering Design Handbook. Explosive Series of Properties Explosives of Military Interest*, Report AMCP 706-177. US Army : Washington DC. 1971;p. 233. [16](#)
- [37] Edri IE, Grisaro HY, Yankelevsky DZ. TNT Equivalency in an Internal Explosion Event. *Journal of Hazardous Materials*. 2019 Jul;374 :248–257. [16](#)
- [38] Gelfand B, Silnikov M. Translation from Russian to English the Book Blast Effects Caused by Explosions Authored by b. Gelfand and m. Silnikov. EUROPEAN RESEARCH OFFICE LONDON (UNITED KINGDOM); 2004. [16](#)
- [39] Xiao W, Andrae M, Gebbeken N. Air Blast TNT Equivalence Factors of High Explosive Material PETN for Bare Charges. *Journal of Hazardous Materials*. 2019 Sep;377 :152–162. [16](#)
- [40] Berthelot M. *Explosives and their power*. J. Murray; 1892. [16](#)
- [41] Formby SA, Wharton RK. Blast Characteristics and TNT Equivalence Values for Some Commercial Explosives Detonated at Ground Level. *Journal of Hazardous Materials*. 1996 Oct;50(2-3) :183–198. [17](#)
- [42] Huntington-Thresher W, Cullis I. TNT Blast Scaling for Small Charges. *Proceedings of 19th Int Sym on Ballistics, Interlaken, Switzerland*. 2001;p. 647–654. [17](#)
- [43] Esparza ED. Blast Measurements and Equivalency for Spherical Charges at Small Scaled Distances. *International Journal of Impact Engineering*. 1986 Jan;4(1) :23–40. [17](#)
- [44] Wharton RK, Formby SA, Merrifield R. Airblast TNT Equivalence for a Range of Commercial Blasting Explosives. *Journal of Hazardous Materials*. 2000 Dec;79(1) :31–39. [vii](#), [17](#)
- [45] Ben-Dor G. *Shock Wave Reflection Phenomena*. 2nd ed. *Shock Wave and High Pressure Phenomena*. Berlin Heidelberg : Springer-Verlag; 2007. [18](#), [19](#), [24](#)
- [46] Mouton CA. *Transition between Regular Reflection and Mach Reflection in the Dual-Solution Domain [Phd]*. California Institute of Technology; 2007. [19](#)
- [47] Trélat S, Sochet I, Autrusson B, Cheval K, Loiseau O. Impact of a Shock Wave on a Structure on Explosion at Altitude. *Journal of Loss Prevention in the Process Industries*. 2007 Jul;20(4) :509–516. [25](#)
- [48] Maillot Y, Sochet I, Vincont JY, Grillon Y. *Etude Expérimentale de La Réflexion de Mach; Experimental Study of Mach*; 2017. [25](#)

- [49] Mach Stem The Nagasaki Bombing Short Clip - YouTube;. <https://www.youtube.com/watch?v=IUyYsskBMXA> - 01/04/2020. 25
- [50] Cente NFES. User's Guide on Protection Against Terrorist Vehicle Bombs; 1998. vii, 26
- [51] Ngo T, Mendis P, Gupta A, Ramsay J. Blast Loading and Blast Effects on Structures—an Overview. *Electronic Journal of Structural Engineering*. 2007;7(S1) :76–91. 26
- [52] Arrêté Du 20/04/07 Fixant Les Règles Relatives à l'évaluation Des Risques et à La Prévention Des Accidents Dans Les Établissements Pyrotechniques; 2007. xiii, 27
- [53] Lannoy A, Electricité de France, Direction des études et recherches. Analyse des explosions air-hydrocarbure en milieu libre : études déterministe et probabiliste du scénario d'accident : prévision des effets de surpression. Paris : Electricité de France, Direction des études et recherches; 1984. 28
- [54] TNO Green Book. Methods for the Determination of Possible Damage. Rep CPR E. 1989;16. 28
- [55] ETC-C : Code Technique Pour Le Génie Civil EPR. AFCEN - EPR; 2012. viii, 28, 29
- [56] Biggs JM. Introduction to Structural Dynamics. New York : McGraw-Hill; 1964. 29
- [57] Shi Y, Hao H, Li ZX. Numerical Derivation of Pressure–Impulse Diagrams for Prediction of RC Column Damage to Blast Loads. *International Journal of Impact Engineering*. 2008 Nov;35(11) :1213–1227. 31
- [58] Hamra L, Demonceau JF, Denoël V. Pressure–Impulse Diagram of a Beam Developing Non-Linear Membrane Action under Blast Loading. *International Journal of Impact Engineering*. 2015 Dec;86 :188–205. 31
- [59] Wang W, Zhang D, Lu Fy, Tang Fj, Wang Sc. Pressure-Impulse Diagram with Multiple Failure Modes of One-Way Reinforced Concrete Slab under Blast Loading Using SDOF Method. *Journal of Central South University*. 2013 Feb;20(2) :510–519. 31
- [60] Li Q M , Meng H . Pressure-Impulse Diagram for Blast Loads Based on Dimensional Analysis and Single-Degree-of-Freedom Model. *Journal of Engineering Mechanics*. 2002 Jan;128(1) :87–92. 31
- [61] Colombo M, Martinelli P. Pressure–Impulse Diagrams for RC and FRC Circular Plates under Blast Loads. *European Journal of Environmental and Civil Engineering*. 2012 Jul;16(7) :837–862. 31
- [62] Fallah AS, Louca LA. Pressure–Impulse Diagrams for Elastic-Plastic-Hardening and Softening Single-Degree-of-Freedom Models Subjected to Blast Loading. *International Journal of Impact Engineering*. 2007 Apr;34(4) :823–842. 31
- [63] Longatte E, Bendjeddou Z, Verreman V, Souli M. Explicit and Implicit Code Coupling Schemes in Fluid Structure Interaction. In : Volume 4 : Fluid Structure Interaction. Denver, Colorado, USA : ASMEDC; 2005. p. 241–250. 35
- [64] Yee HC. A Class of High Resolution Explicit and Implicit Shock-Capturing Methods; 1989. 35

- [65] Bathe KJ, Dvorkin EN. On the Automatic Solution of Nonlinear Finite Element Equations. *Computers & Structures*. 1983;17(5-6) :871–879. [35](#)
- [66] Wilson E, Farhoomand I, Bathe K. Nonlinear Dynamic Analysis of Complex Structures. *Earthquake Engineering & Structural Dynamics*. 1972;1(3) :241–252. [35](#)
- [67] Lindgren LE, Edberg J. Explicit versus Implicit Finite Element Formulation in Simulation of Rolling. *Journal of Materials Processing Technology*. 1990;24 :85–94. [35](#)
- [68] Courant R, Isaacson E, Rees M. On the Solution of Nonlinear Hyperbolic Differential Equations by Finite Differences. *Communications on Pure and Applied Mathematics*. 1952;5(3) :243–255. [36](#)
- [69] Çelik C, Duman M. Crank–Nicolson Method for the Fractional Diffusion Equation with the Riesz Fractional Derivative. *Journal of Computational Physics*. 2012 Feb;231(4) :1743–1750. [36](#)
- [70] Monaghan JJ. An Introduction to SPH. *Computer Physics Communications*. 1988 Jan;48(1) :89–96. [37](#)
- [71] Loubère R. Contribution to Lagrangian and Arbitrary-Lagrangian-Eulerian Numerical Schemes; 2013. [38](#)
- [72] Godunov SK. A Difference Method for Numerical Calculation of Discontinuous Solutions of the Equations of Hydrodynamics. *Matematicheskii Sbornik*. 1959;89(3) :271–306. [38](#)
- [73] Bernacki M. Schémas En Volumes Finis Avec Flux Centrés : Application à l'aéroacoustique. 2002;. [39](#)
- [74] Lax PD. Weak Solutions of Nonlinear Hyperbolic Equations and Their Numerical Computation. *Communications on pure and applied mathematics*. 1954;7(1) :159–193. [39](#)
- [75] Moukalled F, Mangani L, Darwish M, et al. The Finite Volume Method in Computational Fluid Dynamics. vol. 113. Springer; 2016. [39](#)
- [76] Toro EF. Riemann Solvers and Numerical Methods for Fluid Dynamics : A Practical Introduction. Springer Science & Business Media; 2013. [39](#)
- [77] Toro EF. The HLL and HLLC Riemann Solvers. In : Toro EF, editor. Riemann Solvers and Numerical Methods for Fluid Dynamics : A Practical Introduction. Berlin, Heidelberg : Springer; 1997. p. 293–311. [39](#)
- [78] LeVeque RJ, et al. Finite Volume Methods for Hyperbolic Problems. Cambridge university press; 2002. [39](#)
- [79] Aruk F, Mugan A, Toprak T. Finite element analysis of response of a floating structure to an underwater explosion; 2014. [40](#)
- [80] Faucher V. Méthodes numériques et algorithmes parallèles pour la dynamique rapide des systèmes fluide-structure fortement couplés. INSA de Lyon; Université Claude Bernard - Lyon I; 2014. [40](#)

- [81] Von Neumann J, Richtmyer RD. A Method for the Numerical Calculation of Hydrodynamic Shocks. *Journal of Applied Physics*. 1950 Mar;21 :232–237. [40](#)
- [82] Hughes TJR, Franca LP, Mallet M. A New Finite Element Formulation for Computational Fluid Dynamics : I. Symmetric Forms of the Compressible Euler and Navier-Stokes Equations and the Second Law of Thermodynamics. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*. 1986 Feb;54(2) :223–234. [40](#)
- [83] Hughes TJR, Mallet M, Akira M. A New Finite Element Formulation for Computational Fluid Dynamics : II. Beyond SUPG. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*. 1986 Mar;54(3) :341–355. [40](#)
- [84] Han Y, Liu H. Finite Element Simulation of Medium-Range Blast Loading Using LS-DYNA. *Shock and Vibration*. 2015;2015 :1–9. [41](#)
- [85] Malvern LE. *Introduction to the Mechanics of a Continuous Medium*. Monograph; 1969. [41](#)
- [86] Donea J, Huerta A, Ponthot JP, Rodríguez-Ferran A. *Arbitrary Lagrangian–Eulerian Methods*. American Cancer Society; 2004. [viii](#), [41](#), [42](#)

CHAPITRE 2

CAMPAGNE EXPÉRIMENTALE AU TUBE À CHOC

Sommaire

2.1 Rappel bibliographique	52
2.1.1 Tube à gaz comprimé	53
2.1.2 Évolution de la pression dans le tube à choc	57
2.1.3 Onde réfléchie	59
2.2 Essais	61
2.2.1 Essais mécanique	61
2.2.2 Présentation du tube à choc	70
2.2.3 Résultats en configuration "blast"	73
2.2.4 Résultats en configuration "choc"	80
2.3 Modélisation numérique	88
2.3.1 Présentation du modèle numérique	88
2.3.2 Comparaison essais-simulation	89
2.4 Conclusion	102
2.5 Références	104

Introduction

L'utilisation de méthodes de calcul numérique permet donc l'étude paramétrique de situations complexes. En effet, la facilité de mise en œuvre et l'augmentation constante de la puissance des ordinateurs de calcul permet l'analyse de bâtiments de grandes dimensions à des sollicitations extrêmes de dynamique rapide telles que l'impact ou l'explosion. Ces méthodes explicites reposent sur des modèles numériques et par conséquent introduisent un biais difficile à quantifier. Il est nécessaire de valider toute la modélisation vis-à-vis d'une base de référence, qu'elle soit théorique ou expérimentale. En effet, dans un contexte où la sécurité et la sûreté des biens et des personnes sont primordiales, il n'est pas envisageable de proposer une ou plusieurs méthodes numériques dans la suite de cette thèse sans s'être assuré que les outils utilisés permettent de représenter correctement les phénomènes importants pour le dimensionnement avec l'erreur la plus faible possible. Pour valider le modèle numérique utilisé dans la suite, il a fallu comparer le logiciel de calcul commercial utilisé (Radioss[®]) avec des résultats de référence. Le calcul analytique n'étant pas envisageable pour traiter de tels phénomènes, le choix s'est porté sur des résultats expérimentaux. Dans ce cadre, il n'a pas été possible d'utiliser des explosifs et/ou des structures à échelle 1 pour deux raisons principales :

- La résistance des bâtiments aux explosions est un sujet sensible pour la défense, beaucoup de bases de données sont donc confidentielles,
- L'utilisation de bâtiments à échelle 1 est très coûteuse, car le bâtiment est, potentiellement, détruit après l'explosion.

Si des références fiables ([1, 2] ou d'autres citées au chapitre 1) existent pour les paramètres d'une explosion sphérique ou hémisphérique en champ libre, elles ne contiennent pas de résultats expérimentaux concernant les structures soumises à ces explosions. Il a donc fallu trouver un système permettant, à la fois de reproduire les sollicitations consécutives à une explosion et d'obtenir des données expérimentales sur la structure.

Le tube à choc (TAC) est un dispositif expérimental éprouvé permettant de générer des ondes de choc à l'échelle du laboratoire. Son origine remonte à 1899, dans une première version proposée à l'Académie des Sciences par Paul Vieille. Si certains phénomènes physiques, apparaissant lors de la détonation d'un engin explosif, ne sont pas représentés dans le tube à choc (effets thermiques, boule de feu, *etc*). Le TAC reste un dispositif expérimental fiable et adapté au problème étudié. Plus particulièrement, le tube présent à l'ENSTA-BRETAGNE permet l'ajout d'une plaque en aluminium à l'extrémité de la veine d'essais. Ainsi, il est possible de solliciter dynamiquement de petites structures simples et, grâce à une chaîne d'acquisition adaptée, de relever les déplacements de cette dernière.

L'objectif de ce chapitre est donc de valider la modélisation numérique employée dans la suite de la thèse en comparant les résultats avec ceux expérimentaux obtenus au tube à choc. Ainsi les futures méthodes proposées, permettant d'améliorer le ratio coût sur précision d'une étude numérique, pourront être évaluées vis-à-vis de la méthode actuelle et de sa précision par rapport aux valeurs expérimentales. De plus, la base de données devra être suffisamment documentée pour permettre la validation élémentaire des méthodes numériques. Pour cela, une première partie résumera la bibliographie sur le tube à choc et présentera quelques exemples de tubes à choc utilisés dans le monde. Ensuite une étude plus spécifique du tube à choc à gaz comprimé, utilisé pour les essais, sera présentée avec, notamment une étude analytique de la création et de la propagation d'une

onde de choc dans le TAC.

Ensuite les essais réalisés dans le cadre des travaux de thèse sont présentés. Parmi eux :

1. Des essais de traction uni-axiale, sur les plaques en aluminium, permettant d'obtenir les paramètres de la loi de comportement utilisée dans le modèle numérique,
2. Des essais au TAC en configuration classique (aussi appelé dans la suite type « choc »),
3. Des essais au TAC en configuration raccourcie permettant de générer un profil de pression ressemblant à celui d'une onde de souffle (aussi appelé dans la suite type « Friedlander » ou « blast »).

Enfin, le modèle numérique représentant le tube à choc est présenté et les résultats numériques sont comparés avec ceux obtenus grâce à la campagne d'essais. Dans le cas 2) présenté ci-dessus il est également possible d'obtenir un résultat analytique pour la pression du fluide 1, il sera utilisé pour discriminer les résultats numériques et expérimentaux lorsqu'un écart entre les deux est trouvé.

2.1 Rappel bibliographique

La première description du tube à choc est faite par Paul Vieille à l'Académie française en 1899 [3], dans sa première itération un gaz comprimé, dans une bouteille extérieure, est utilisé pour générer l'onde de choc. Il faut ensuite attendre les années 1940 pour que le développement des avions à réaction ravive l'intérêt pour les écoulements supersoniques et donc les moyens d'essais tels le tube à choc.

En 1966, Duff [4] propose un TAC où le gaz comprimé est remplacé par un explosif. Ainsi l'onde générée est plus puissante et surtout semblable à la sollicitation réelle d'une explosion, accidentelle ou malveillante. Depuis, les tubes à choc se sont démocratisés et diversifiés dans les instituts de recherche publics ou privés, ils sont utilisés pour des applications aussi diverses que l'étude de l'atténuation d'onde de choc par une mousse aqueuse [5], la caractérisation de matériaux à des sollicitations dynamiques élevées [6, 7, 8] ou la validation de codes de calcul. C'est cette dernière utilisation qui est développée dans cette thèse.

De nombreux domaines d'études impliquent également de nombreux tubes différents. Il est possible de citer par exemple :

- *Un tube à choc à gaz comprimé.*

Le tube à choc à gaz comprimé est le cas le plus courant car il ne nécessite pas de personnel qualifié à la manipulation de matière pyrotechnique [9]. De nombreux laboratoires, civils et militaires disposent de cet outil. En France, il est possible de citer les laboratoires PRISME à Bourges et ICARE à Orléans, le Commissariat à l'énergie atomique et aux énergies alternatives (CEA) ou encore l'entreprise Thiot ingénierie (cette liste étant non exhaustive).

C'est ce type de tube qui est utilisé dans cette thèse il sera donc présenté plus en détail au prochain paragraphe. Il est, cependant, intéressant de citer le tube à choc du laboratoire IUSTI à l'université d'Aix-Marseille qui possède une veine d'essais particulière (figure 2.1) Il permet d'étudier des phénomènes physiques liés à la séparation d'une onde, comme ce qui peut se passer dans un conduit ou un tunnel.

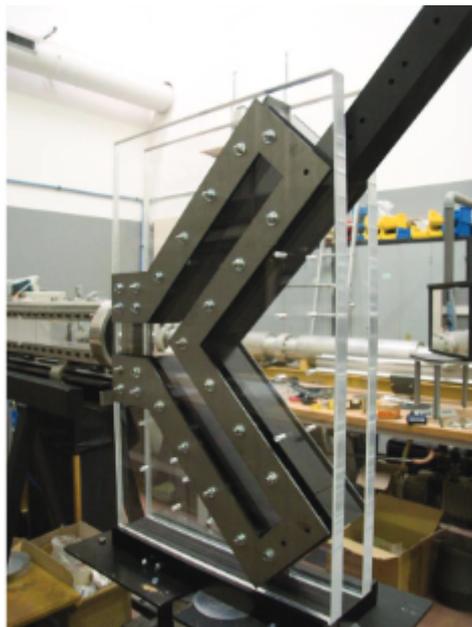


FIGURE 2.1 – Tube à choc avec bissection (issu de [10])

— *Un tube à choc à explosif*

C'est un type de tube à choc de plus en plus répandu pour l'étude de matériaux aux sollicitations de dynamiques rapides induites par des explosions. Une charge explosive est placée en bout de la veine d'essai, l'onde est alors dirigée par le tube pour devenir plane dans le tube (voir figure 2.2. Par exemple, des « nids d'abeille » [11], des mousses métalliques ou des plaques en aluminium [8]. Le principe de fonctionnement de ce type de tube est présenté à la figure 2.2.

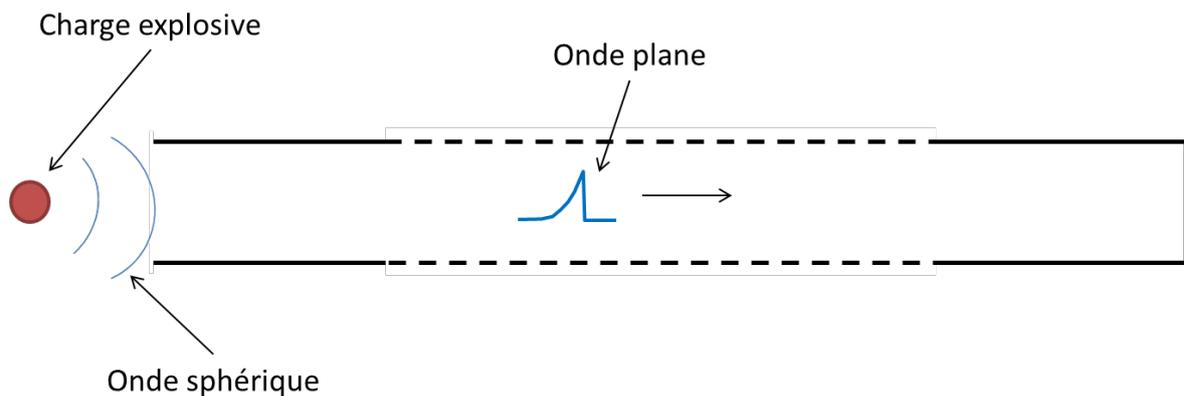


FIGURE 2.2 – Schéma de principe d'un tube à choc à explosif

— *Un tube à choc à taille humaine*

Il existe un tube à choc tout particulier, celui de WTD 52 situé en Allemagne à Oberjettenberg, c'est le plus grand en Europe. Plus précisément, c'est un tunnel de 100m de long et de 14m de diamètre [12]. La surpression est générée par l'ouverture simultanée de 100 bouteilles de gaz comprimé pour un équivalent TNT de 4 tonnes. Il permet l'étude de structure comme des conteneurs à l'échelle 1 [13].



FIGURE 2.3 – Tube à choc de WTD 52 et arrangement typique de bouteille. (Issu de [12])

2.1.1 Tube à gaz comprimé

Le tube à choc à gaz comprimé est constitué de deux enceintes séparées par un diaphragme (figure 2.4) :

1. Une enceinte haute pression appelée chambre motrice.
Généralement c'est la plus petite des deux enceintes, elle contient un gaz comprimé à haute pression (air, hélium, etc.)

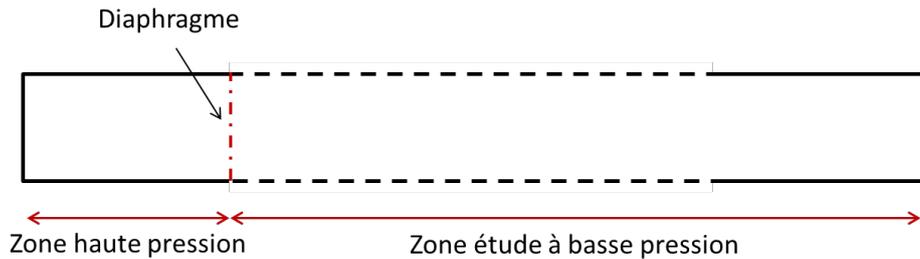


FIGURE 2.4 – Schéma de répartition des gaz dans le tube à choc à l'instant initial.

2. Une enceinte basse pression appelée chambre d'étude.

Cette chambre peut contenir des systèmes de mesure (capteurs de pression, vitesse), des obstacles à étudier (mousse aqueuse, plaque en aluminium, rétrécissement de section, *etc.*).

Pour générer une onde de choc, la membrane servant de diaphragme est déchirée, soit de manière pneumatique : une augmentation de la pression dans la chambre motrice entraîne la rupture, soit de manière mécanique : des poinçons placés au bout d'un mandrin sur ressort viennent percer la membrane. D'autres dispositifs de rupture sont possibles, les deux présentés ci-dessus sont les plus répandus et utilisés dans les essais présentés.

Une fois la membrane percée, les gaz à haute pression vont s'écouler dans la chambre à basse pression, la frontière mobile entre les deux gaz, qui ne se mélangent pas, est appelée « la cloison ». Cette cloison joue le rôle d'un piston, c'est-à-dire qu'elle va créer :

1. Une onde de choc se propageant de la zone à haute pression vers la zone à basse pression. En rouge sur la figure 2.5
2. Un faisceau d'ondes de détentes se propageant en sens inverse. Cette détente va se réfléchir sur le fond du tube et repartir dans le sens de l'onde de choc. En bleu sur la figure 2.5

L'évolution de cette onde de choc est indépendante de la manière dont elle est créée et elle est régie par la mécanique des fluides compressibles [14]. La figure 2.5 est un diagramme de marche, il montre le principe de fonctionnement général du TAC. L'axe des abscisses est la position le long du tube, l'axe des ordonnées est le temps. En dessous du diagramme, l'état initial du tube est représenté. Il est possible d'observer l'évolution temporelle de l'onde dans le tube. Arrivée aux parois du tube, l'onde va se réfléchir et repartir dans le sens inverse. Dans une utilisation classique du tube à choc, l'interaction entre l'onde de choc et la détente apparaît après la réflexion de l'onde incidente sur la paroi, c'est ce qui est nommé la « configuration choc » dans la suite de ce manuscrit. Un choc maintenu sera appliqué sur la paroi au fond du tube, la figure 2.5 montre un exemple d'onde réfléchie en configuration choc.

Cependant, le croisement des ondes réfléchies (sur le fond du tube et sur la paroi), au point «A» sur la figure 2.5 limite le temps d'observation au temps de maintien du plateau d'Hugoniot 2.6. Il est, néanmoins, possible d'utiliser cet inconvénient pour générer une onde ayant un profil en décroissance exponentielle, similaire à une onde de souffle. En effet, si la chambre motrice est raccourcie, la détente rattrape l'onde de choc plus rapidement (indice «A'» sur la figure 2.7, atténuant ainsi plus rapidement l'onde de compression et créant un profil d'onde exponentielle appelé aussi type « blast ». Par analogie

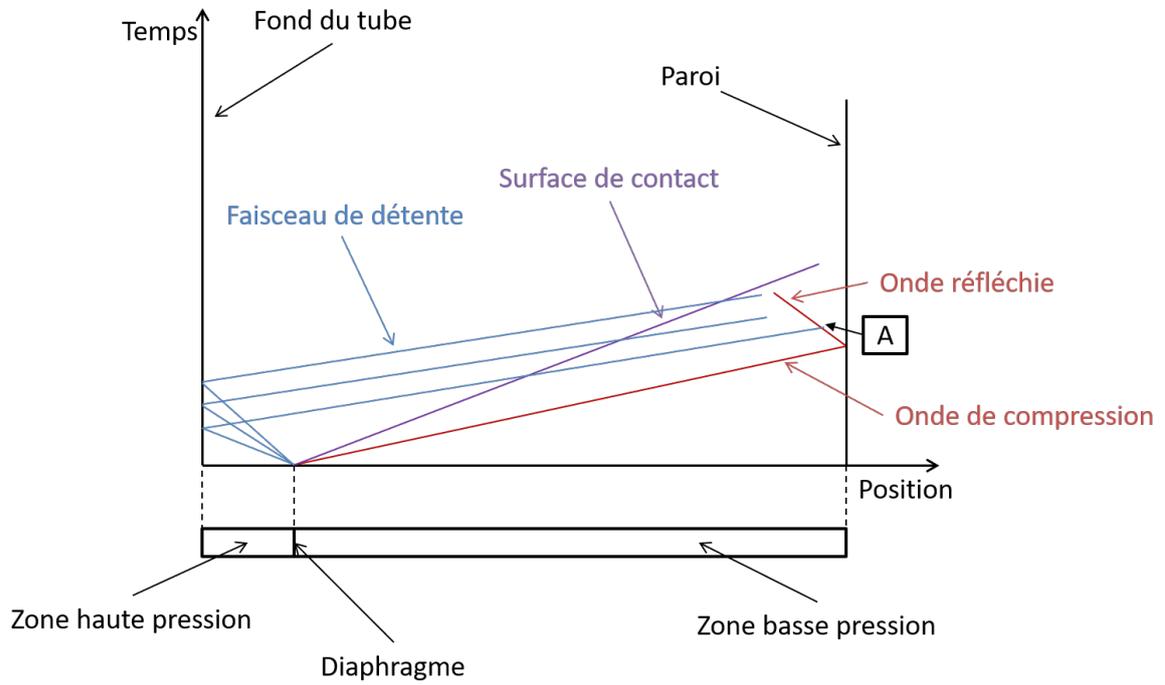


FIGURE 2.5 – Diagramme de marche du TAC en configuration choc

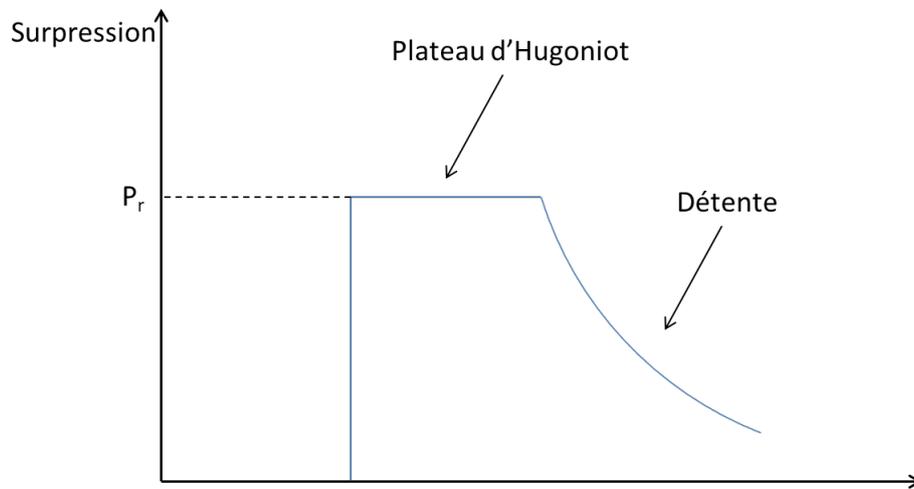


FIGURE 2.6 – Exemple schématique de l'onde réfléchie en fond de tube en configuration choc

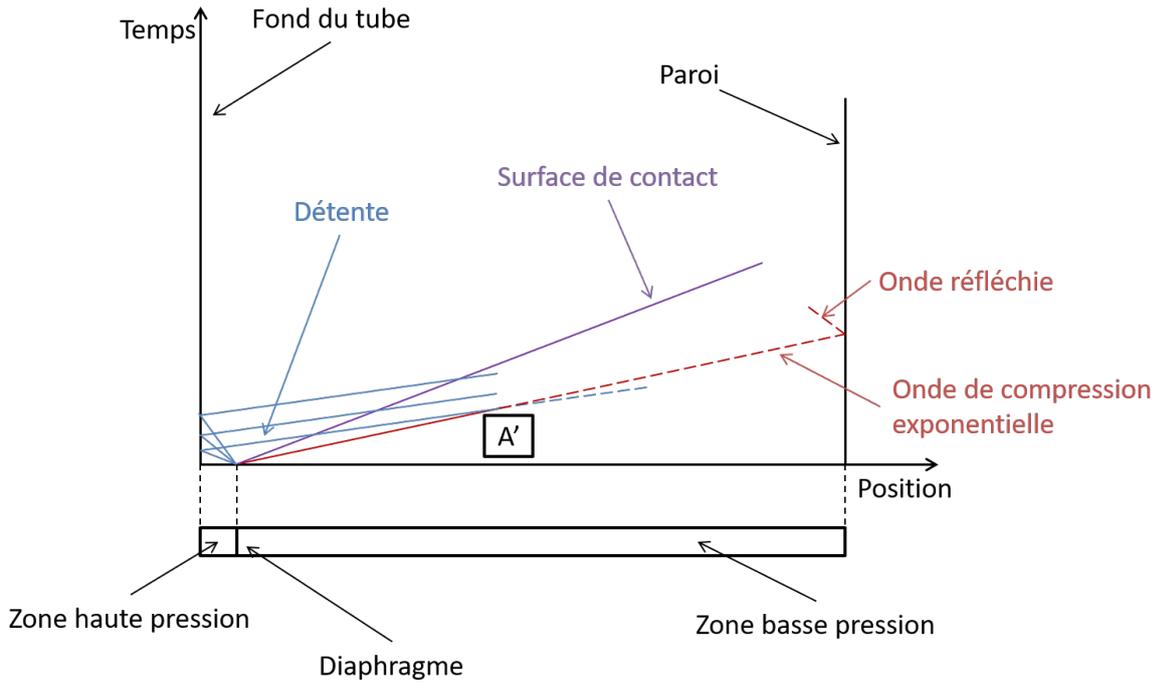


FIGURE 2.7 – Diagramme de marche du TAC en configuration blast

avec une onde de souffle issue d'une explosion aérienne, cette configuration est appelée « Friedlander » car il est possible de trouver un jeu de paramètres permettant de superposer un profil de Friedlander (décrit au chapitre 1. Cependant, l'évolution de ces paramètres en fonction de la distance de propagation n'est pas en accord avec la propagation aérienne d'une onde sphérique issue d'une détonation [2].

Le diagramme de marche 2.7 montre le principe d'une telle configuration et l'onde réfléchie sur la paroi ressemble alors, schématiquement, à l'onde montrée en figure 2.8

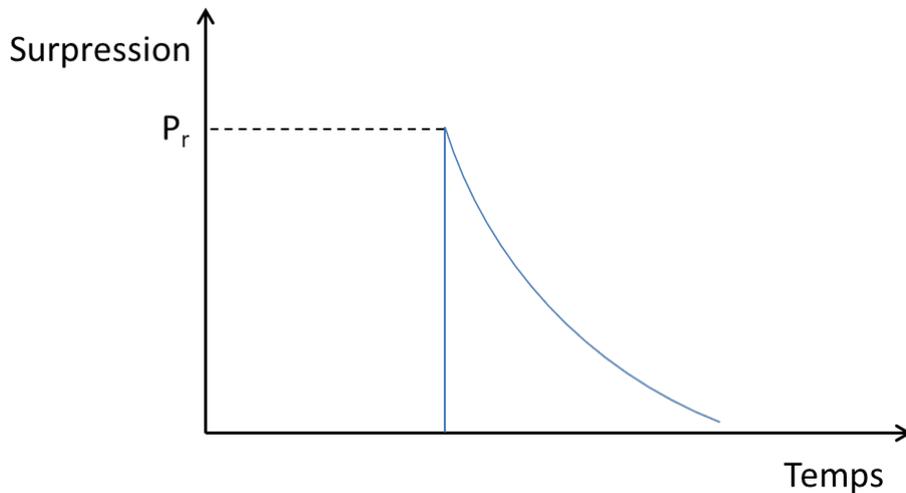


FIGURE 2.8 – Exemple schématique de l'onde réfléchie en fond de tube en configuration blast



FIGURE 2.9 – Répartition des grandeurs thermodynamiques dans le tube à l'état initial.

Chacune des deux configurations propose des avantages différents :

— Choc :

Un problème physique plus simple qui permet le calcul analytique de l'évolution des grandeurs thermodynamiques dans le tube à choc [15] Une onde plus facilement modélisable car la détente (phénomène plus difficile à représenter numériquement) est moins prédominante.

— Blast :

Une onde de compression plus réaliste d'une sollicitation réelle.

2.1.2 Évolution de la pression dans le tube à choc

Plusieurs méthodes, équivalentes, sont possibles pour calculer les paramètres physiques de l'onde incidente. La première présentée ici est la méthode directe via les équations de Rankine-Hugoniot (1.8), (1.6) et (1.7) la seconde est la méthode graphique des polaires dans le plan (p, μ) .

Avant la rupture de la membrane le tube est à l'état initial 2.9. La vitesse matérielle u n'est pas représentée car $u_0 = u_4 = 0$. L'objectif de ce paragraphe est de calculer les valeurs thermodynamiques caractéristiques de l'état noté "1" sur la figure 2.10 représentant l'état des gaz dans le fluide après ouverture du diaphragme.

D'après les relations de Rankine-Hugoniot (1.8), (1.6) et (1.7), les états "0" et "1" sont liés entre eux par les relations de saut suivantes :

$$\frac{P_1}{P_0} = \frac{2\gamma_0 M_0^2 - \gamma_0 + 1}{\gamma_0 + 1} \quad (2.1)$$

$$u_{1*} = (\sigma - 1)D = -\frac{2a_0}{\gamma_0 + 1} \left(M_0 - \frac{1}{M_0} \right) \quad (2.2)$$

Les notations sont les mêmes qu'au chapitre 1 c'est-à-dire :

— M_0 est le nombre de Mach de l'onde incidente,

— u_{1*} est la vitesse matérielle absolue dans la zone choquée,

— $\sigma = \frac{(\gamma-1)M_0^2+2}{(\gamma+1)M_0^2}$ est le rapport des volumes spécifiques $\frac{v_1}{v_0}$ à travers l'onde,

— D est la vitesse de l'onde de choc.

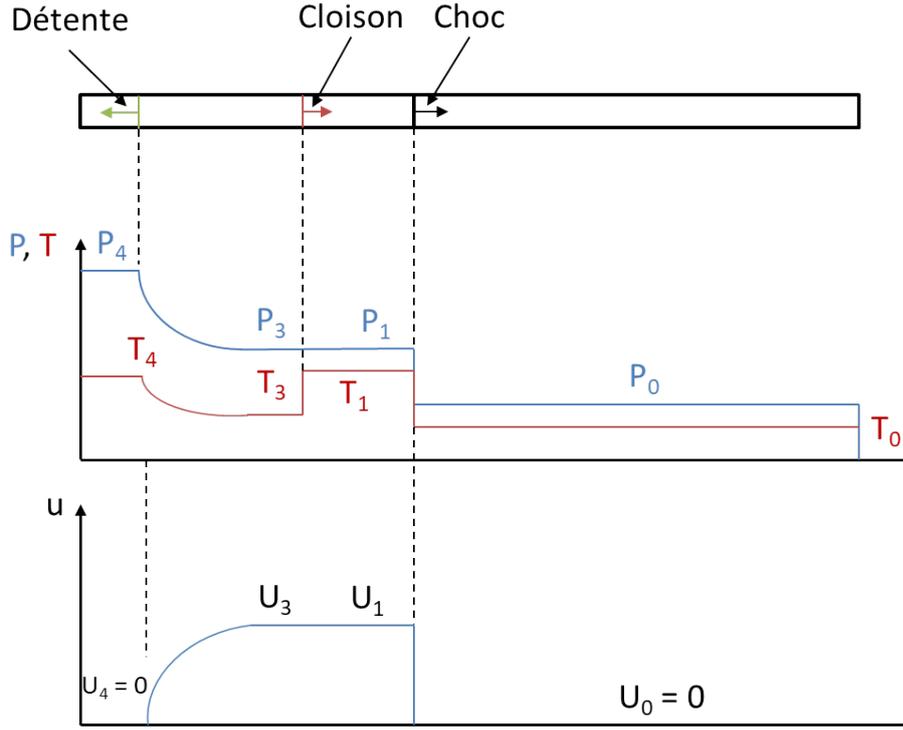


FIGURE 2.10 – Répartition des grandeurs thermodynamiques dans le tube après rupture du diaphragme

Les états "3" et "4" sont séparés par une détente de Riemann donc :

$$u_3 + \frac{2}{\gamma_4 - 1} a_3 = u_4 + \frac{2}{\gamma_4 - 1} a_4 \quad (2.3)$$

Or $u_4 = 0$ donc :

$$\frac{a_3}{a_4} = 1 - \frac{\gamma_4 - 1}{2} \frac{u_3}{a_4} \quad (2.4)$$

De plus, l'entropie est conservée au passage d'une détente, donc entre les états "3" et "4", il est possible d'appliquer les relations de Laplace et en particulier :

$$P \nu^\gamma = \text{Constante} \Rightarrow P a^{-\frac{2\gamma}{\gamma-1}} = \text{Constante} \quad (2.5)$$

où $a = \sqrt{\gamma \frac{P}{\rho}}$ est la vitesse du son dans un gaz parfait. Ce qui donne donc :

$$\frac{P_3}{P_4} \frac{a_3^{-\frac{2\gamma}{\gamma-1}}}{a_4^{-\frac{2\gamma}{\gamma-1}}} = 1 \quad (2.6)$$

En introduisant 2.4 dans 2.6, on obtient l'équation de la polaire de détente pour une onde simple de type $J^+ = cst$

$$\frac{P_3}{P_4} = \left(1 - \frac{\gamma_4 - 1}{2} \frac{u_3}{a_4}\right)^{\frac{2\gamma_4}{\gamma_4 - 1}} \quad (2.7)$$

Or la cloison est une surface de contact. Donc, à travers cette dernière, il y a équilibre mécanique (égalité des pressions) et aucun débit (égalité des vitesses). Ce qui est visible sur les figures 2.9 et 2.10 d'où :

$$\begin{cases} u_3 = u_1 \\ P_3 = P_1 \end{cases} \quad (2.8)$$

On obtient donc :

$$\frac{P_1}{P_4} = \left(1 - \frac{\gamma_4 - 1}{2} \frac{u_1}{a_4}\right)^{\frac{2\gamma_4}{\gamma_4 - 1}} \quad (2.9)$$

En introduisant 2.1 et 2.2 dans 2.9, on obtient une relation donnant explicitement le nombre de Mach M_0 en fonction de $\frac{P_4}{P_0}$ et de $\frac{a_0}{a_4}$:

$$\frac{P_4}{P_0} = \frac{2\gamma_0 M_0^2 - (\gamma_0 - 1)}{\gamma_0 + 1} \frac{1}{\left[1 - \frac{\gamma_4 - 1}{\gamma_0 + 1} \frac{a_0}{a_4} \left(M_0 - \frac{1}{M_0}\right)\right]^{\frac{2\gamma_4}{\gamma_4 - 1}}} \quad (2.10)$$

Il est possible de résoudre 2.10 de manière numérique ou d'utiliser des abaques [2]. Une fois M_0 obtenu il est possible de retrouver toutes les valeurs thermodynamiques grâce aux équations précédentes. Par exemple, P_1 est obtenue grâce à 2.1.

2.1.3 Onde réfléchie

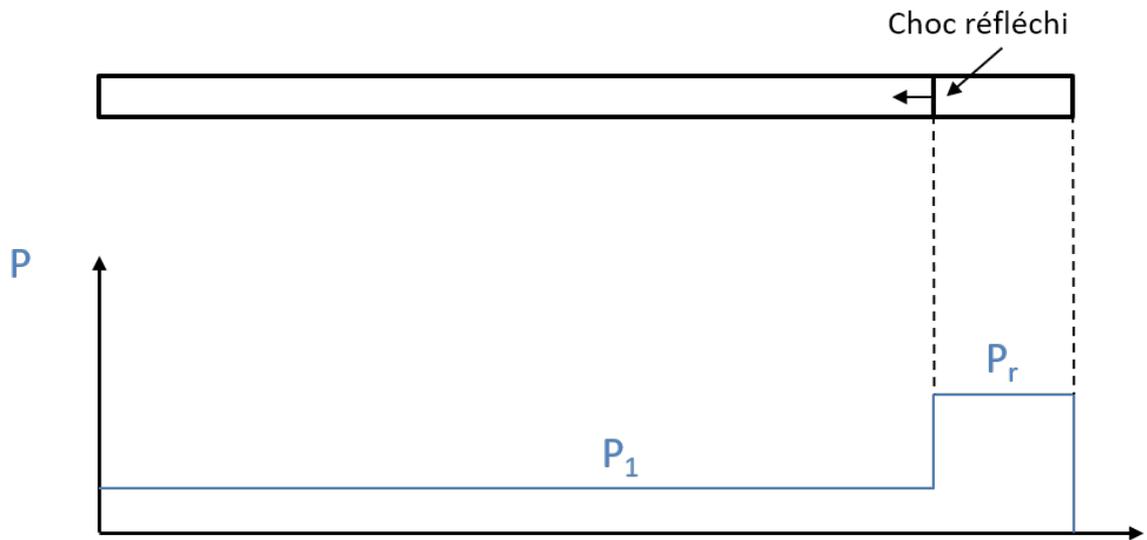
Un fois arrivée sur la paroi l'onde va subir un arrêt brutal, ce qui se traduit par une vitesse matérielle nulle. Afin de respecter cette condition cinématique une onde réfléchie se propage dans le sens inverse. Cette réflexion normale est décrite dans le cas général dans le chapitre 1, la pression $P_r = \Delta P_r + P_0$ est alors donnée par la relation :

$$\Delta P_r = \frac{8P_1 + 6P_0}{P_1 + 6P_0} \quad (2.11)$$

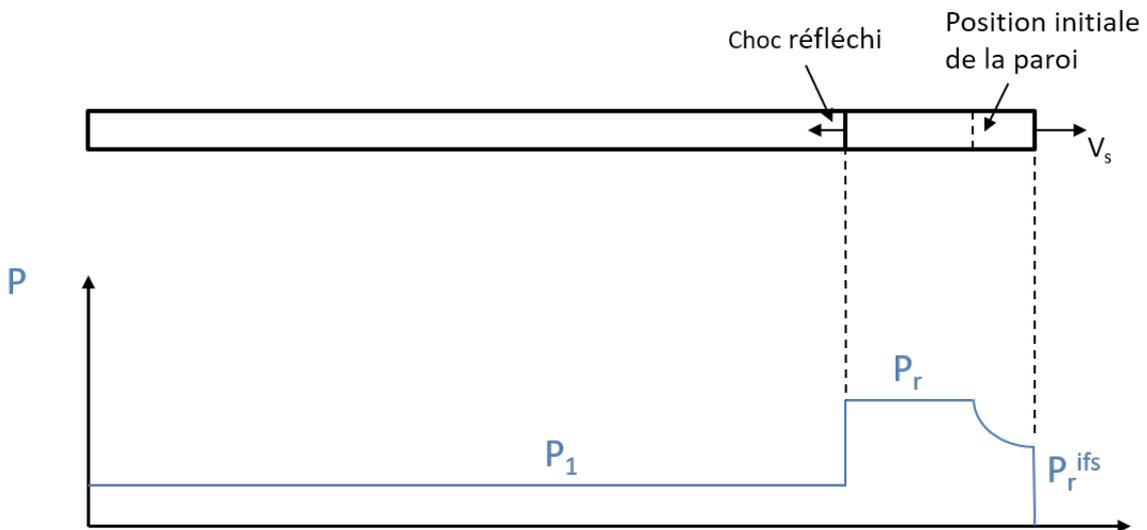
Le troisième principe de Newton stipule que la paroi va subir une force égale et de sens opposé à l'onde réfléchie 2.11a, plus de détail au chapitre 1. Dans le cas de la figure 2.11b, la paroi se déplace à vitesse constante $v = v_s$, la condition d'arrêt est donc modifiée. La paroi agit alors sur l'écoulement comme un piston, créant une onde de choc dans le sens de son déplacement (non représenté ici) et une détente dans le sens inverse.

La transformation des gaz au travers de la détente est isentropique et le même raisonnement que l'équation 2.4 peut être appliqué. On retrouve alors la pression appliquée sur le mur en mouvement par :

$$P_r^{ifs} = P_r \left(1 - \frac{\gamma_4 - 1}{2} \frac{v_s}{a_r}\right)^{\frac{2\gamma_r}{\gamma_r - 1}} \quad (2.12)$$



(a) Pression réfléchie contre une paroi immobile



(b) Pression réfléchie contre une paroi mobile à $v = v_s$

FIGURE 2.11 – Évolution de la pression réfléchie dans le tube à choc

2.2 Essais

La première série d'essais, appelée ici série « mécanique » consiste en des essais de traction uni-axiale servant à déterminer le plus précisément les caractéristiques mécaniques en régime quasi-statique, des plaques en alliage aluminium utilisées dans la suite. La deuxième série d'essais consiste à générer une onde de choc à l'aide d'un tube à choc sur une plaque en aluminium d'épaisseur donnée (0.5 ; 1 ou 2 mm) représentant la paroi d'une structure. Pour cela un tube à choc à gaz comprimé est utilisé (présenté au paragraphe 2.1.1). Au fond de ce tube, la plaque en aluminium est encastrée, les épaisseurs différentes sont choisies afin d'obtenir des souplesses de structure différentes. La valeur réelle des épaisseurs diffère légèrement par rapport aux valeurs nominales, elles sont de 0.52, 1.2 et 1.98 mm.

2.2.1 Essais mécanique

Les plaques d'aluminium utilisées lors des essais au tube à choc sont des plaques d'aluminium 5457 d'état O (ou H111). Selon la norme européenne EN 485-2, les propriétés mécaniques sont données par le tableau 2.1 et la composition chimique de l'aluminium peut être trouvée dans [16].

Propriété	Symbole	Valeur		Unités
Épaisseurs	ep	Min	0.5	mm
		Max	3.0	
Résistance ultime avant rupture	Rm	Min	190	MPa
		Max	240	
Limite élastique à 2%	Rp _{0.2}	Min	80	MPa
		Max	-	
Densité	ρ	-	2630	kg.m ⁻³
Module d'Young	E	-	70.5	GPa
Module de cisaillement	G	-	26.5	GPa
Coefficient de poisson	ν	-	0.3	-

TABLEAU 2.1 – Propriétés mécaniques de l'aluminium 5754 selon la norme EN 485-2 [16]

Comme vu dans le tableau 2.1, la norme ne donne que des intervalles de variations des grandeurs mécaniques importantes (Rm, Rp_{0.2}). De plus ces plaques en aluminium sont commandées dans le commerce et, par conséquent, les incertitudes sur les caractéristiques mécaniques demeurent obscures. En d'autres termes : il n'y a aucune assurance que les plaques livrées soient identiques à celles commandées, il est donc nécessaire d'effectuer des essais mécaniques afin d'obtenir des données plus fiables pour caractériser le matériau. Les essais consistent en une série de tractions uni-axiale réalisée sur des éprouvettes obtenues par la découpe au jet d'eau. Les dimensions des éprouvettes sont données à la figure 2.12. La machine utilisée pour les essais est une instron « 5969 Universal testing system » disponible à l'ENSTA Bretagne, dont les caractéristiques sont décrites au paragraphe 2.2.1.

Pour évaluer le caractère anisotrope des plaques, les éprouvettes ont été découpées dans les deux directions orthogonales dans le plan de la plaque. Aucune différence notable n'a été observée sur les résultats, par conséquent, les directions ne seront pas précisées dans

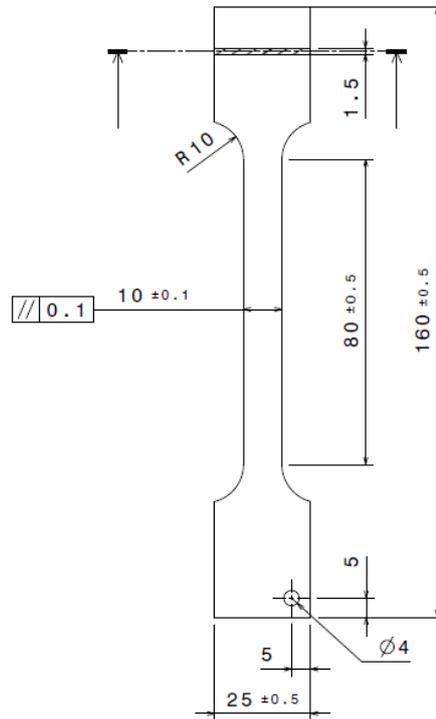


FIGURE 2.12 – Éprouvette d'aluminium d'épaisseur 1.5mm utilisée pour les essais mécaniques en traction uni axiale.

la suite de l'étude. Les mêmes conclusions sont obtenues par [17] pour un aluminium similaire.

Une autre hypothèse forte est la non-dépendance en vitesse de déformation de l'aluminium. En toute rigueur cette hypothèse est fautive. Cependant, la littérature existante et notamment [18, 19, 20, 21], montrent que les effets dus au taux de déformation dans les alliages d'aluminium sont très faibles à température ambiante. Seule la limite à la rupture est fortement impactée, or, les déformations obtenues lors des essais au TAC sont très inférieures à limite à la rupture de l'aluminium et les vitesses de déformation restent modérées (entre 1 et 10 s^{-1}) ainsi les résultats des essais ne seront pas impactés par cette hypothèse. Une vitesse de 1mm/min a donc été retenue pour la réalisation des essais quasi-statiques.

Présentation de l'instron

L'instron 5960 « Universal testing systems » est une machine servant à effectuer des essais de traction / compression. Elle est composée d'un mors fixe et d'un mors solidaire d'une traverse dont le déplacement sur un axe vertical est pilotable soit en vitesse, soit en effort. La vitesse de déplacement de traverse maximale pour cette machine est de 3000 mm.m^{-1} .

Elle a une capacité en traction de 50 kN. La particularité de la machine utilisée est qu'elle possède un extensomètre laser permettant de mesurer la distance entre deux points préalablement tracés sur l'éprouvette. Une fois les points tracés sur l'éprouvette, la distance les séparant est interprétée par un logiciel dédié aux mesures expérimentales. La distance et donc la déformation en sont déduites. Ce système a l'avantage de ne pas dépendre de jauges de déformation qui demeurent intrusives et limitées en plage de mesure.

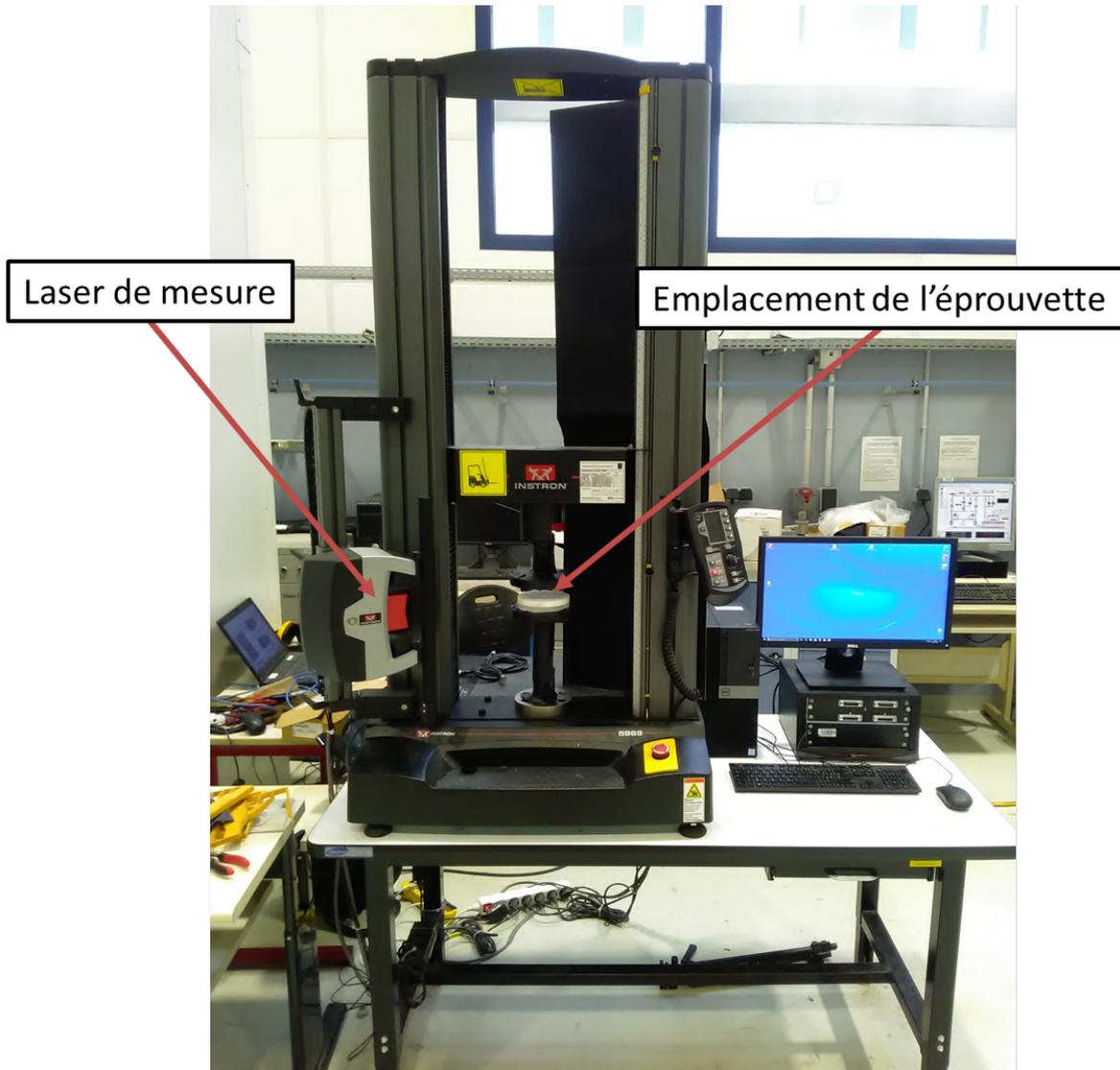


FIGURE 2.13 – Instron « 5969 Universal testing systems » à l'ENSTA Bretagne.

La contrainte est obtenue à partir d'une cellule d'effort de 50 kN dans le mors mobile et par la section utile de l'éprouvette préalablement renseignée. La contrainte σ relevée par l'instron 5960 est la force, obtenue via la cellule d'effort, divisée par section initiale, préalablement renseignée :

$$\sigma = \frac{F}{A_0} \quad (2.13)$$

C'est donc la courbe « conventionnelle » qui est utilisée, il n'est pas utile de se ramener aux courbes de traction vraie car la déformation reste en dessous de 10% (voir figure 2.15).

Résultats

Il faut tout d'abord distinguer les deux régimes de fonctionnement de la plaque, d'abord la partie élastique dont la loi de comportement obéit à la loi de Hooke et est assimilée à une droite de coefficient directeur égale au module d'Young de l'alliage d'aluminium 5754 H111 (2.14).

$$\sigma_{el} = E\varepsilon \quad (2.14)$$

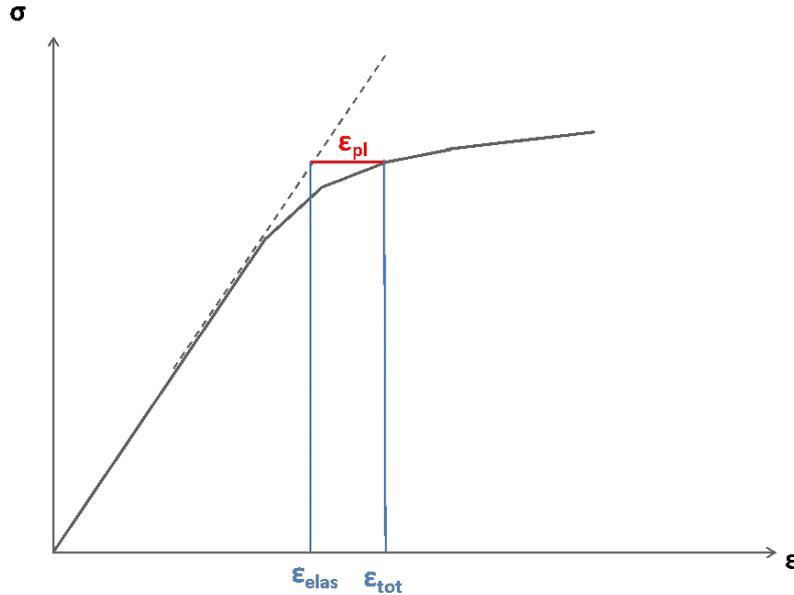


FIGURE 2.14 – Différence entre loi de comportement et loi

Lorsque la déformation continue d'augmenter, l'aluminium passe dans le domaine plastique. Dans ce domaine la loi de comportement est assimilée à une loi d'écroutissage de type Johnson-Cook dont les effets thermiques ne sont pas considérés (2.15). Le terme ϵ_{pl} est uniquement la déformation dans la partie plastique il faut donc lui ajouter la déformation élastique pour avoir la courbe de comportement. La figure 2.14 illustre la différence entre le comportement élastique et l'effet de de l'écroutissage.

$$\sigma_{pl} = (A + B\epsilon_{pl}^n)(1 + c \times \ln(\frac{\dot{\epsilon}}{\dot{\epsilon}_0})) \quad (2.15)$$

Avec :

- σ_{pl} la contrainte plastique,
- $\epsilon_{pl} = \epsilon_{tot} - \epsilon_{elas}$ la déformation plastique,
- A la limite élastique,
- B le coefficient d'écroutissage,
- n l'exposant d'écroutissage,
- $c = 0$ le coefficient dynamique,
- $\dot{\epsilon}_0$ la vitesse de déformation de référence.

Les coefficients non nuls (E, A, B et n) sont calculés par la méthode des moindres carrés à partir des résultats des essais de traction. Pour déterminer les coefficients d'écroutissage B et n, toute la loi de comportement obtenue par essais est utilisée, en revanche pour déterminer la limite élastique et le module d'Young seulement la première partie, où les contraintes sont inférieures à 110MPa est utilisée. En effet, la méthode des moindres carrés consiste à minimiser la somme quadratique des erreurs entre la fonction d'approximation (la loi de comportement de Johnson Cook) et les mesures (expérimentales). Ainsi, si l'on dispose de n points de mesure prenant la valeur de contrainte y_i pour la valeur de déformation x_i , la somme quadratique à minimiser est :

$$S(E, A, B, n) = \sum_i^N (y_i - f(x_i, E, A, B, n))^2 \quad (2.16)$$

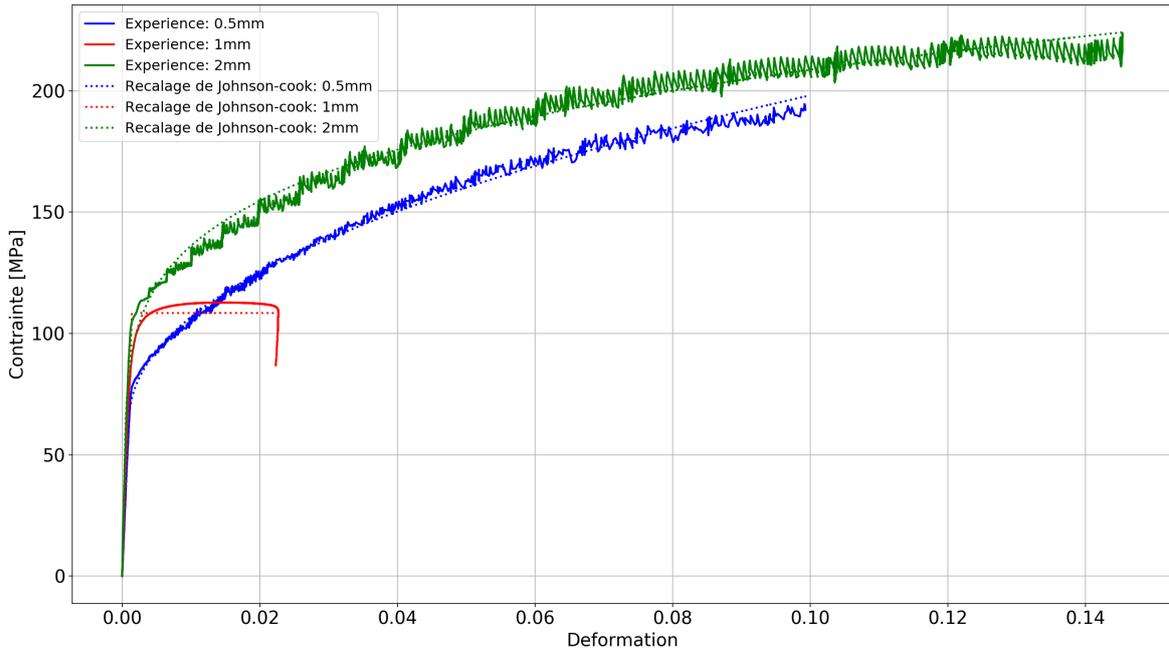


FIGURE 2.15 – Exemple de courbe contrainte déformation pour les trois épaisseurs de plaques d’Al 5754 d’épaisseurs 0.5, 1 et 2mm à 1mm/min obtenues à partir des essais de traction.

Où A , B et n sont les paramètres de la loi de Ludwik explicités par la relation (2.15) et f la fonction telle que :

$$f(x_i, E, A, B, n) = \begin{cases} Ex_i & \text{Si } x_i < A/E \\ \sigma_{pl} = (A + B((x_i - \epsilon_{elas}))^n) & \text{Si } x_i > A/E \end{cases} \quad (2.17)$$

Où ϵ_{elas} est la déformation élastique et x_i la déformation totale.

L’erreur, S , à minimiser est donc dépendante du nombre de points utilisés N . Étant donné que beaucoup plus de points sont présents sur la partie plastique de la loi de comportement, les paramètres d’écrouissage B et n sont donc mieux estimés que les paramètres élastiques E et A . C’est la raison pour laquelle, deux approximations (élastique et complète) sont réalisées.

La figure 2.15 montre un exemple de courbe contrainte-déformation obtenue à partir des essais de traction sur les éprouvettes d’alliage d’aluminium 5754 H111, pour les trois épaisseurs d’éprouvettes, 0.52 ; 1.2 et 1.98 mm, ainsi que la courbe d’ajustement obtenue par les moindres carrés en pointillé.

Les trois courbes sont assez différentes et il n’est pas possible de déterminer les paramètres de la loi de comportement de manière unique pour les trois épaisseurs. Notamment, les essais sur les plaques de 1mm d’épaisseur donnent des courbes contrainte-déformation non cohérentes ni avec les courbes obtenues pour 0.5 et 2mm, ni avec une loi de comportement plastique de type Johnson-Cook (ou Ludwik). Elles présentent en effet un faible écrouissage et une limite à la rupture bien plus basse que celle des éprouvettes d’épaisseur 0.5 et 2 mm. L’hypothèse la plus probable est que l’alliage d’aluminium utilisé ne corresponde pas à la nuance 5754 H111 attendue, cette hypothèse est cependant impossible à prouver *a posteriori*. Des doutes sont donc émis concernant la nuance d’alliage d’aluminium finalement testée lors des essais de traction uni axiale. Cependant les plaques servant aux essais « réels » au tube à choc n’ont pas été conservées de la même

manière (notamment dû à la découpe différente). Les essais au TAC sont, eux, en accord avec de l'al 5754 H111 (voir paragraphe 2.2.3).

Ainsi, des caractéristiques équivalentes à la plaque de 0.5mm seront donc supposées pour la plaque de 1mm.

Plaque de 2mm

Ce paragraphe présente les résultats d'essais de traction uni axiale sur les plaques d'épaisseur de 2mm. Dans un premier temps, les figures 2.16a et 2.16b présentent la totalité des courbes contrainte-déformation pour tous les essais. Les courbes sont très similaires, montrant ainsi la bonne homogénéité du matériau. Cependant, les courbes ont été tronquées avant la limite à rupture afin de ne pas dégrader la recherche des coefficients adéquats de la loi de Ludwik qui est en cohérence pour tous les essais. Ce choix n'impacte pas la valeur des paramètres car les déformations lors des essais au tube à choc restent assez éloignées de la limite à la rupture.

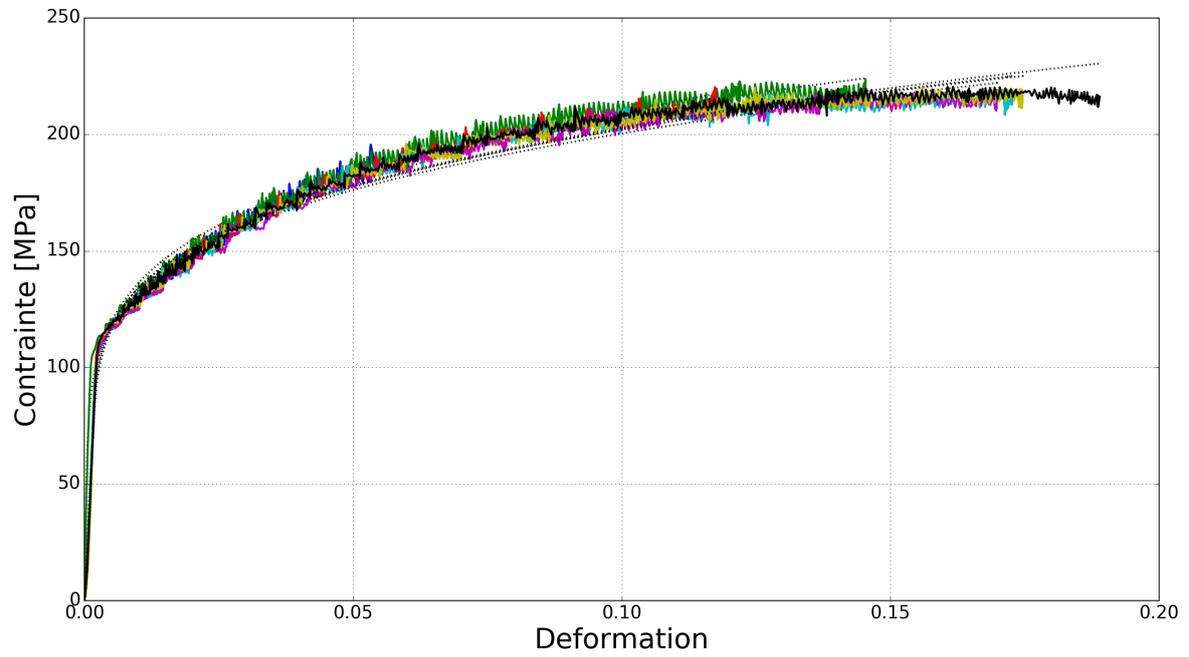
Les séries A et B correspondent à des éprouvettes provenant de deux plaques différentes, d'épaisseur 2mm.

Le tableau 2.2 résume les différents paramètres de la loi de Johnson Cook obtenue par la méthode des moindres carrés pour la plaque de 2mm d'épaisseur nominale.

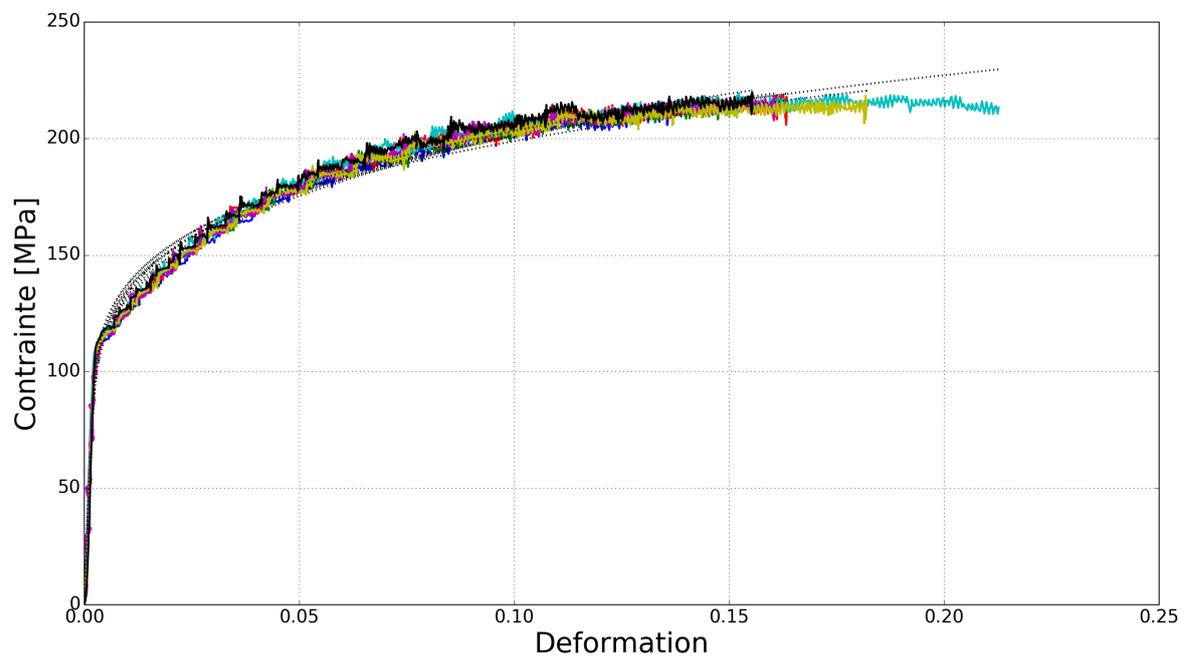
	Limite élastique	Coefficient d'érouissage	Exposant d'érouissage	Module d'Young
	<i>A [MPa]</i>	<i>B [Mpa]</i>	<i>n</i>	<i>E [GPa]</i>
Moyenne	75.4	267	0.316	46.8
Écart type	1.08	14.4	0.0149	3.2
Coefficient de variation	1%	5%	5%	7%

TABLEAU 2.2 – Coefficients de la loi d'érouissage de Ludwik et module d'Young, pour la plaque de 2 mm

Le détail des valeurs par calcul est disponible dans le tableau A.1 en annexe A.1, les coefficients de variation pour le coefficient et l'exposant d'érouissage peuvent paraître élevées, mais, en réalité, ils sont dus à l'essai A1 qui présente des valeurs bien plus importantes que les autres. Si on retire cet essai, les valeurs de coefficient de variation sont toutes les deux de 5% pour le coefficient et l'exposant d'érouissage. De plus le module d'Young de l'essai B2 est deux à trois fois supérieur aux autres, il est également possible de le retirer de la moyenne, le coefficient de variation passe alors à 7% (3.1GPa).



(a) série A



(b) série B

FIGURE 2.16 – courbes contrainte-déformation des essais sur les plaques d'alliage d'aluminium d'épaisseur 2mm à 1mm/min

	Limite élastique	Coefficient d'érouissage	Exposant d'érouissage	Module d'Young
	<i>A [MPa]</i>	<i>B [Mpa]</i>	<i>n</i>	<i>E [GPa]</i>
Moyenne	78.0	369	0.476	64.5
Écart type	1.80	34.6	0.0486	7.65
Coefficient de variation	2%	9%	10%	12%

TABLEAU 2.3 – Coefficients de la loi d'érouissage de Ludwik et module d'Young, pour la plaque de 0.5mm

		2mm	0.5mm
Module d'Young	<i>E [GPa]</i>	46.8	64.4
Limite élastique	<i>A [MPa]</i>	75.4	78.0
Coefficient d'érouissage	<i>B [MPa]</i>	267	370
Exposant d'érouissage	<i>n</i>	0.316	0.476

TABLEAU 2.4 – Coefficients de la loi de Ludwik et module d'Young pour les deux épaisseurs

Plaque de 0.5 mm

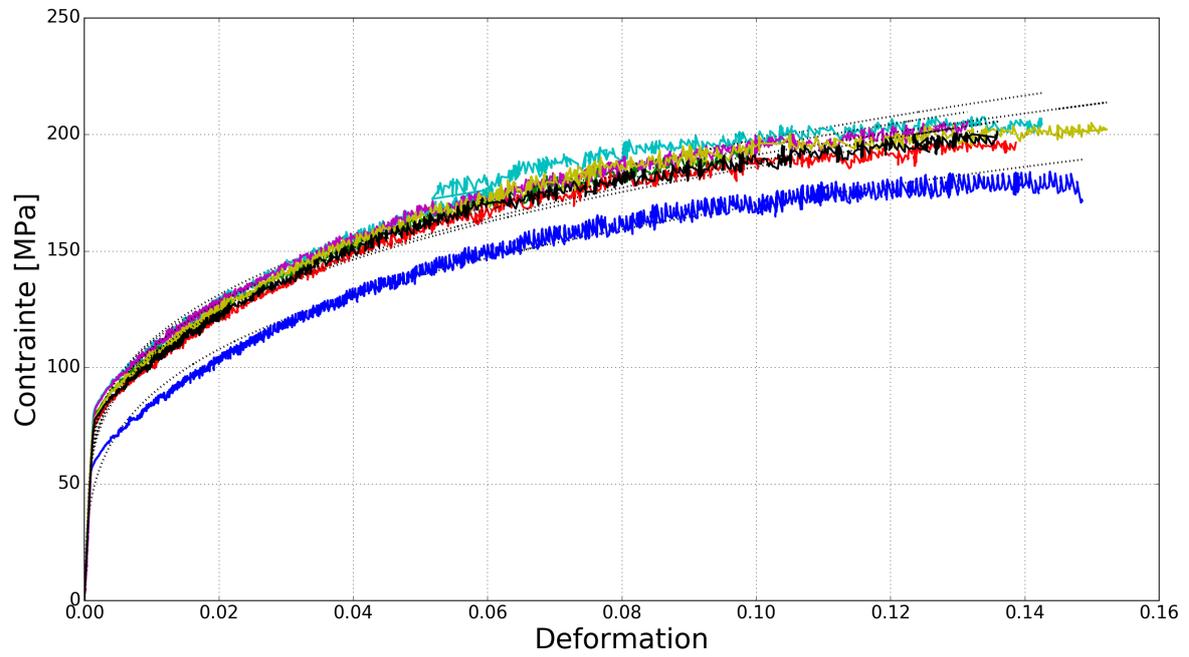
Ce paragraphe présente les résultats des essais de traction uni axiale sur les plaques d'épaisseur de 0.5 mm. Les figures 2.17a et 2.17b présentent la totalité des courbes contrainte-déformation pour tous les essais. Les courbes sont plus dispersées que pour les plaques de 2mm, ce qui pourrait s'expliquer par une plus grande sensibilité aux défauts de découpe à faible section. La courbe d'approximation de Ludwik est toujours en cohérence pour tous les essais. Une courbe contrainte – déformation est sensiblement différente des autres pour la série A (courbe A1), cependant aucune différence lors de la réalisation de l'essai n'a été observée et par conséquent aucune explication ne peut être avancée. La courbe A1 est néanmoins retirée de l'analyse des données. Concernant les essais de la série B, les courbes sont plus dispersées : voir figure 2.17b.

Le détail des valeurs par calcul est disponible dans le tableau A.2 en annexe A.1, la majorité des valeurs sont regroupées autour de $B = 356$ et $n = 0.430$, cependant deux tests de traction (A1, B1) donnent des résultats bien plus élevés. Ils seront donc retirés pour le calcul des paramètres moyens.

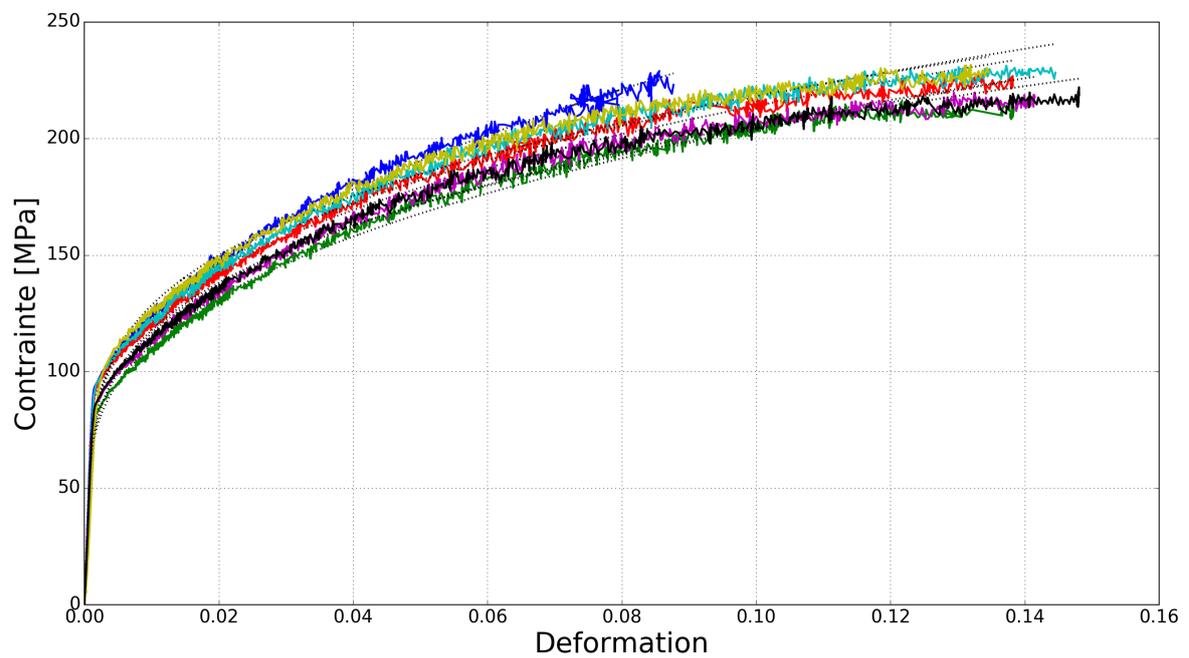
Les valeurs moyennes sont sensiblement différentes pour les plaques de 0.5 et de 2mm. Il est connu que l'épaisseur de la plaque influe sur les paramètres mécaniques de l'éprouvette cependant les différences semblent trop importantes pour les attribuer uniquement aux variations d'épaisseur. Une autre raison pourrait être imputée au mode de découpe par jet d'eau des éprouvettes. La découpe par laser pourrait offrir des arrêtes plus nettes, exemptes d'amorce de fissures.

Des valeurs différentes seront retenues pour les calculs numériques. Le tableau 2.4 résume les valeurs retenues pour les coefficients de Johnson-Cook pour les deux épaisseurs. Pour rappel, la plaque de 1mm a les caractéristiques de celle de 0.5mm.

Le Module d'Young est également très différent entre les deux épaisseurs. De plus il est inférieur à la valeur donnée par la norme EN 485-2 70.5 GPa et donc les valeurs obtenues



(a) série A



(b) série B

FIGURE 2.17 – courbes contrainte-déformation des essais sur les plaques d'Al 5754 d'épaisseur 0.5mm à 1mm/min

mettent en doute le type d'aluminium réellement utilisé dans les essais. Le fournisseur assurant que de l'Al 5754 a été fourni il n'y a aucun moyen de s'en assurer *a posteriori*. C'est pourquoi ces essais de caractérisation du matériau sont importants : il est difficile de maîtriser totalement la chaîne de production de tous les composants d'un essai. Ainsi, les tests de tractions uni-axiales permettent de déterminer les caractéristiques de l'alliage utilisé 2.4, qu'il soit de l'aluminium 5754 ou non.

2.2.2 Présentation du tube à choc

Le tube à choc utilisé pour réaliser les essais est un tube à gaz comprimé classique. Il possède une chambre à haute pression de longueur variable (800 mm ou 40 mm) et une chambre d'étude à pression ambiante de 3180 mm (figure 2.18). A l'instant voulu, un dispositif commande l'éclatement de la membrane et la partie haute pression ou « motrice » se déverse dans la partie étude, formant ainsi une onde de choc. La longueur du tube d'étude se justifie pour donner une certaine distance de propagation au choc pour s'homogénéiser (front de choc plan). Des détails sur le dispositif d'éclatement seront présentés à la figure 2.27. En fonction de la taille de la chambre motrice, l'onde arrivant sur la paroi au fond du tube sera un choc (figure 2.6) ou un blast présentant une détente que l'on peut approcher par une loi exponentielle (figure 2.8). Plus de détails sur les modes de fonctionnement des TAC à gaz comprimé sont donnés au paragraphe 2.1.1.

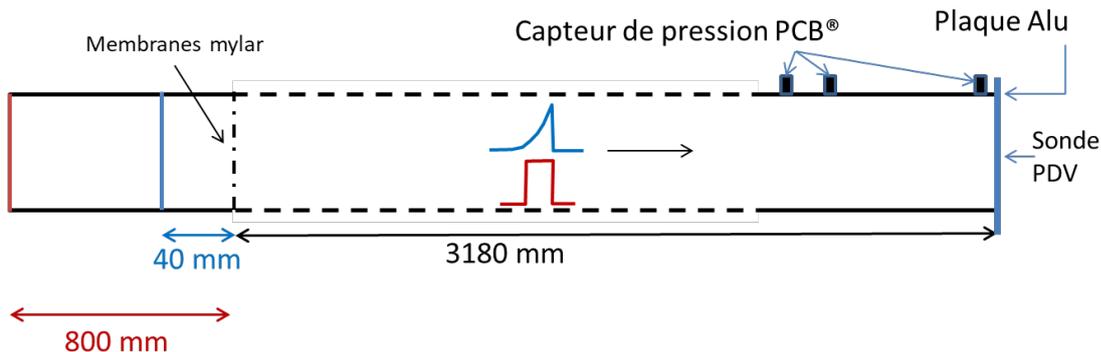


FIGURE 2.18 – Schéma du tube à choc utilisé pour les essais.

La section du tube est de 80x80 mm², il dispose d'une chambre de visualisation transparente vitrée à l'extrémité de sa section d'essais (figure 2.19) ainsi que d'emplacements pour des capteurs de pression.

Capteur de pression

Dans la zone de visualisation de la veine d'essais sont disposés 6 capteurs de pression de la marque PCB. Des capteurs de deux références différentes ont été utilisés au cours des différentes campagnes d'essais réalisées. Il sera montré que ces capteurs donnent des résultats incohérents, ainsi les mesures se baseront sur la célérité de l'onde incidente. Les positions des capteurs sont données par la figure 2.20.

Les capteurs PCB sont des transducteurs piézoélectriques. D'abord découvert par Haüy et étudié par Becquerel sous le nom « d'électricité de pression » [22], c'est en 1880 que Pierre Curie fit la démonstration de l'effet piézoélectrique. C'est à dire le déplacement d'une quantité de charges électriques fonction de la contrainte mécanique exercée sur certains

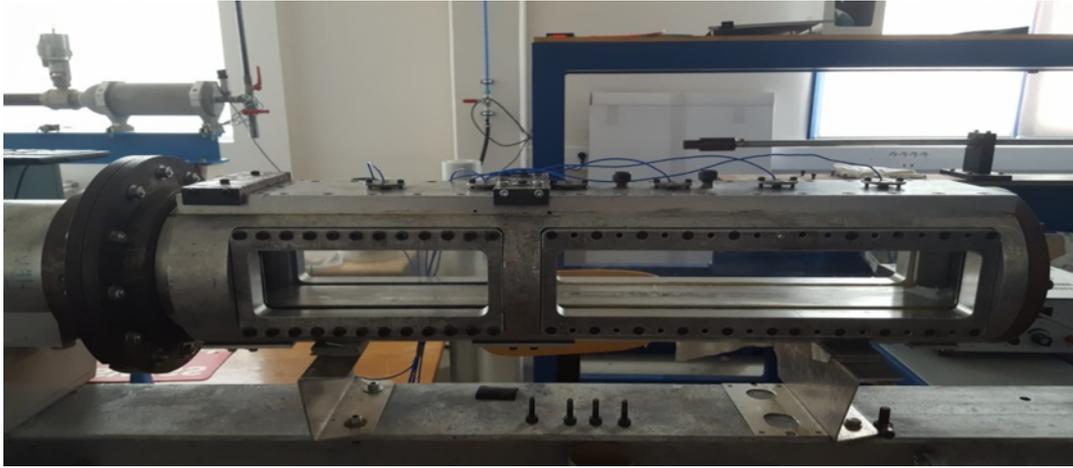


FIGURE 2.19 – Photo de la zone de visualisation transparente à l'extrémité de la section d'étude.

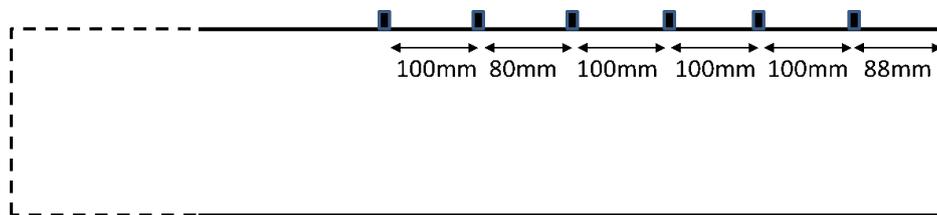


FIGURE 2.20 – Position des capteurs de pression PCB à l'extrémité de la section d'étude.

matériaux. Dans le cas du tube à choc, la contrainte est créée par le passage des ondes incidentes et réfléchies sur le capteur et il faut un certain temps (estimé par le rapport entre le diamètre du capteur et la vitesse de l'onde) pour charger toute la surface du capteur. Étant donné que le capteur est affleurant à la paroi, la pression relevée par le capteur est bien la même que celle présente dans le tube.

La seule différence entre les deux types de capteurs utilisés (113B21 et 113B28) est leur plage de mesure respectivement 1379 et 344 kPa maximum. Les autres caractéristiques sont détaillées sur les spécifications techniques du fabricant disponibles en annexe B. Les erreurs de mesure liées aux capteurs viennent principalement de :

- La non-linéarité de la réponse vis-à-vis de la plage de mesure (inférieure à 1%),
- La résolution des capteurs 0.007 kPa pour les deux types de capteurs,
- La dépendance de la réponse à la température 0.054% /°C,
- La résolution du numériseur.

Les capteurs de pression piézoélectriques sont reliés à une carte d'acquisition PXIe 5105 de la marque National Instrument. L'enregistrement des valeurs de pression se fait en continu sur un intervalle glissant de 5ms, c'est-à-dire lorsqu'une condition de déclenche est atteinte, seules cinq millisecondes sont enregistrées. Lorsque le dernier capteur (choix arbitraire) voit un front de montée en pression dont le seuil excède 0.1 bar, les deux dernières millisecondes et les trois suivantes sont enregistrées. Cette technique est appelée le « pre-trigger ». Le temps de référence $t = 0$ sera donc celui du front de montée de l'onde sur le capteur 6, les autres seront relatifs par rapport à ce dernier. La carte enregistre sur une plage verticale totale de 60V sur 12bit c'est-à-dire sur $2^{12} = 4096$ valeurs, ainsi le plus petit écart mesurable est $60/4096 = 14.64 \times 10^{-3}$ V. La carte d'acquisition utilisée introduit

donc une possible erreur maximum de 14 mV, en se servant d'une sensibilité moyenne, il est possible d'estimer l'erreur de mesures faite par la carte d'acquisition :

113B21 La sensibilité moyenne d'un capteur B21 est de 3.6 mV/kPa (ou 0.36 V/bar) et donc le plus petit écart de pression mesurable est de : $14.64/0.35 = 41.8$ mbar

113B21 La sensibilité moyenne d'un capteur B21 est de 14.5 mV/kPa (ou 1.45 V/bar) et donc le plus petit écart de pression mesurable est de : $14.64/1.45 = 10.1$ mbar

Ainsi, si les capteurs ont une précision de 2%, la chaîne d'acquisition et notamment la carte de mesure introduit un biais de ± 21 mbar dans le cas des capteurs 113B21 et ± 5 mbar pour les capteurs 113B28.

Mesure de déplacement

Un dispositif (appelé sonde PDV ou « Photonic Doppler Velocimetry » en anglais) pointe sur le centre de la face arrière de la plaque d'al 5754. La lumière réfléchiée par cette dernière est injectée dans un interféromètre et la différence de phase entre la lumière incidente et réfléchiée introduit une modulation en fréquence du signal lumineux de référence (voir figure 2.21).

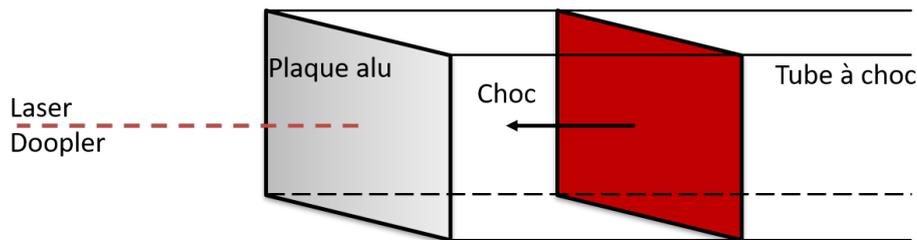


FIGURE 2.21 – Schéma de la position du laser Doppler.

Ce système de mesure est couplé avec une mesure hétérodyne d'où le nom couramment utilisé : "VH" pour Vélométrie Hétérodyne (une appellation équivalente à PDV). Il a été développé au Lawrence Livermore National Laboratory (USA) [23] et est, depuis 2004, utilisé dans les expériences de dynamique rapide pour sa grande précision vis-à-vis d'autres méthodes telle que le VISAR ou l'interféromètre de Fabry-Prerot [24].

Le principe de mesure de la vitesse se base donc sur l'effet Doppler-Fizeau, c'est la même mesure que celle d'un radar automobile. La fréquence reçue est fonction de la fréquence émise et des vitesses de la source, du récepteur et de la lumière (2.18) :

$$f_r = f_e \frac{1 - v_r/c}{1 - v_s/c} \quad (2.18)$$

Avec :

- v_r est la vitesse du récepteur,
- v_s est la vitesse de la cible,
- f_e la fréquence émise,
- f_r la fréquence reçue.

Dans le cas du PDV, le receveur est immobile et la source (la plaque) se déplace à une vitesse très faible devant la vitesse de la lumière ($v_{em} \ll c$), l'équation (2.18) se réécrit

grâce à un développement limité en v_s/c :

$$f_r = f_e \frac{1}{1 - v_s/c} = f_e(1 + v_s/c) \quad (2.19)$$

Et donc la vitesse de la plaque est une fonction de la vitesse de la lumière et des fréquences reçues et émises :

$$\Delta_f = f_r - f_e = f_e \frac{v_s}{c} \quad (2.20)$$

Par conséquent :

$$v_s = c \frac{\Delta_f}{f_e} = \lambda \Delta_f \quad (2.21)$$

Afin de mesurer des fréquences de l'ordre de l'infrarouge une technique de mesure « hétérodyne » est réalisée et donne son nom à l'outil. Cette technique consiste à coupler le signal reçu et le signal émis, le système se comporte donc comme un interféromètre de déplacement de type Michelson. Ainsi la photodiode reçoit le signal interféré à une fréquence de Δ_f puis le transmet à un oscilloscope de $f_{oscillo} = 6$ Ghz de bande passante. C'est-à-dire que la vitesse maximale mesurable v_{max} est de : $v_{max} = c \frac{f_{oscillo}}{f_e} = f_{oscillo} \lambda_e$.

Le signal émis dans le cadre de ces essais a une longueur d'onde de $\lambda_e = 1.55 \mu m$, ainsi la vitesse maximale mesurable est de $9300 m \cdot s^{-1}$ ce qui est bien supérieur à la vitesse du centre de la plaque (quelques dizaines de mètres par seconde au maximum). À la différence des techniques de mesure « homodynes », l'intensité du signal final est proportionnelle à la moyenne géométrique des flux « retour » et « émis » : le signal peut ainsi être « amplifié » en augmentant le flux de référence.

Dans les faits, il est délicat de déterminer directement la fréquence instantanée du signal f_r , c'est pourquoi un post-traitement supplémentaire est réalisé par transformée de Fourier glissante pour déterminer les fréquences prédominantes sur un intervalle de temps donné [25]. En faisant glisser cet intervalle de temps, avec un pas de recouvrement, il est possible de déterminer l'historique des fréquences et donc des vitesses. Cette opération est réalisée avec le logiciel « CAFÉINE » développé par le CEA.

Enfin une intégration numérique par la méthode de Simpson [26] est réalisée sur la vitesse pour obtenir le déplacement du centre de la plaque.

2.2.3 Résultats en configuration "blast"

Dans la configuration type « blast », la chambre motrice mesure 40mm pour une section toujours de $80 \times 80 \text{ m}^2$. La membrane en mylar a une épaisseur de $125 \mu m$. La rupture de la membrane, servant de diaphragme, se fait de manière pneumatique une fois que la pression atteint 640 kPa dans la chambre motrice. L'état de pression dans le tube à choc est alors représenté sur la figure 2.22 :

De plus, une plaque d'al 5754 décrite au paragraphe 2.2.1 est encastrée à l'extrémité du tube. Les deux systèmes d'acquisition présentés au paragraphe 2.2.2 sont installés. En configuration « blast », le volume réel de la chambre haute pression est bien plus important à déterminer précisément car il influe directement sur la position où la détente va rattraper le choc incident et, par conséquent, sur le chargement. Il faut donc prendre en compte l'augmentation de volume dû à la déformation du mylar. Pour cela le tube à choc a été mis en chargement le plus proche possible de la rupture de la membrane sans que cette dernière ne casse. Dans un second temps, le tube a été déchargé et la membrane

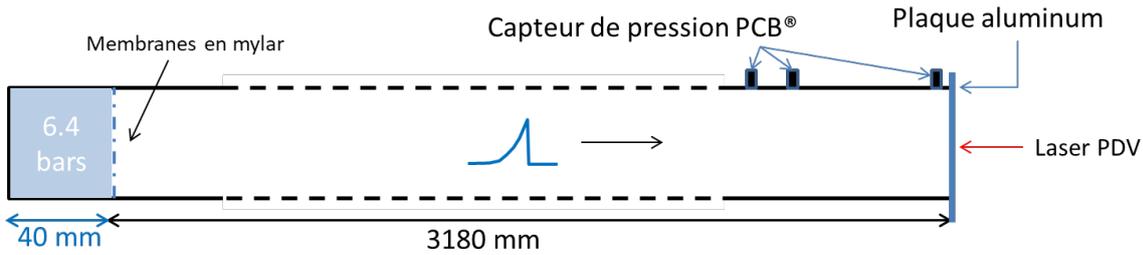


FIGURE 2.22 – État du TAC juste avant la rupture du diaphragme en configuration blast.

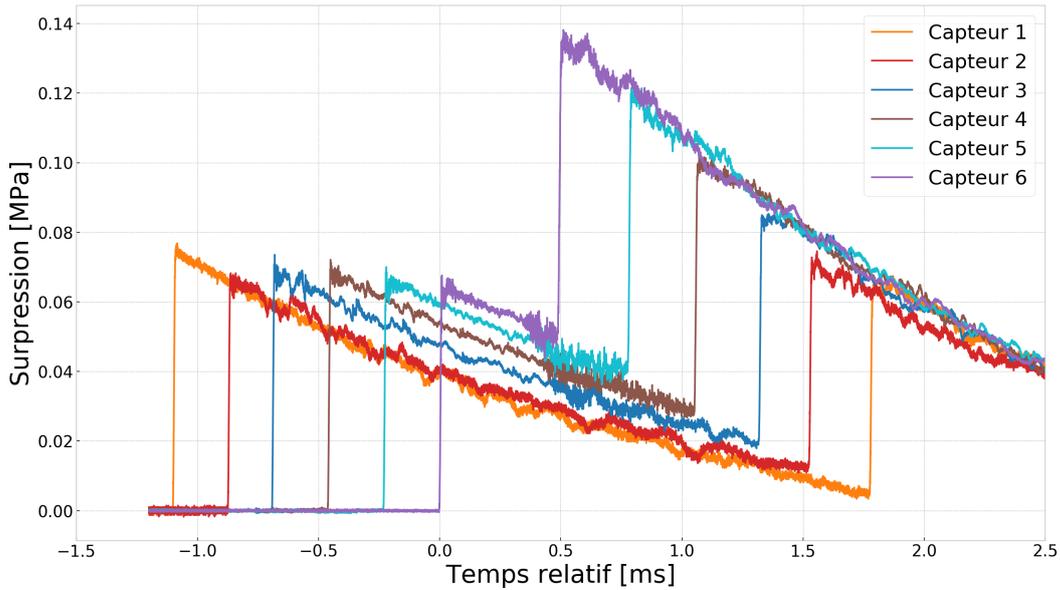


FIGURE 2.23 – Exemple d'historiques de pression enregistrés via les capteurs PCB – Configuration blast, pression de 6.4 bar dans la chambre motrice.

ainsi déformée extraite. Le volume additionnel correspondant à la partie plastique de la déformation de la membrane est ainsi mesuré il est de 0.1 L soit un volume de $100e3 \text{ mm}^3$. Ramené à la section droite du tube de $80 \times 80 \text{ mm}^2$ cela correspond à une chambre motrice augmentée de 16mm. Une chambre haute pression de 56mm de long sera donc considérée par la suite.

Pression

La sortie, en tension, obtenue via la chaîne d'acquisition est divisée par la sensibilité de chacun des capteurs afin d'obtenir la valeur de la pression. L'échelle des temps n'a pas été changée sur le graphique 2.23, c'est donc une échelle relative (comme expliqué au paragraphe 2.2.2) au capteur 6 servant au déclenchement de la chaîne d'acquisition. Le passage de l'onde devant chacun des capteurs de pression est bien visible à l'aller (onde incidente) et au retour (onde réfléchie). L'ordre et la légende des capteurs sont cohérents avec la figure 2.20.

Pour lisser le bruit visible avant le front de montée, une moyenne est effectuée sur l'ensemble de ces oscillations puis retranchée au signal. Sur la figure 2.23, le capteur 2 donne des résultats plus faibles que ceux attendus. Ceci est dû à une mauvaise calibration de ce capteur de pression PCB. En effet, lors de la deuxième série d'essais réalisée 3 mois plus tard, les capteurs des positions 1 et 2 ont été changés et le tableau 2.5 montre bien que :

- Le capteur en position 1 donne des résultats plus cohérents lors de la deuxième série d’essais,
- Le capteur en position 2 donne des résultats plus cohérents lors de la première série d’essais.

Le tableau 2.5 récapitule donc les résultats expérimentaux pour les essais en configuration blast, les détails de tous les essais sont disponibles en annexe A.2. La donnée utilisée pour la comparaison est la pression incidente maximum.

Pression maximum (en bar)						
Numéro du capteur	1	2	3	4	5	6
Essais de mars 2018						
Moyenne	0.74	0.68	0.73	0.72	0.69	0.68
Écart type	0.026	0.010	0.010	0.009	0.009	0.019
Coefficient de variation	3%	1%	1%	1%	1%	3%
Essais de mai 2018						
Moyenne	0.70	0.77	0.76	0.75	0.73	0.71
Écart type	0.004	0.018	0.004	0.003	0.003	0.010
Coefficient de variation	1%	2%	0%	0%	0%	1%

TABLEAU 2.5 – Pression maximum de l’onde incidente (en bar) pour tous les essais en configuration blast.

1. Une très bonne reproductibilité des essais.

En effet, le coefficient de variation (ou le rapport de l’écart-type sur la moyenne de tous les essais) est inférieur à 3%. C’est attendu car le tube à choc est un dispositif très maîtrisé.

2. Des résultats un peu plus élevés de 30 mbar en mai.

Ce phénomène peut être, en partie, expliqué par les conditions extérieures qui varient lors des deux séries d’essais et notamment la température est plus élevée en mai ce qui peut jouer sur les résultats. Cependant on retrouve une décroissance moyenne de 60 mbar entre le premier capteur donnant des résultats cohérents (position 1 en mars et 2 en mai) et le capteur en position 6.

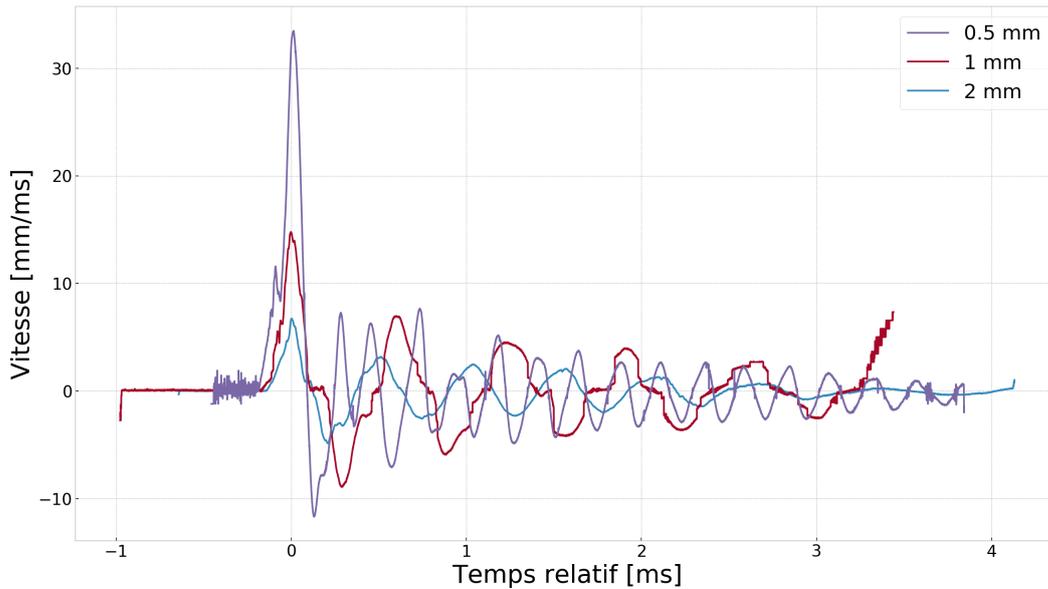


FIGURE 2.24 – Vitesse du centre de la plaque pour les trois épaisseurs – configuration « blast » - chambre motrice a 6.4 bar.

Déplacement

La plaque en al 5754 est donc encadrée au fond du tube par une bride, en acier, épaisse de 50 mm et 8 vis. Le serrage est effectué en croix et une vérification visuelle est réalisée afin de s'assurer qu'il n'y a pas d'espace entre la plaque et le tube. Trois épaisseurs de plaques sont étudiées, afin de valider le code dans différents domaines (élastique, élastoplastique et plastique) :

- 0.5mm nominale et 0.52 réelle,
- 1mm nominale et 1.2 réelle,
- 2mm nominale et 1.98 réelle.

La figure 2.24 montre un exemple de vitesse obtenue après le traitement fréquentiel par transformée de Fourier effectué par le logiciel CAFEINE, expliqué au paragraphe 2.2.2. Ce signal est ensuite intégré pour obtenir le déplacement figure 2.25. Il est intéressant de remarquer qu'un déplacement résiduel est visible, il correspond à la plastification de la plaque de 0.5mm. Cette plastification est également visible sur les plaques (photo 2.26).

Sur des plaques plus épaisses, les déplacements restent dans le domaine élastique. La figure suivante montre les déplacements pour une plaque de 2mm. Ils diminuent pour devenir proches de 0 à la fin de l'essai. De plus, aucune plastification n'est visible sur les plaques.

La donnée principale extraite de tous ces essais est le déplacement maximum au centre de la plaque. En effet, c'est cette valeur qui conduira au dimensionnement d'une éventuelle structure de génie civil, quelle que soit sa conception. Le tableau 2.6 récapitule donc les déplacements maxima du centre de la plaque obtenus lors des différents essais. Ils sont obtenus en considérant le déplacement au temps où la vitesse s'annule pour la première fois.

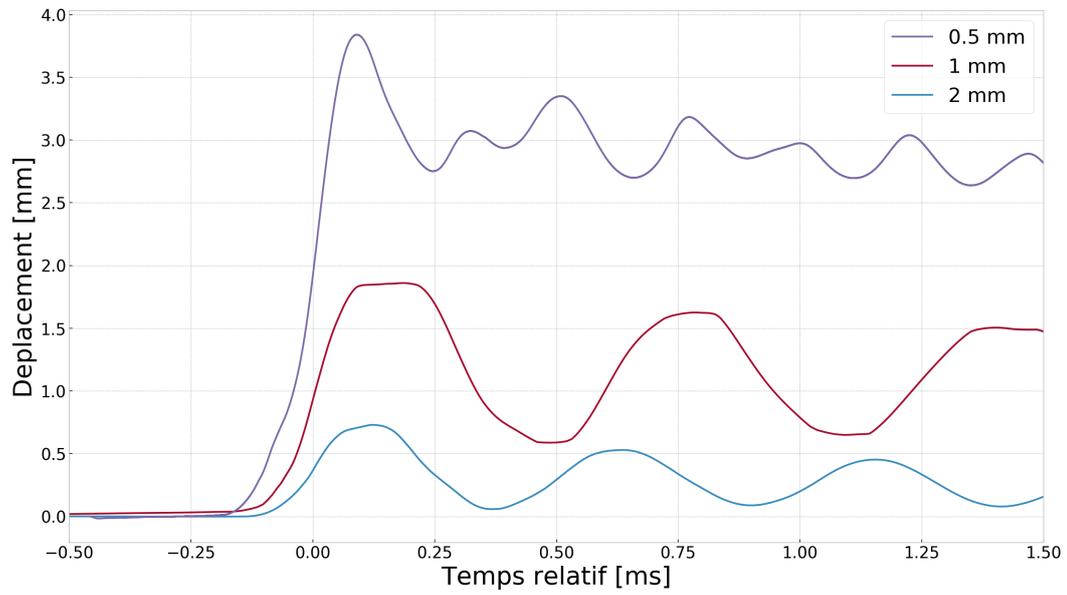


FIGURE 2.25 – Déplacement du centre de la plaque pour les trois épaisseurs – configuration « blast » - chambre motrice a 6.4 bar.



FIGURE 2.26 – Plaque de 0.5mm ayant plastifié au fond du tube à choc.

Déplacement maximum [mm]			
Epaisseur de la plaque	0.5mm	1mm	2mm
1	3.84	1.85	0.62
2	3.61	1.90	0.73
3	3.65	1.85	0.81
4			0.86
5			0.96
6			0.89
Moyenne	3.70	1.87	0.81
Ecart type	0.12	0.03	0.09
Coefficient de variation	3%	2%	10%

TABLEAU 2.6 – Déplacement maximum du centre de la plaque obtenu par essais au TAC.

Déplacement maximum [mm]			
Épaisseur de la plaque	0.5mm	1mm	2mm
1	3.84	1.85	0.62
2	3.61	1.90	0.73
3	3.65	1.85	0.81
4			0.86
5			0.96
6			0.89
Moyenne	3.70	1.87	0.81
Ecart type	0.12	0.03	0.09
Coefficient de variation	3%	2%	10%

TABLEAU 2.7 – Déplacement maximum du centre de la plaque obtenu par essais au TAC. Sans l'essai 1 de la plaque de 2mm

Les épaisseurs de 0.5mm et 1mm présentent toutes les deux de très bons résultats, le coefficient de variation (c'est-à-dire le rapport de l'écart type sur la moyenne) est inférieure à 3%. Les résultats sont en revanche plus dispersés sur la plaque de 2mm, c'est pourquoi 3 essais supplémentaires ont été effectués sans réellement améliorer le coefficient de variation. Cependant l'écart type est équivalent à celui obtenu dans les essais 0.5mm. Le déplacement moyen de référence est trois fois plus faible, ce qui explique le coefficient de variation plus important.

Le déplacement maximum de la plaque de 2mm, pendant l'essai 1, présente une valeur bien plus faible que tous les autres. Étant donné que c'était le premier test effectué, il est plus probable que certaines erreurs de manipulation se soient produites (mauvais serrage, mauvais ajustement de l'éclateur de la membrane, ...). Si cet essai est retiré de la comparaison, le coefficient de variation passe à 10% (tableau 2.7) ce qui est acceptable dans le cadre de résultats expérimentaux.

S'il était difficile de prévoir les déplacements sans effectuer un calcul lourd, la fréquence de la réponse est, en revanche, facilement évaluable grâce à la formule (1.35) du paragraphe 1.5.2. Pour les déplacements de la plaque de 2mm présentés à la figure 2.25 il est possible de mesurer une période de 0.47ms soit une période propre de la réponse de 2.1 kHz. Or, d'après la relation (1.35) on a :

$$f = \frac{\pi}{2} \left(\frac{\lambda}{a^2} + \frac{\mu}{b^2} \right) \sqrt{\frac{D}{\rho_s}} \quad (2.22)$$

Avec :

- λ et μ sont des coefficients qui dépendent des conditions d'appuis de la dalle, ils sont tabulés dans [27] et valent 1.90,
- a et b sont les longueurs des deux côtés de la plaque c'est-à-dire 80mm,
- D la rigidité équivalente dont le calcul est détaillé à l'équation (2.23),
- ρ_s la densité surfacique de la plaque, $\rho_s = \rho h = 2630 \times 0.00198$, h étant l'épaisseur réelle de la plaque.

$$D = \frac{E \times h^3}{12(1 - \mu^2)} = \frac{46.8 \times 10^9 \times 0.00198^3}{12(1 - 0.3^2)} \quad (2.23)$$

Soit $f = 2.36$ kHz La différence de moins de 10% entre les deux fréquences provient probablement de l'hypothèse d'encastrement parfait de la plaque sur le tube. Dans la réalité, cette liaison est plus souple et, par conséquent, la fréquence est plus faible.

2.2.4 Résultats en configuration "choc"

Dans la configuration type « choc » la chambre motrice mesure 800mm et la membrane en mylar a une épaisseur de $150\mu m$. La rupture de la membrane se fait, une fois la pression cible stabilisée dans la chambre motrice, de manière mécanique à l'aide de poinçons visibles sur la photo 2.27.



FIGURE 2.27 – Poinçons servant à la rupture mécanique du diaphragme.

Afin d'obtenir des niveaux de déplacement et de déformation de plus en plus importants, la pression de la chambre motrice est augmentée en même temps que l'épaisseur de la plaque est diminuée. Les couples théoriques (Pression chambre motrice, épaisseur) sont :

- Configuration 1 : (1070 kPa – 0.5mm),
- Configuration 2 : (903 kPa -1mm),
- Configuration 3 : (836 kPa – 2mm).

Le même système d'acquisition (capteurs PCB et VH) que celui mis en œuvre pour les essais de type « blast » est utilisé.

Pression

Pour obtenir les historiques de pression pour tous les capteurs, la sortie obtenue via la chaîne d'acquisition est divisée par la sensibilité de chacun des capteurs. L'échelle des temps n'a pas été changée sur les graphiques 2.28, 2.29 et 2.30, c'est donc une échelle relative (comme expliqué au paragraphe 2.2.2) au capteur 6 servant au déclenchement de

la chaîne d'acquisition. Une saturation des deux capteurs 113B28 est observée au passage de l'onde réfléchi. En effet la pression de l'onde réfléchi est plus importante que la plage de mesure de ces capteurs. Néanmoins, la mesure de pression se fait sur l'onde incidente et donc la saturation ne pose pas de problème pour l'analyse des résultats. Les trois figures 2.28, 2.29 et 2.30, montrent un exemple des pressions obtenues pour les trois configurations.

Afin de valider les essais, la moyenne de la pression sur le plateau d'Hugoniot (voir figure 2.6) de l'onde incidente est calculée. Les valeurs sont résumées dans le tableau 2.8, l'annexe A.3 donne le détails des valeurs pour chaque configuration.

Comme pour les pressions en configuration « blast », le rapport coefficient de variation (écart type / moyenne) est inférieur à 10% dans les trois configurations. Ainsi, il est possible de conclure à la bonne répétabilité des essais.

Un autre mesure expérimentale exploitable est la célérité de l'onde. En effet, la distance entre les capteurs est connue et, grâce au temps de passage de l'onde, il est possible de remonter aux vitesses. L'incertitude sur cette grandeur est égale à la somme de celle sur la mesure du temps de passage de l'onde et de celle sur la position du capteurs (équation (2.24)).

$$\frac{dv}{v} = \frac{dx}{x} + \frac{dt}{t} \quad (2.24)$$

L'erreur réalisée sur la mesure de la position du capteur est estimée égale à son diamètre ($dx = 5 \text{ mm}$), celle sur le temps d'arrivée égale au temps de réponse du capteur PCB ($dt = 10\mu\text{s}$). Ainsi, en prenant comme référence la distance entre le premier et le dernier capteur ($x = 480 \text{ mm}$) et le temps que l'onde met à parcourir cette distance ($t = 0.9 \text{ ms}$), la précision de la mesure est de 2.2%.

Une fois les vitesses calculées, il est facile d'en déduire le nombre de Mach, en supposant une température de $17,5^\circ\text{C} \pm 2,5^\circ$ on obtient une célérité du son de $341.6 \pm 1.5 \text{ m.s}^{-1}$. L'incertitude sur la vitesse du son dans l'air est relativement faible (0.88%) comparée à celle

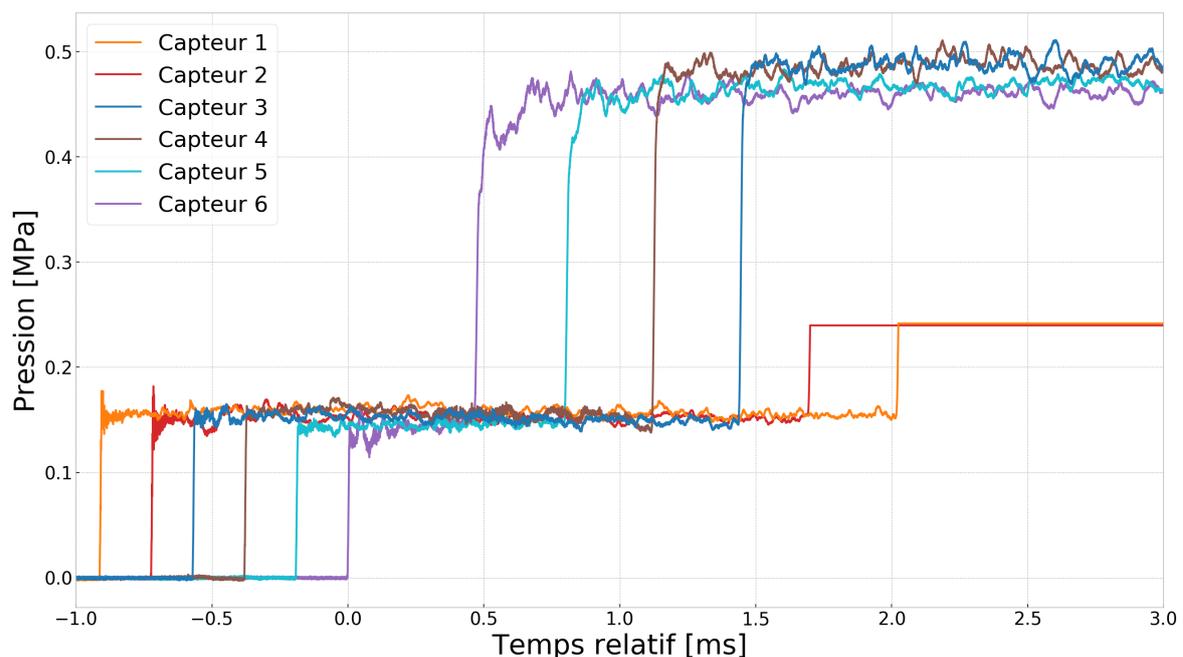


FIGURE 2.28 – Relevé de pression expérimentale, configuration 1 (1.07 MPa – 0.5mm).

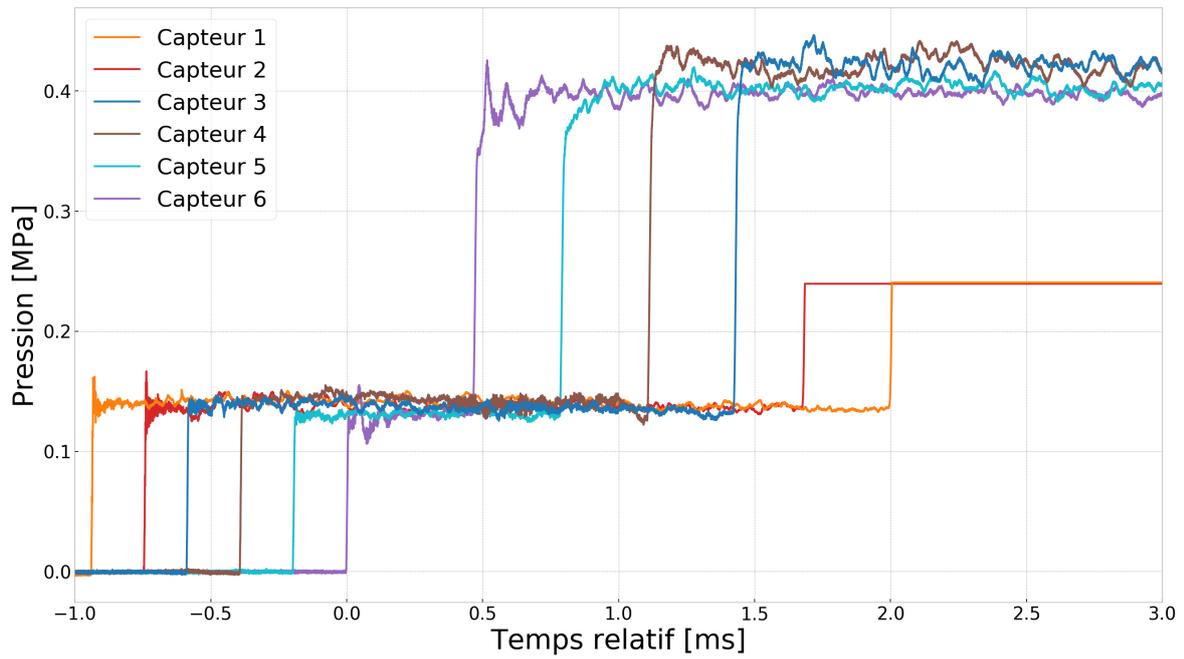


FIGURE 2.29 – Relevé de pression expérimentale, configuration 2 (903 kPa - 1mm).

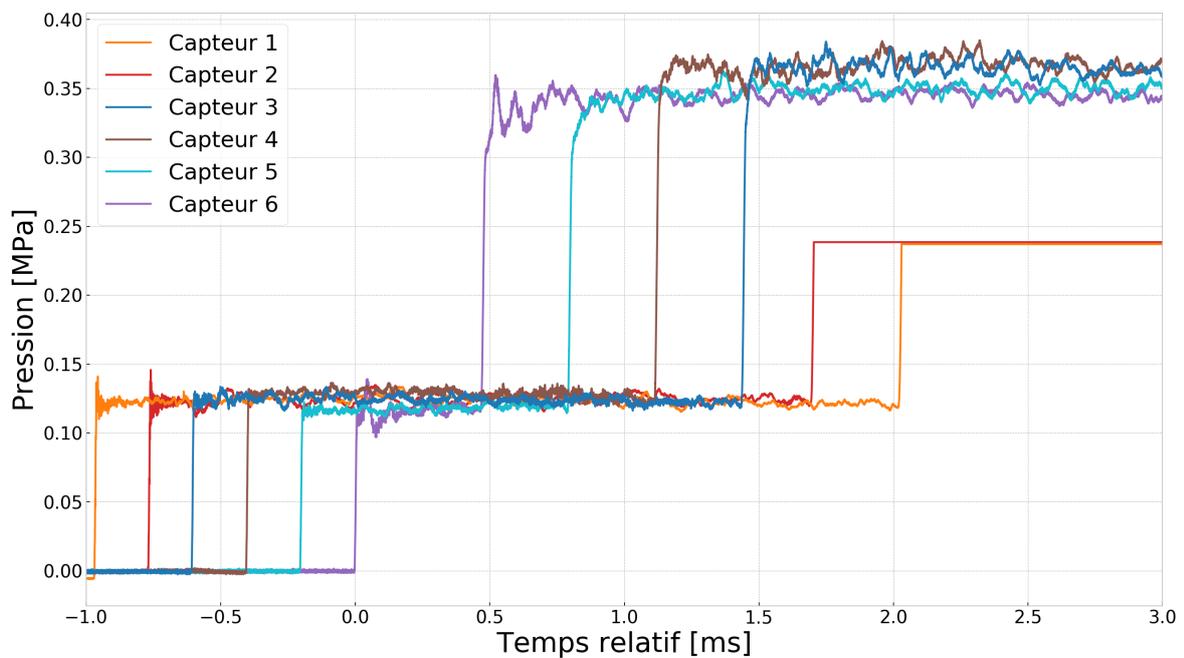


FIGURE 2.30 – Relevé de pression expérimentale, configuration 3 (836 kPa - 2mm).

Numéro du capteur	1	2	3	4	5	6
Configuration 1						
Moyenne	1.52	1.58	1.55	1.50	1.41	1.44
Écart type	0.02	0.02	0.02	0.02	0.03	0.02
Coefficient de variation	2%	2%	2%	1%	2%	2%
Configuration 2						
Moyenne	1.36	1.40	1.39	1.35	1.26	1.28
Écart type	0.05	0.05	0.07	0.06	0.07	0.06
Coefficient de variation	4%	3%	5%	4%	5%	5%
Configuration 3						
Moyenne	1.22	1.25	1.26	1.21	1.13	1.15
Écart type	0.09	0.10	0.09	0.09	0.08	0.08
Coefficient de variation	7%	8%	7%	7%	7%	7%

TABLEAU 2.8 – Valeurs expérimentales de pression (en bar) obtenue dans les trois configurations.

de la mesure de la vitesse de l'onde. Ainsi le nombre de Mach est connu à 2.2% près. Enfin, la pression du plateau d'Hugoniot est obtenue par la relation 1.7. L'incertitude sur la pression calculée vient du nombre de Mach et de la pression atmosphérique (2.25), en effet le coefficient de Laplace γ est supposé constant et égale à 1.4.

$$\frac{dP}{P} = 2 \times \frac{dM_0}{M_0} + \frac{dP_0}{P_0} \quad (2.25)$$

La variation de pression relevée à Brest le 6 novembre 2019 est de $dP_0=10\text{hPa}$ ¹ soit 1% de la pression atmosphérique théorique au niveau de la mer ($P_0 = 1013 \text{ hPa}$). L'incertitude sur la pression est donc de 5.4%. Le tableau 2.9 résume les valeurs des vitesses de l'onde, la surpression du plateau d'Hugoniot « calculée » à partir de ces vitesses est celle « relevée » par les capteurs PCB.

		Config 1	Config 2	Config 3	Incertitude	
Vitesse [m.s ⁻¹]		526	516	504	±6	2.2%
Mach		1.55	1.52	1.48	±0.015	2.2%
Surpression [bar]	calculée	1.67	1.48	1.35	±0.045	5.4%
	relevée	1.50	1.34	1.20		
Écart relatif des surpressions		10%	9%	11%		

TABLEAU 2.9 – Surpressions expérimentales relevées et calculées.

Une différence de $10\% \pm 2.7\%$ est visible entre les deux valeurs de surpression. Faute d'explication plus probable, cet écart peut être imputé à une déviation de la chaîne d'acquisition qui comprend les capteurs PCB, les câbles, la baie PXIe 5105 et le logiciel Labview.

Une autre donnée que l'on peut déduire du nombre de Mach est la pression dans la chambre motrice d'après l'équation 2.10. Le tableau 2.10 montre les valeurs de pression absolue dans la chambre motrice du TAC théorique et calculée via le nombre de Mach.

1. Donnée issue du site "meteociel.fr".

		Config 1	Config 2	Config 3	Incertitude	
Vitesse [m.s⁻¹]		526	516	504	±6	2.2%
Mach		1.55	1.52	1.48	±0.015	2.2%
surpression [bar]	calculée	8.23	7.42	6.59	±0.045	9.8%
	relevée	10.60	9.03	8.36		
Ecart relatif des surpressions		-29%	-22%	-27%		

TABLEAU 2.10 – Pression dans la chambre motrice théorique et calculée via le nombre de Mach de l'onde.

Encore une fois, les valeurs calculées via le Mach de l'onde sont inférieures aux valeurs théoriques lues sur le capteur de pression d'environ $20\% \pm 5\%$. Assez peu de paramètres peuvent expliquer cette différence. Le remplissage du tube à choc n'étant pas asservi, une mauvaise lecture du capteur de pression dans la chambre motrice couplée à l'inertie de l'affichage peut expliquer une partie de l'écart mais difficilement 20%.

Le nombre de Mach est la valeur la plus fiable, car elle ne dépend pas d'une quelconque traduction de valeur physique en signal électrique. Il paraît donc judicieux de baser les simulations numériques pour qu'elles soient en cohérence avec les nombres de Mach expérimentaux. Par conséquent, les valeurs de pression dans la chambre motrice seront ajustées à 8.23 bar, 7.42 bar et 6.59 bar pour, respectivement les configurations 1, 2 et 3.

Déplacement

Les plaques en aluminium sont encastrées au fond du tube à choc à l'identique du paragraphe précédent et le même post-traitement du laser VH est utilisé. Les figures 2.31, 2.32, et 2.33 montrent le déplacement du centre de la plaque dans les trois configurations et le tableau 2.11 résume les déplacements maxima. Certaines courbes sont manquantes, cela est dû à des erreurs de manipulation essentiellement imputables à la difficulté de mise en œuvre du système VH (erreur de sauvegarde, mauvaise réflectivité de la plaque, fibre optique endommagée *etc.*).

Encore une fois, les essais sont bien répétables (coefficient écart type / moyenne inférieur à 10%). La valeur du déplacement maximum n'est pas le seul point commun des signaux, les déplacements se ressemblent et présentent des oscillations similaires. En effet, la période entre les deux premières oscillations de la configuration 3 est d'environ 0.43ms ce qui implique une période propre de 2.3kHz, c'est à dire exactement la valeur théorique calculée au paragraphe précédent équation (1.35). Il est également possible de remarquer un schéma répétitif dans les oscillations de la configuration 2, aucune explication ne peut être avancée pour les expliquer.

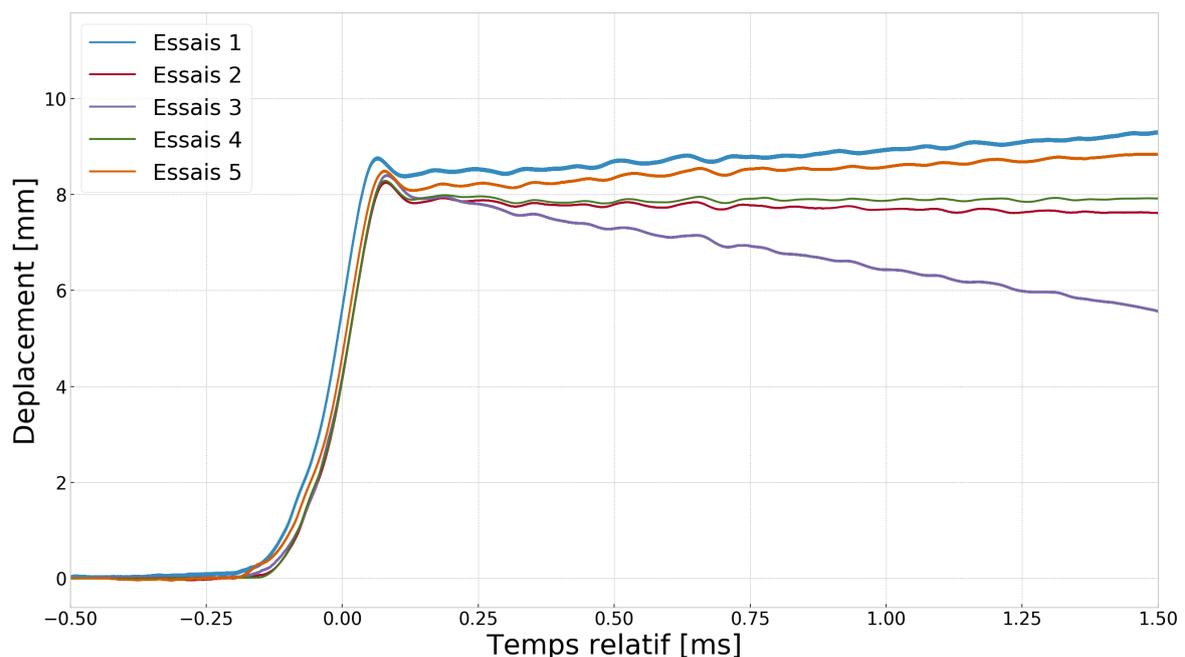


FIGURE 2.31 – Déplacement du centre de la plaque dans la configuration 1. (1.07 MPa – 0.5mm)

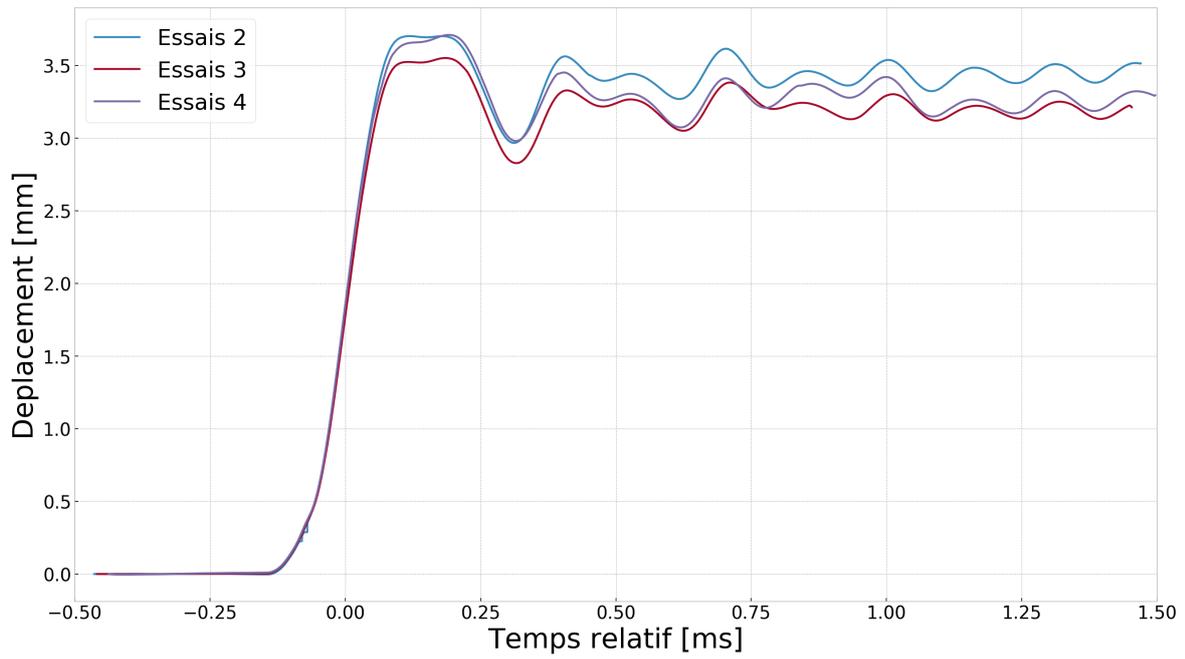


FIGURE 2.32 – Déplacement du centre de la plaque dans la configuration 2. (903 kPa - 1mm)

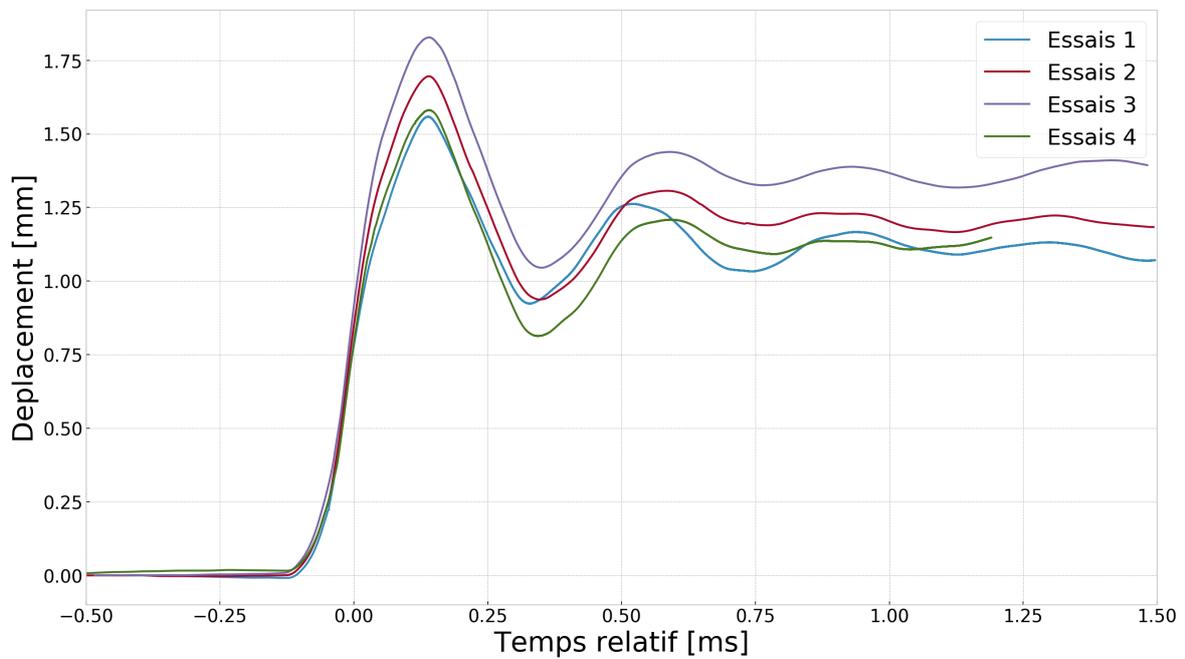


FIGURE 2.33 – Déplacement du centre de la plaque dans la configuration 3. (836 kPa - 2mm)

Déplacement maximum [mm]			
Epaisseur de la plaque	0.5mm	1mm	2mm
tir n°1	8.73		1.56
tir n°2	8.25	3.70	1.70
tir n°3	8.40	3.52	1.83
tir n°4	8.29	3.71	1.58
tir n°5	8.50		
Moyenne	8.43	3.64	1.67
Écart type	0.19	0.11	0.12
Coefficient de variation	2%	3%	7%

TABLEAU 2.11 – Déplacement maximum dans les trois configurations 1, 2 et 3

Les essais sont répétables dans les deux configurations (« blast » et « choc ») avec des valeurs du coefficient de variation relativement faibles pour la pression et pour le déplacement maximum. Cependant, les valeurs de pression relevées (notamment en configuration « choc ») dévient avec les valeurs attendues théoriquement de 10 à 20%. C'est pourquoi le nombre de Mach de l'onde a été choisi comme valeur de référence sur ces essais. Cette campagne expérimentale permet donc de disposer de valeurs de référence pouvant servir à valider les résultats du logiciel de calcul numérique commercial retenu pour ce travail de thèse.

2.3 Modélisation numérique

2.3.1 Présentation du modèle numérique

Le modèle numérique consiste en deux parties :

1. Un modèle volumes finis 1D

Dans cette partie, la bibliothèque CLAWPACK (Conservation LAW PACKage) [15] est utilisée, la propagation de l'onde est plane et monodimensionnelle. Le solveur utilisé est un celui d'Harten, Lax et van Leer et la taille de maille est plus faible que celle utilisée pour le calcul 3D, elle est de 1mm. L'onde se propage donc en 1D pendant les premiers instants de la propagation. Au voisinage de la plaque en aluminium, le calcul 1D est arrêté puis les grandeurs thermodynamiques sont relevées et projetées en fonction de la distance sur le maillage 3D.

2. Un modèle éléments finis 3D

Ce modèle est réalisé grâce au logiciel commercial Radioss, il possède une partie fluide et une partie structure. Les mailles de fluide sont hexaédriques de 4mm de côté, la loi de comportement est une loi de gaz parfait diatomique ($\gamma = 1.4$) et l'algorithme de résolution utilisé est basé sur les volumes finis. L'air au repos est à une pression de $100kPa$, une densité de $1.225 kg.m^{-3}$ et une énergie volumique de $0.25 mJ.mm^{-3}$.

À l'instant initial, dans la chambre motrice, une compression isotherme de l'air est réalisée. C'est-à-dire que la pression et la densité du gaz ont des valeurs élevées en correspondance avec la campagne expérimentale : si la pression dans la chambre motrice est n fois supérieure à la pression atmosphérique alors la masse et l'énergie volumiques évolue selon les relations 2.26.

$$\rho = n\rho_{atm}e = ne_{atm} \quad (2.26)$$

Où $\rho_{atm} = 1.225kg.m^{-3}$ la masse volumique et $e_{atm} = 0.25MJ.m^{-3}$ l'énergie totale volumique prises dans les conditions ambiantes.

Les mailles de structure sont des coques 2D de 4mm de côté également avec 5 points d'intégration dans l'épaisseur et une loi de comportement de Johnson-Cook sans effet de vitesse ni de température (aussi appelé loi de Ludwik). Cette loi de comportement a l'avantage d'être disponible dans le code de calcul utilisé et elle représente bien le comportement observé au paragraphe 2.2.1. La non-dépendance à la température et à la vitesse a été choisie d'après une étude bibliographique sur ce type d'aluminium voir paragraphe 2.2.1. les différentes parties du modèle numérique sont présentées sur le schéma de la figure 2.34.

Étant donné la symétrie du modèle (chargement et structure), seulement un quart du tube à choc est modélisé. Des conditions de symétrie sont donc affectées sur deux des quatre bords de la plaque, les deux autres étant encastés. Sur les côtés du tube, des conditions de « mur parfait » sont appliquées, c'est-à-dire que l'écoulement tangentiel au mur n'est soumis à aucune contrainte. En revanche, les flux normaux à la surface sont nuls pour toutes les grandeurs thermodynamiques (quantité de mouvement, pression, énergie, densité). C'est donc une simulation de fluide parfait sans viscosité.

L'interaction fluide structure est réalisée par fusion des nœuds à limite entre le fluide et la structure. Ainsi, les vitesses matérielles normales du fluide et de la structure sont égales

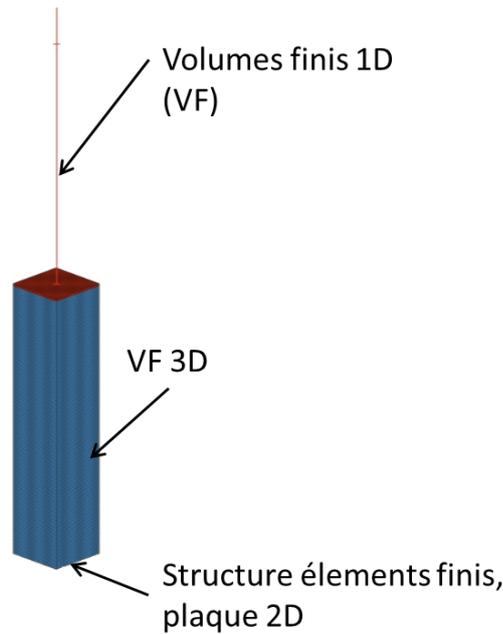


FIGURE 2.34 – Schéma de principe du modèle numérique.

à l'interface, ce qui assure la transmission des efforts. Une étude plus détaillée de cette interaction est l'objet du chapitre 4.

Lors des essais, le volume de la chambre motrice est légèrement augmenté dû à la déflexion de la membrane en mylar. Cette augmentation aura pour conséquence, en configuration « blast », d'augmenter la distance à laquelle le faisceau de détente rattrape l'onde incidente et par conséquent d'augmenter la pression au niveau de la plaque en aluminium. Les conséquences sont bien plus négligeables en configuration « choc » car la détente ne rattrape pas l'onde incidente avant qu'elle n'atteigne le fond du tube.

Pour analyser les résultats numériques, plusieurs sorties sont analysées :

1. Pression,
 - Au niveau des six capteurs piézoélectriques,
 - Au niveau de la plaque pour obtenir la pression réfléchie, c'est-à-dire le chargement appliqué,
2. Déplacement,
 - Au niveau du centre de la plaque en aluminium.

2.3.2 Comparaison essais-simulation

Résultats de type blast

Cette partie présente les résultats obtenus en configuration « blast » c'est-à-dire avec une chambre haute pression de longueur 40mm avant correction et 56mm après. Les pressions relevées aux différentes positions des capteurs piézoélectriques donnent des résultats très similaires à ceux obtenus expérimentalement, notamment en ce qui concerne le pic de surpression (voir un exemple pour l'essai 3 sur les plaques de 1mm sur la figure 2.35). En revanche, l'onde de détente est sous-estimée par la simulation numérique. L'onde réfléchie arrivant trop tôt sur les capteurs, la détente n'a pas le temps de retourner à une surpression nulle. Ainsi, il n'est pas possible de calculer l'impulsion pour évaluer

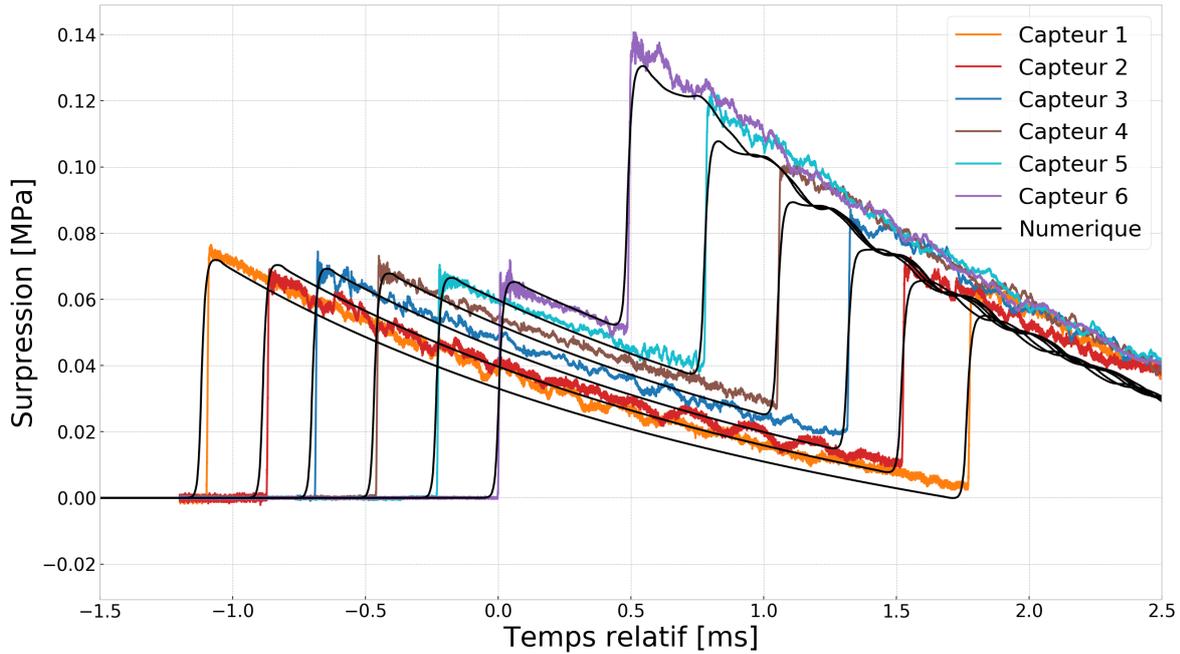


FIGURE 2.35 – Pression expérimentale et numérique sur l’essai 3, plaque 1mm.

Déplacement maximum [mm]			
Épaisseur	0.5mm	1mm	2mm
Expérimentale	3.7	1.9	0.8
Numérique	3.7	1.5	0.5
Ecart	1%	22%	41%

TABEAU 2.12 – Comparaison des déplacements numériques et expérimentaux, en configuration blast.

quantitativement cette sous-estimation. De plus, le taux de montée en pression (ou la raideur du choc) obtenu par simulation est moins élevé que celui relevé par les capteurs PCB. Cela est dû à la diffusion inhérente aux méthodes numériques.

La sous-estimation de la détente et donc de l’impulsion transmise à la structure va probablement impacter également les déplacements de la structure. En effet, les déplacements obtenus par modélisation numérique sont entre 1 et 40% plus faible que la moyenne expérimentale, c’est-à-dire entre 0.2 et 0.5mm plus faibles 2.12. Les figures suivantes montrent bien l’écart important entre les simulations et la référence expérimentale.

En revanche, le contenu fréquentiel des signaux expérimentaux et numériques est similaire. C’est notamment visible sur les transformés de Fourier obtenues à partir des signaux tronqués à $x > 0$ (voir figures 2.39, 2.40 et 2.41). Sur ces graphiques, représentant les fréquences des signaux numériques (en bas) et expérimentaux (en haut), l’amplitude ne peut pas être comparée car la fréquence d’échantillonnage et le nombre total de points de mesure sont différents. La déplacement de la plaque de 2mm reste presque exclusivement dans le domaine élastique et les oscillations sont bien définies, on retrouve donc l’influence du premier mode à 2.3 kHz comme mesuré au paragraphe précédent. Si c’est très évident pour le signal numérique, c’est plus compliqué à observer sur le signal expérimental dû à la forte contribution des basses fréquences. Ces basses fréquences sont dues à la réponse globale de la structure et plus particulièrement au mouvement « résiduel »,

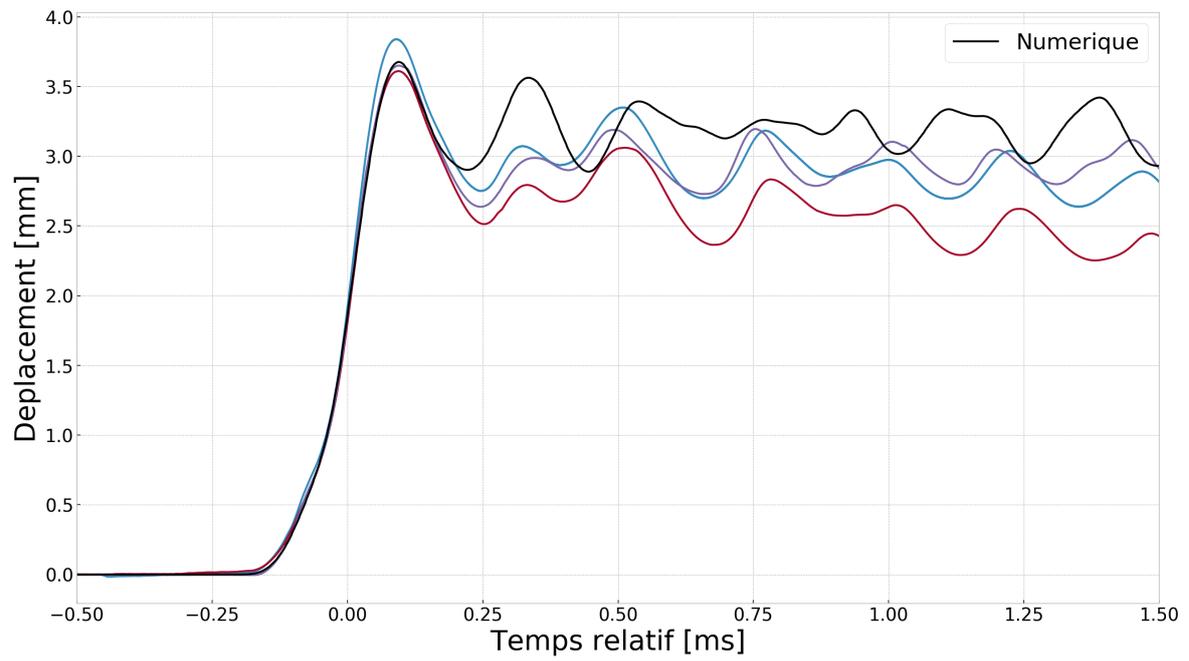


FIGURE 2.36 – Déplacement du centre de la plaque d'épaisseur 0.5mm

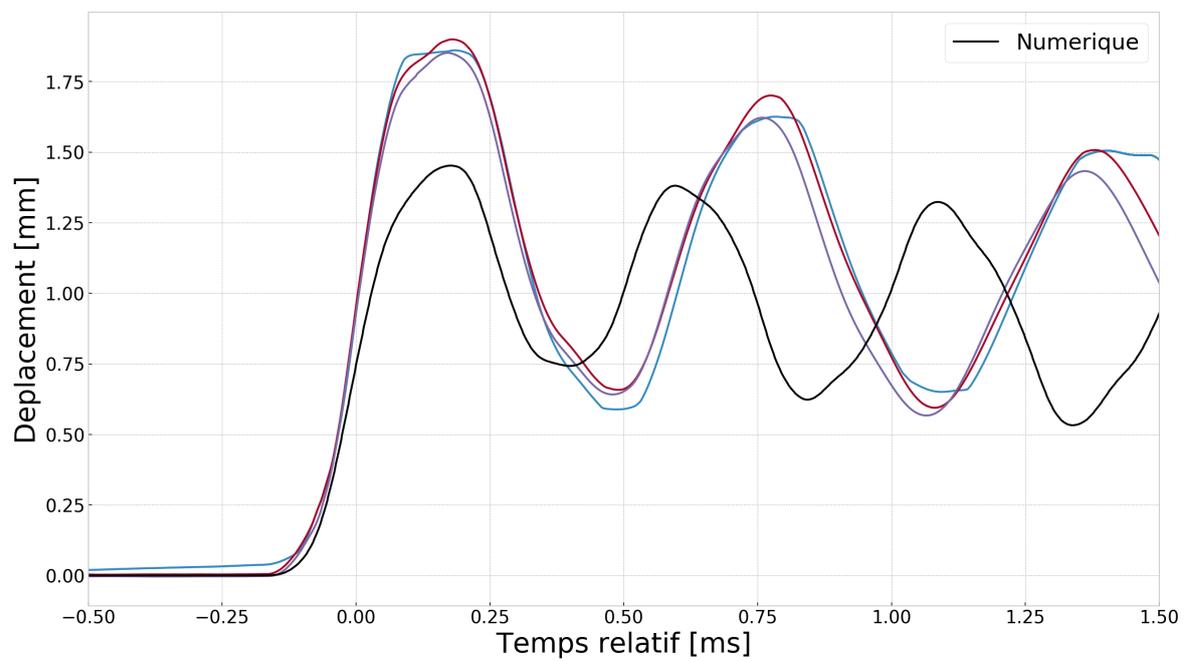


FIGURE 2.37 – Déplacement du centre de la plaque d'épaisseur 1mm

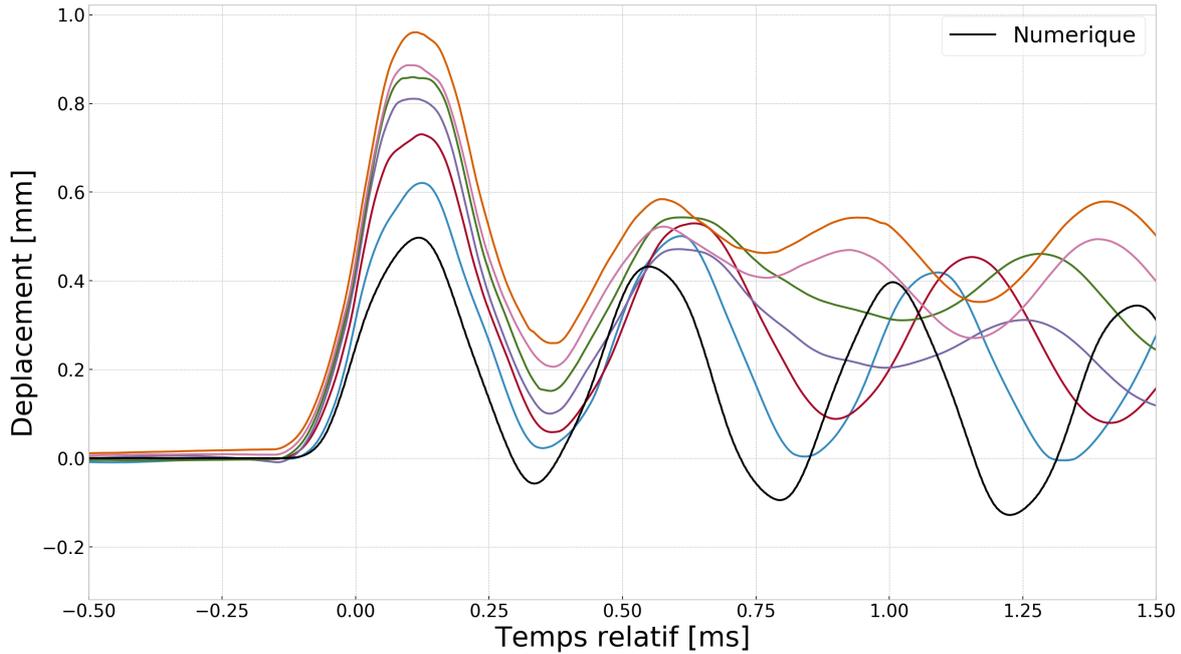


FIGURE 2.38 – Déplacement du centre de la plaque d'épaisseur 0.5mm

c'est-à-dire la moyenne entre le maximum et le minimum d'une oscillation. Sur la figure 2.38, on remarque que ce point augmente avec la première oscillation puis diminue pour tendre vers 0, c'est la fréquence de ce moment beaucoup plus lent que l'on observe au début du signal de la figure 2.41.

Concernant les essais sur les plaques de 1mm, la fréquence « majoritaire », c'est-à-dire celle ayant la plus grande amplitude, est légèrement décalée par rapport au calcul numérique. En effet, c'est aussi observable sur les déplacements 2.40. Cette légère différence peut être imputée à des conditions d'appuis légèrement plus souples expérimentalement que numériquement où l'encastrement est parfait. De plus, les basses fréquences sont plus visibles que pour la plaque de 2mm, en effet, le déplacement plastique est plus significatif, les oscillations moins prononcées et donc il est normal que le déplacement résiduel ait plus d'influence.

L'analyse de la transformée de Fourier des déplacements de la plaque de 0.5mm (figure 2.39) est plus compliquée car plus de fréquences apparaissent et elles ne correspondent pas au premier mode de la plaque. En effet, la plaque se déforme plus significativement et développe alors des efforts de membrane. Ces efforts vont rigidifier la plaque et par conséquent augmenter les fréquences propres. De plus, on retrouve une influence importante des basses fréquences pour les mêmes raisons que pour la plaque de 1mm et 2mm.

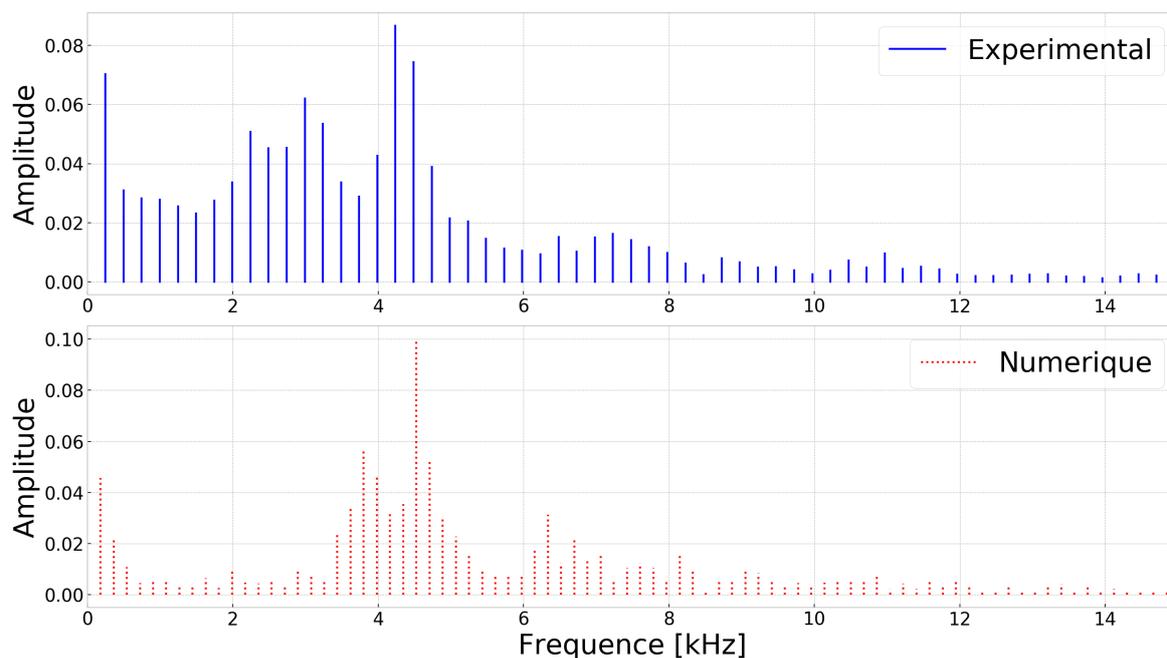


FIGURE 2.39 – Transformée Fourier des signaux représentant les déplacements expérimentaux et numériques, en configuration blast - épaisseur de 0.5mm

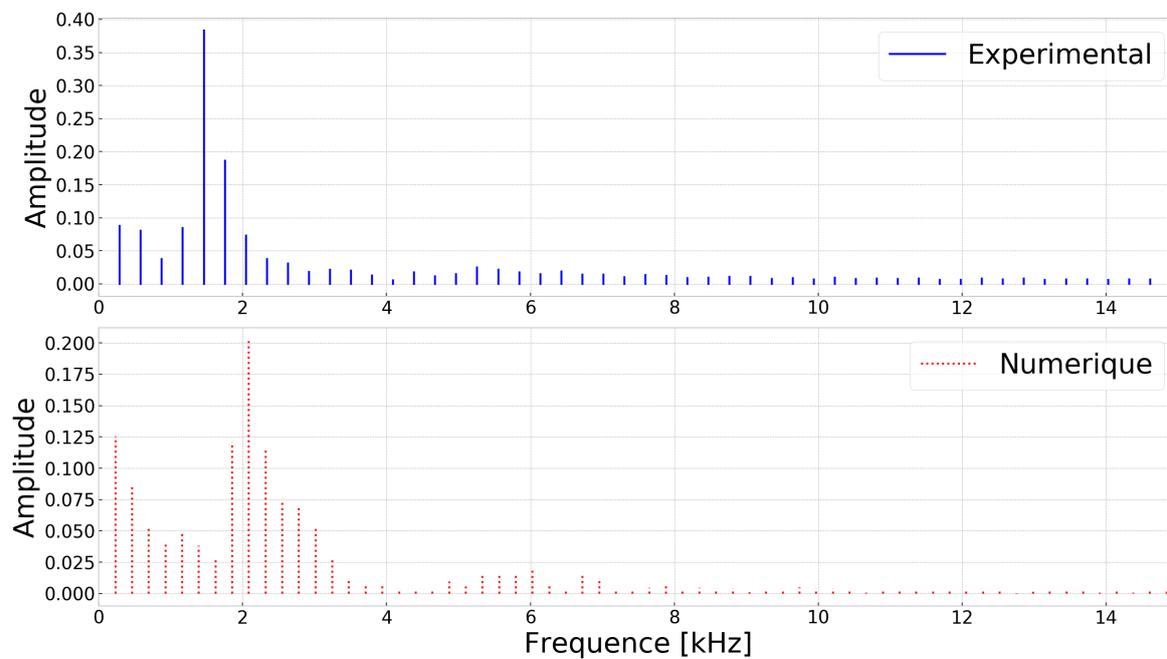


FIGURE 2.40 – Transformée Fourier des signaux représentant les déplacements expérimentaux et numériques en configuration blast - épaisseur de 1mm

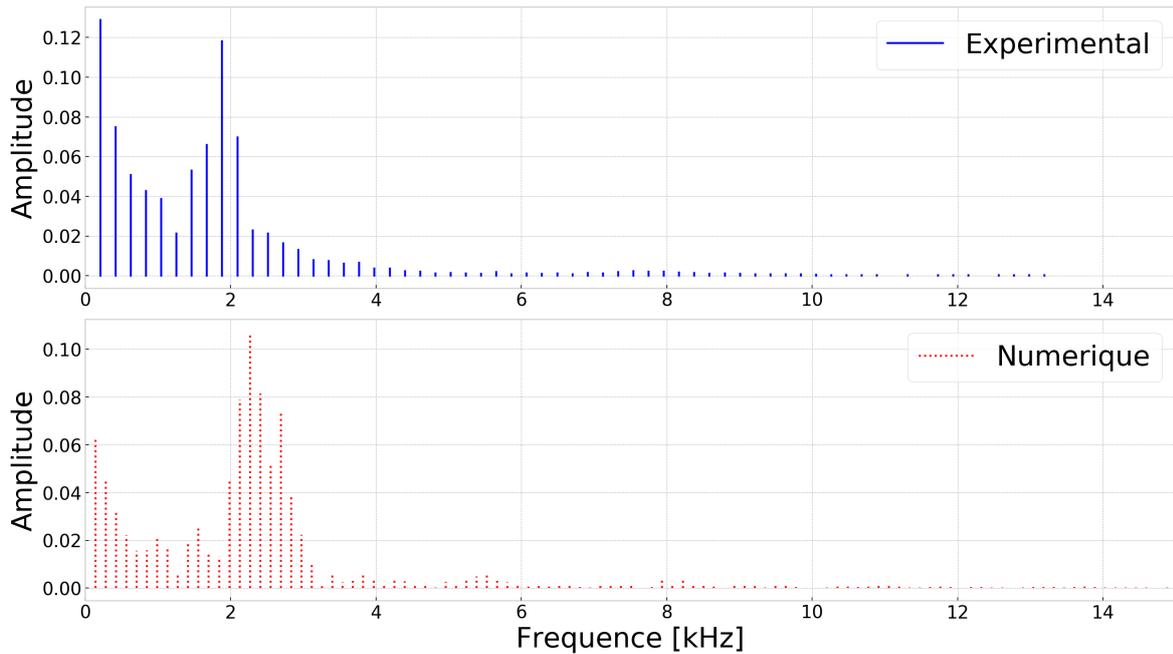


FIGURE 2.41 – Transformée Fourier des signaux représentant les déplacements expérimentaux et numériques en configuration blast - épaisseur de 2mm

Les enregistrements de pression et du déplacement sont donc cohérents entre eux et deux phénomènes peuvent expliquer la sous-estimation des déplacements par les simulations numériques :

- L'impulsion étant sous-estimée numériquement, le chargement de la structure est donc également inférieur dans les simulations,
- Les conditions d'appuis, entre la plaque et le TAC, sont modélisées par un encastrement parfait. Or, dans la réalité, l'encastrement est plus souple et donc la raideur globale du système est plus faible également.

La détente ayant moins d'influence dans la configuration type « choc » les simulations numériques devraient être plus fidèles aux expériences dans la deuxième configuration.

Résultats en configuration de type choc

Cette partie présente les résultats obtenus en configuration « choc » c'est-à-dire avec une chambre motrice de 800mm. Les figures 2.42, 2.43 et 2.44 sont des reprises des figures 2.28, 2.29 et 2.30 présentant les résultats expérimentaux avec l'ajout de la pression issue du calcul numérique. Il est évident que les valeurs de pression numériques et expérimentales sont sensiblement différentes.

Cette écart de pression, visible au niveau du plateau d'Hugoniot, est attendu car les simulations numériques sont basées sur le nombre de Mach de l'onde et non la surpression. En revanche, concernant les temps d'arrivée de l'onde sur les capteurs, aucune différence n'est visible entre les simulations numériques et les essais, ce qui confirme la probable erreur de mise en chargement de la chambre motrice.

Concernant les résultats structurels sur la plaque en aluminium, les déplacements numériques et expérimentaux (figures 2.45, 2.46 et 2.47) présentent des valeurs maxima et des oscillations relativement proches.

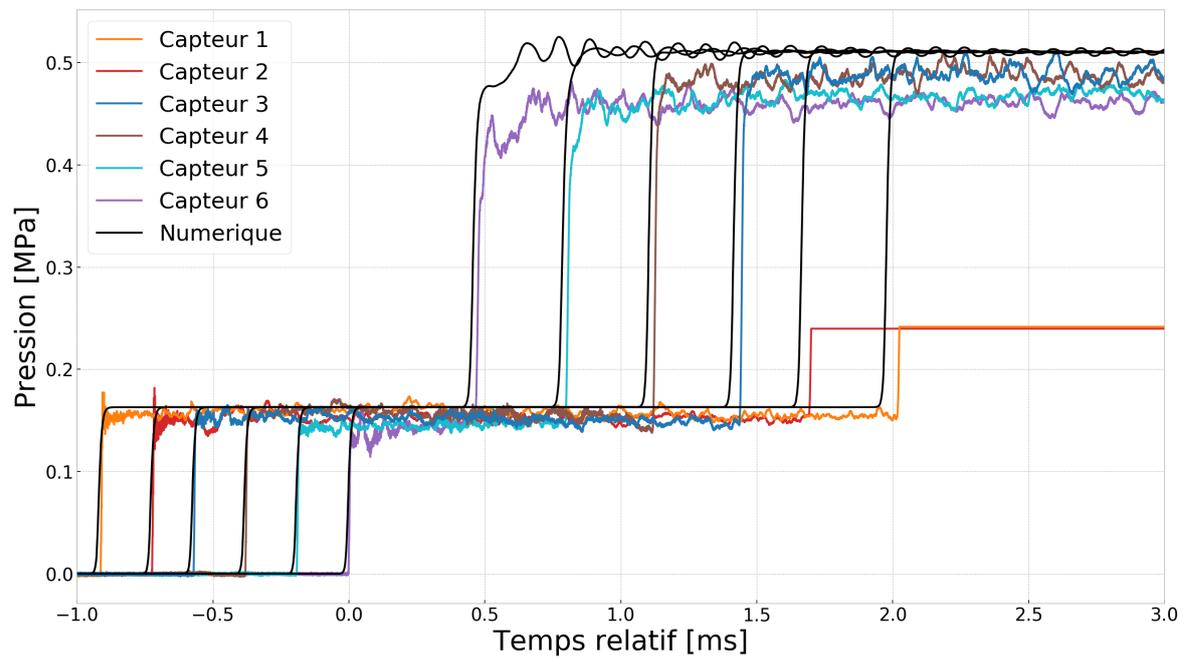


FIGURE 2.42 – Pressions expérimentales et numériques, configuration 1 (1.07 MPa – 0.5mm).

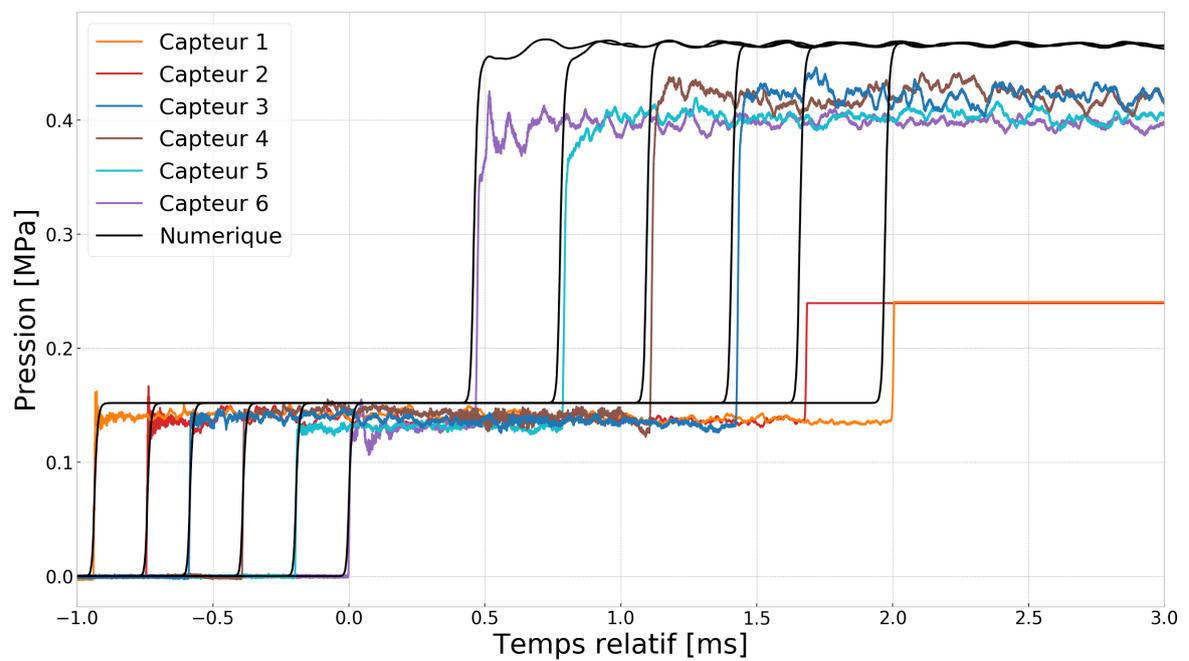


FIGURE 2.43 – Pressions expérimentales et numériques, configuration 2 (903 kPa - 1mm).

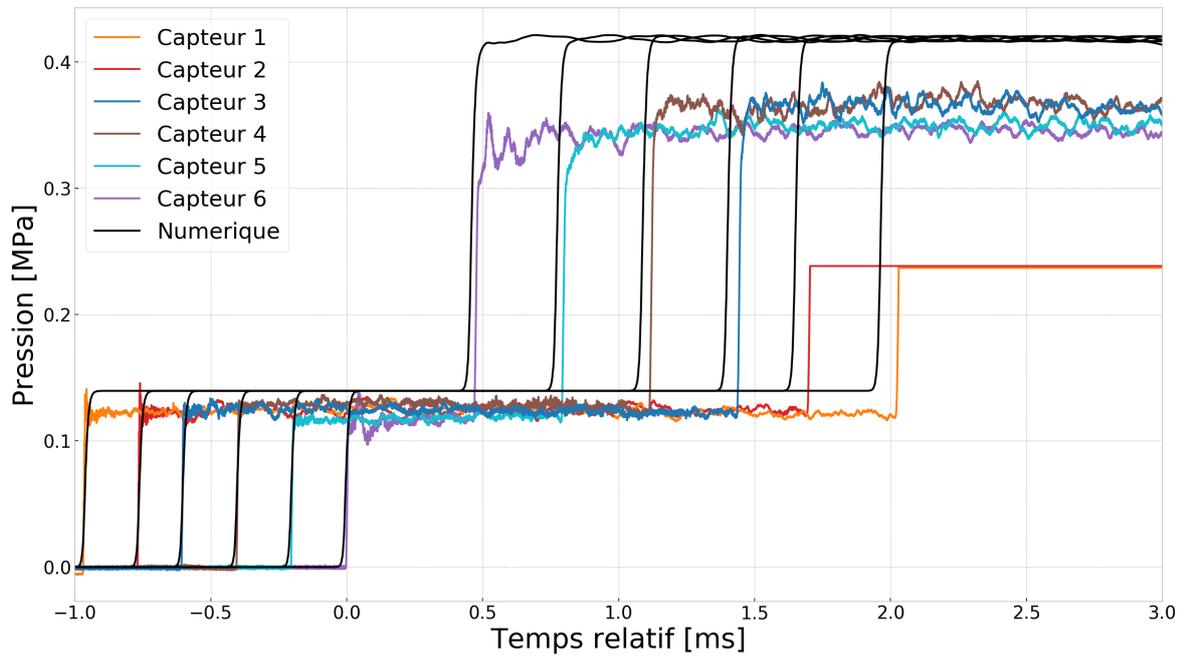


FIGURE 2.44 – Pressions expérimentales et numériques, configuration 3 (836 kPa – 2mm).

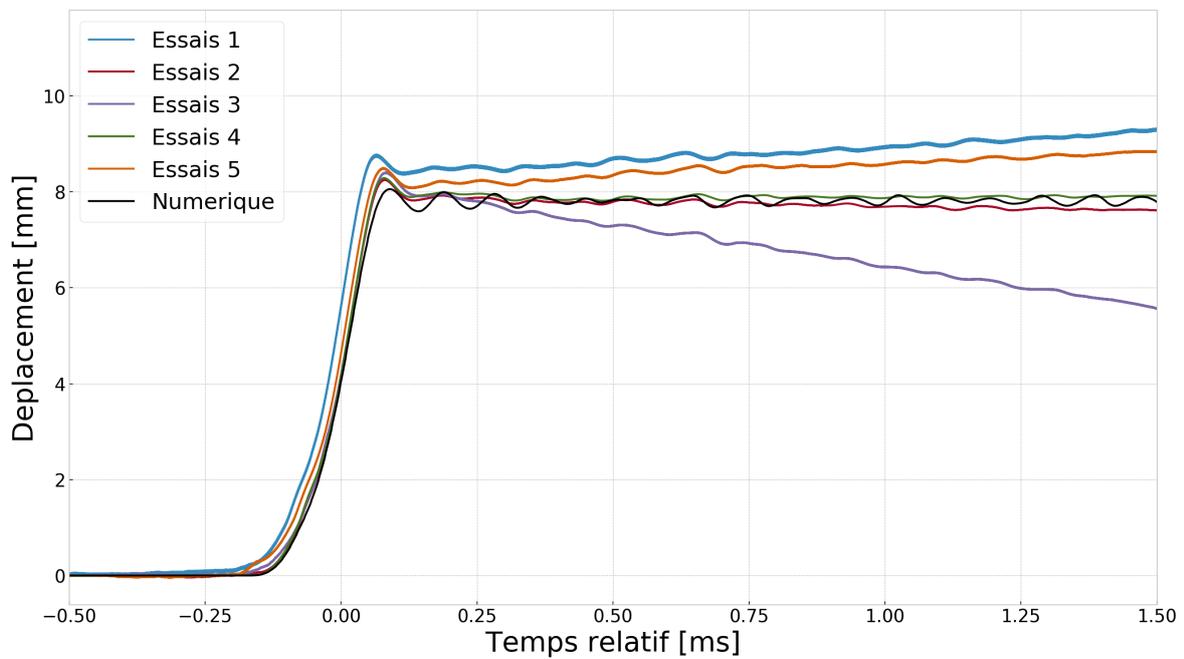


FIGURE 2.45 – Déplacements expérimentaux et numériques, configuration 1 (1.07 MPa – 0.5mm).

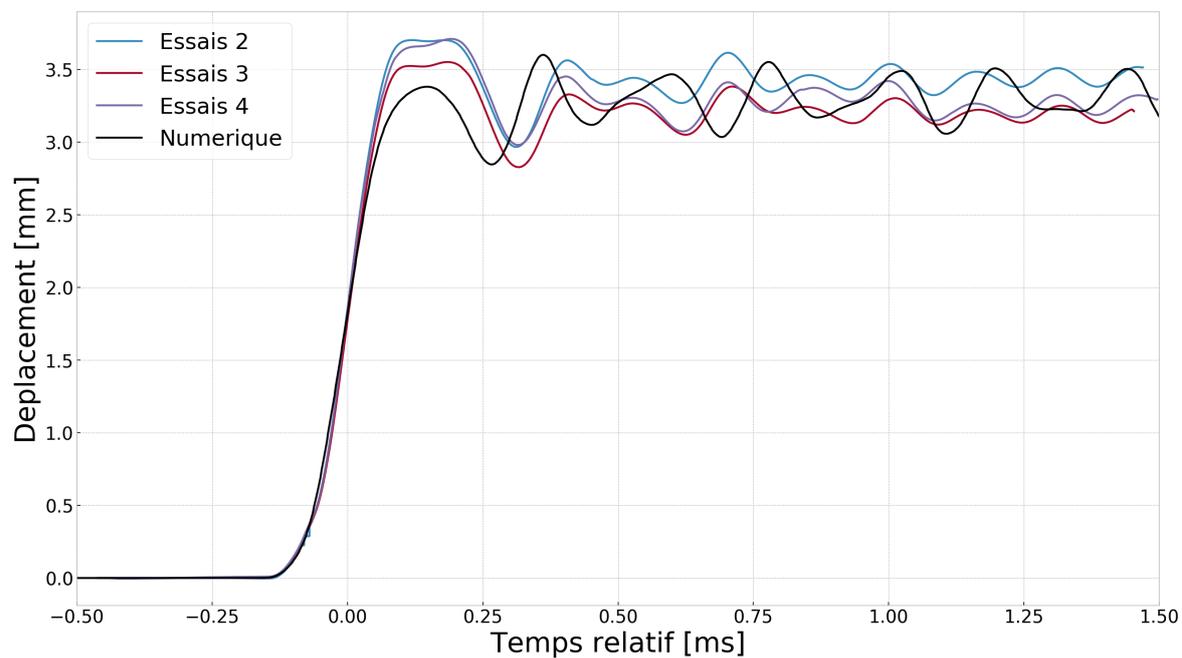


FIGURE 2.46 – Déplacements expérimentaux et numériques, configuration 2 (903 kPa - 1mm).

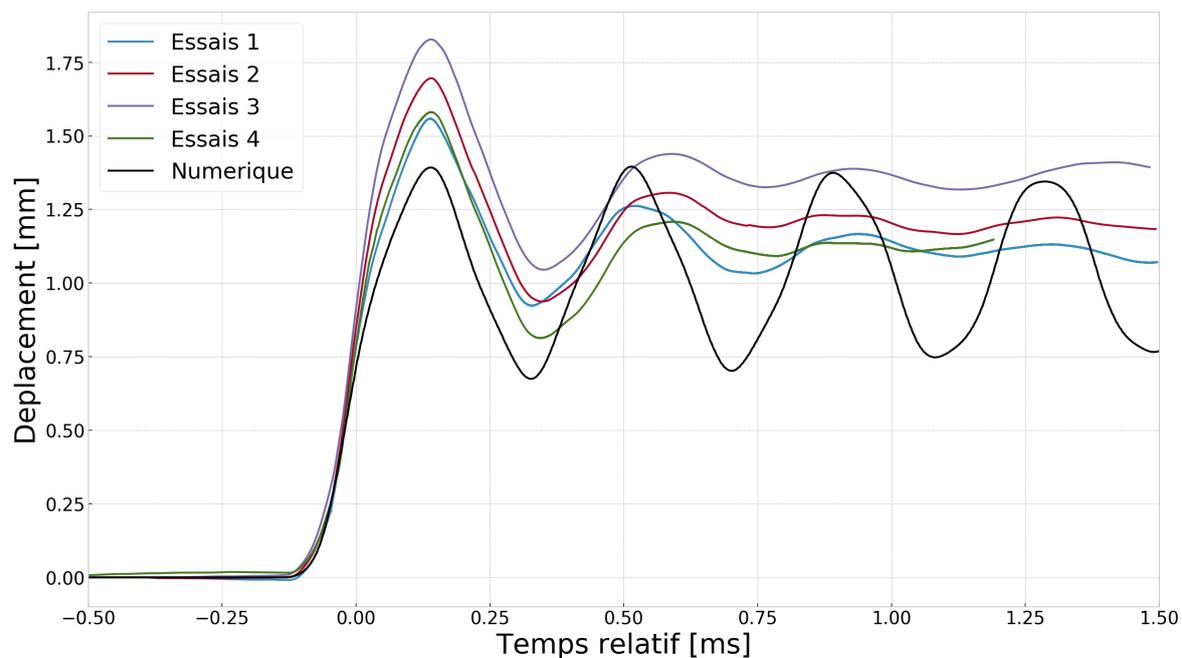


FIGURE 2.47 – Déplacements expérimentaux et numériques, configuration 3 (836 kPa - 2mm).

Les déplacements maxima sont sous-estimés par la simulation numérique de moins de 5% pour les configuration 1 et 2 et de 15% pour la configuration 3 2.13. Sur les plaques de 0.5 mm (configuration 1) et, dans une moindre mesure, sur celle de 1mm, des charnières plastiques sont visibles au niveau des bords de la plaque 2.48. Ces charnières sont des concentrations de contraintes plastiques et sont caractéristiques des encastremets. Lorsqu'elles apparaissent, les conditions d'appui ne dépendent plus des conditions extérieurs mais de ces charnières plastiques.

En revanche, ces charnières ne sont pas visibles sur la configuration 3 car les déformations ne sont pas assez importantes. Les conditions de bord dépendent donc exclusivement de la rigidité des appuis. Or, il est probable que l'encastrement de la plaque ne soit pas parfait et que les appuis soient plus souples. Cette souplesse peut expliquer la sous-estimation plus importante des déplacements par la simulation numérique de la configuration 3.

Le contenu fréquentiel de ces déplacements est plus difficile à extraire et à analyser car les déformations, et donc les effets de membranes, sont plus importants. Cependant, on retrouve globalement les mêmes comportements que pour le blast. La fréquence du premier mode est bien visible lorsque le déplacement résiduel est faible et les modes propres se déplacent vers les hautes fréquences lorsque les effets de membranes apparaissent. On retrouve également l'influence grandissante des basses fréquences lorsque les déplacements et donc la plasticité augmente pour les mêmes raisons qu'expliqué au paragraphe précédent.

Plus particulièrement, il est possible d'observer clairement la fréquence du premier mode sur la transformée de Fourier du déplacement de la configuration 3 (figure 2.49). Une légère surestimation de la fréquence est visible par rapport aux résultats expérimentaux, très probablement dû à un encastrement non – parfait lors des essais.

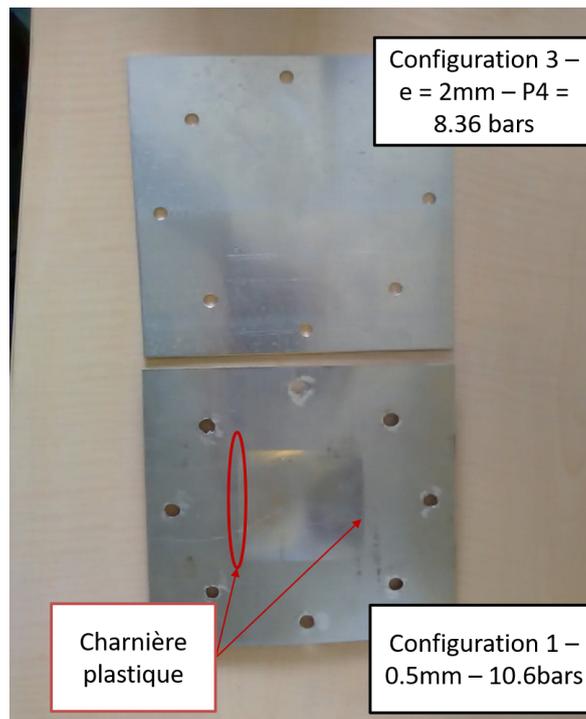


FIGURE 2.48 – Visualisation des charnières plastiques.

Déplacement maximum [mm]			
	Configuration 1	Configuration 2	Configuration 3
Expérimentale	8.4	3.6	1.7
Numérique	8.1	3.6	1.4
Écart	-4%	-1%	-16%

TABLEAU 2.13 – Comparaison des déplacements maxima en situation de choc.

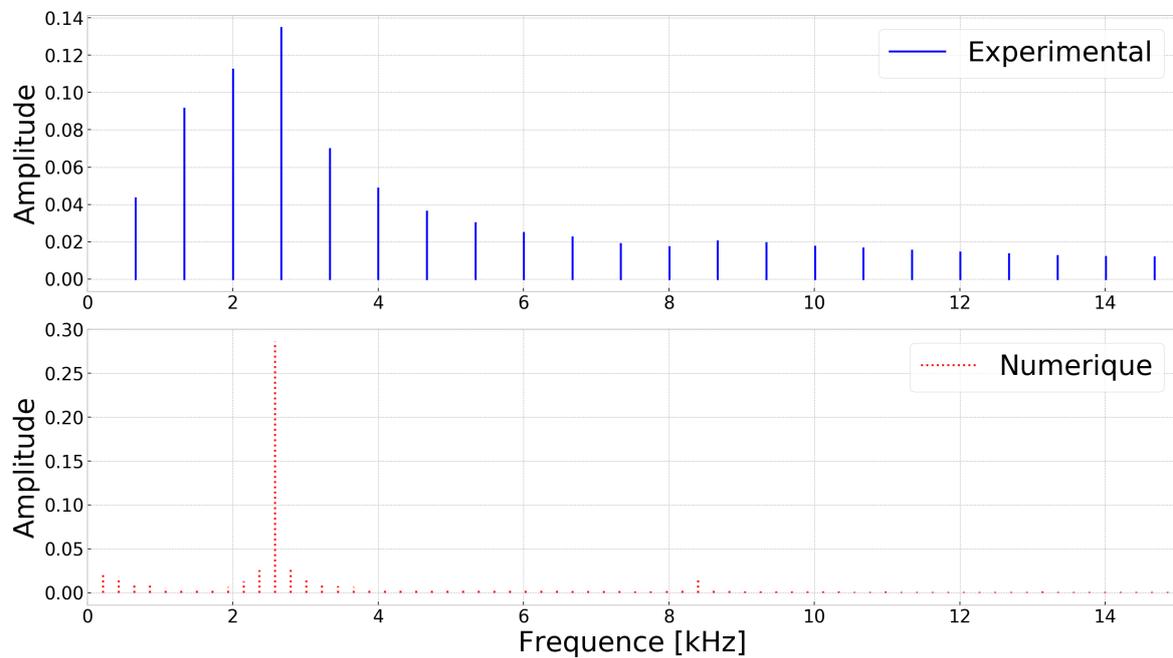


FIGURE 2.49 – Transformée de Fourier du déplacement expérimental et numérique - Configuration 3, (2mm – 8.36 bar)

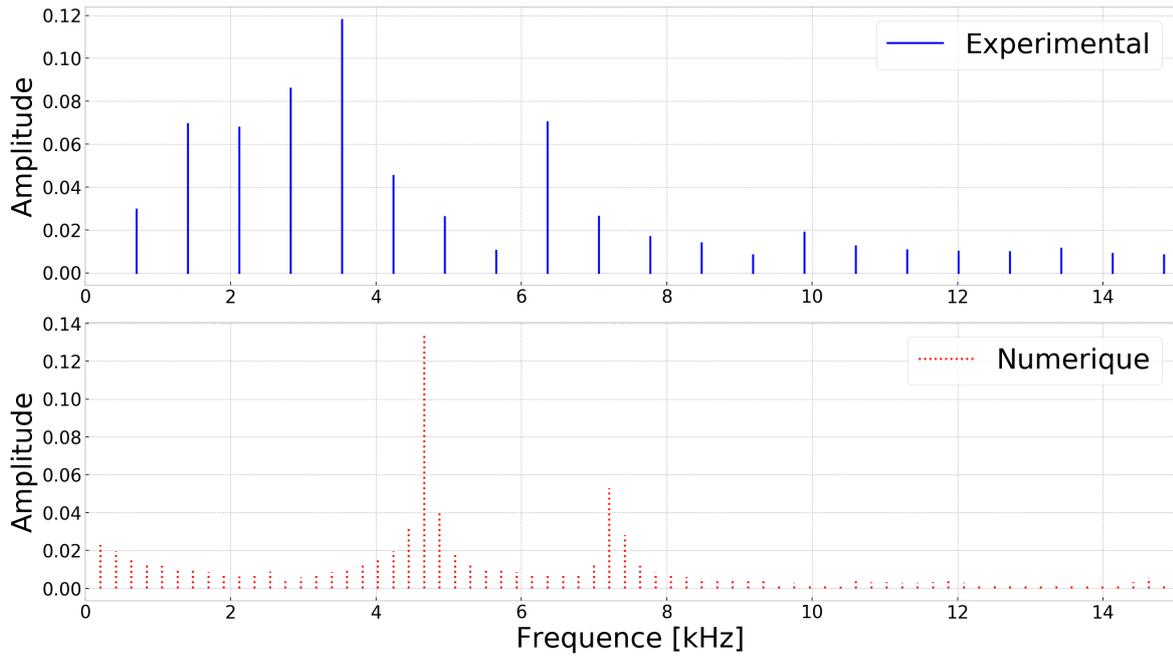


FIGURE 2.50 – Transformée de Fourier du déplacement expérimental et numérique - Configuration 2, (1mm – 9.3 bar)

Deux fréquences prédominantes sont visibles sur les signaux expérimentaux et numériques. Un modèle, éléments finis, a permis de calculer les 15 premiers modes de déplacement de la structure et aucune de ces fréquences ne correspond à un mode de déplacement participant au mouvement de la plaque. Encore une fois les fréquences du signal numérique sont un peu plus élevées que celles obtenues par la mesure expérimentale, la même raison est donc avancée. La présence de ces fréquences peut être due aux effets de membrane comme expliqué au paragraphe sur les résultats en configuration « blast ».

Sur la figure 2.51 les fréquences prépondérantes sont significativement plus élevées, les déplacements étant 16 fois plus élevés que l'épaisseur de la plaque, les effets de membranes sont très importants et rigidifient beaucoup la plaque, d'où l'apparition de fréquences aussi élevées.

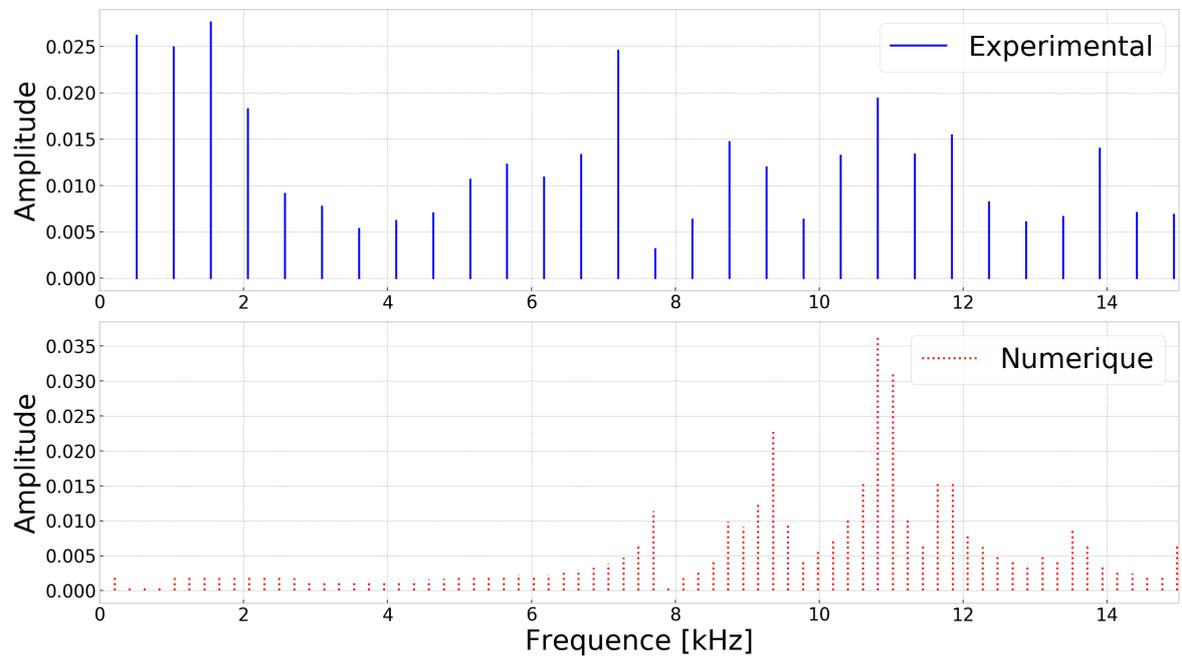


FIGURE 2.51 – Transformée de Fourier du déplacement expérimental et numérique - Configuration 1, (0.5mm – 10.6 bar)

2.4 Conclusion

Afin de trouver une méthode de calcul plus efficace pour prédire les effets d'une charge explosive sur un bâtiment de génie civil, la première étape consiste à évaluer la méthode actuelle, notamment au niveau de l'interaction fluide-structure. Pour cela, une référence fiable a été produite, en réalisant une campagne expérimentale dans une configuration maîtrisée, reproductible et à échelle du laboratoire. Ainsi un tube à choc, disponible au laboratoire de l'ENSTA Bretagne est utilisé afin de générer un choc et un blast sur une plaque en aluminium encastrée au fond du tube. Deux situations différentes ont été testées, la première est la configuration « choc » qui a l'avantage de pouvoir être étudiée analytiquement par les relations de Rankine Hugoniot. La seconde est la configuration « blast » qui représente mieux le chargement réel sur une structure.

La pression à six positions à l'intérieur du tube est relevée grâce à des capteurs piézoélectriques de la marque PCB, et le déplacement du centre de la plaque est relevé grâce à une technique de Vélocimétrie Hétérodyne et un laser Doppler. Cette pression et ce déplacement sont ensuite comparés à ceux obtenus par la modélisation numérique réalisée grâce au logiciel commercial Radioss. Les surpressions analytiques ne sont pas parfaitement en accord entre la simulation numérique et la campagne expérimentale. En effet, en configuration « blast » les détentees sont sous-estimées par la simulation mais le pic de surpression est bien représenté. En configuration « choc » plusieurs problèmes se sont posés, le premier est que les pressions relevées par les capteurs PCB ne sont pas cohérentes avec les vitesses de l'onde. Le second est que le nombre de mach n'est pas non plus cohérent avec le chargement de la chambre motrice. Cependant, le nombre de Mach est la valeur la plus fiable qui peut être extraite de la campagne expérimentale. Par conséquent, les simulations ont été recalibrées pour correspondre au bon nombre de Mach. Une fois recalibrés, les niveaux de pressions des simulations et des expériences sont très cohérents avec le calcul analytique. Il est difficile de trouver une explication expliquant la différence des pressions dans la chambre motrice car une défaillance du capteur ne peut expliquer 20% d'écart. En situation « choc », les déplacements de la plaque en aluminium sont très bien reproduits numériquement lorsque les charnières plastiques sont importantes et qu'elles remplacent les conditions d'appui. En revanche, un écart de 15% est relevé sur la configuration donnant le moins de déplacement du fait de l'encastrement imparfait de la plaque lors des essais. En configuration « blast », les écarts sont de 20 et 40% pour, respectivement, les plaques de 1 et 2mm. Les différences, plus importantes pour des faibles déplacements, peuvent être dues à la faible valeur du déplacement de référence, à la mauvaise prise en compte des conditions d'appuis et à la sous-estimation de la détente par la simulation numérique. Dans les deux configurations, le contenu fréquentiel est cohérent entre les simulations et la campagne expérimentale. Des légères différences sont visibles dues à l'encastrement trop souple lors des essais. Les premières fréquences ont pu être retrouvées par un modèle analytique lorsque les efforts de membranes n'étaient pas trop importants. Lorsque que ces derniers augmentaient fortement, la structure se rigidifiait et les fréquences des modes propres augmentaient. Ce phénomène a été remarqué sur les enregistrements numériques et expérimentaux.

Malgré quelques imprécisions expérimentales, les simulations numériques reproduisent fidèlement les niveaux de pression (à Mach donné) et les déplacements plastiques. Il est donc possible de chercher des méthodes de calcul plus efficaces en se basant sur la modélisation actuelle, en commençant, au prochain chapitre, par une autre modélisation pour la charge explosive.

A des fins d'amélioration des méthodes expérimentales, l'on peut proposer en évolution future du TAC, un remplissage asservi du tube moteur avec un soin à apporter sur la lecture de pression (précision des capteurs et leurs emplacements). Pour la partie cible, un "ping test" avant tir, à l'aide d'un marteau accéléromètre permettrait d'obtenir une image fréquentielle de la qualité de l'encastrement.

2.5 Références

- [1] National institute of building science. UNIFIED FACILITIES CRITERIA (UFC) : Structures to Resist the Effects of Accidental Explosions; 2014. UFC 3-340-02. [50](#)
- [2] Kinney GF, Graham KJ. Explosive Shocks in Air. Springer Berlin Heidelberg; 1985. [50](#), [56](#), [59](#)
- [3] Vieille P. Sur les discontinuités produites par la détente brusque des gaz comprimés. Compte rendu hebdomadaire des séances de l'académie des sciences. 1899;p. 1229. [52](#)
- [4] Duff RE, Blackwell AN. Explosive Driven Shock Tubes. Review of Scientific Instruments. 1966;37(5) :579–586. [52](#)
- [5] Monloubou M. Interaction between a blast wave and a liquid foam : attenuation and rupture. Université de Rennes 1 ; 2015. [52](#)
- [6] Justusson B, Pankow M, Heinrich C, Rudolph M, Waas AM. Use of a Shock Tube to Determine the Bi-Axial Yield of an Aluminum Alloy under High Rates. International Journal of Impact Engineering. 2013 Aug;58 :55–65. [52](#)
- [7] Nian W, Subramaniam KV, Andreopoulos Y. Experimental Investigation on Blast Response of Cellular Concrete. International Journal of Impact Engineering. 2016;96 :105–115. [52](#)
- [8] Louar M, Belkassem B, Ousji H, Spranghers K, Kakogiannis D, Pyl L, et al. Explosive Driven Shock Tube Loading of Aluminium Plates : Experimental Study. International Journal of Impact Engineering. 2015 Aug;86. [52](#), [53](#)
- [9] Lloyd A, Jacques E, Saatcioglu M, Palermo D, Nistor I, Tikka T. Capabilities of a Shock Tube to Simulate Blast Loading on Structures. American Concrete Institute, ACI Special Publication. 2010 Jan;p. 35–54. [52](#)
- [10] Marty A, Daniel E, Massoni J, Biamino L, Houas L, Leriche D, et al. Experimental and Numerical Investigations of Shock Wave Propagation through a Bifurcation. Shock Waves. 2019 Feb ;29(2) :285–296. [viii](#), [52](#)
- [11] Stanczak M, Fras T, Blanc L, Pawlowski P, Rusinek A. Numerical modelling of honeycomb structure subjected to blast loading. In : Proceedings of the 12th European LS-DYNA Conference, Koblenz, Germany; 2019. p. 14–16. [53](#)
- [12] Pope DJ, Dirlewanger H, Russell D, Clarke S, Landmann F. Gabion Systems Exposed to Blast Pressure- Experimental Tests to Validate Numerical Simulations – A Cooperation between Germany and the UK; 2015. [viii](#), [53](#)
- [13] Børvik T, Hanssen AG, Langseth M, Olovsson L. Response of Structures to Planar Blast Loads – A Finite Element Engineering Approach. Computers & Structures. 2009 May;87(9-10) :507–520. [53](#)
- [14] Délerly J. Traité d'aérodynamique compressible. Paris : Hermes Science : Lavoisier; 2008. [54](#)

- [15] LeVeque RJ, et al. Finite Volume Methods for Hyperbolic Problems. vol. 31. Cambridge university press; 2002. 57, 88
- [16] AFNOR. NF EN 485-2 : Aluminium et alliages d'aluminium - Tôles, bandes et tôles épaisses - Partie 2 : caractéristiques mécaniques - Aluminium et alliages d'aluminium - Tôles, bandes et tôles épaisses; 2018. xiii, 61
- [17] Abdulhamid H, Kolopp A, Bouvet C, Rivallant S. Experimental and Numerical Study of AA5086-H111 Aluminum Plates Subjected to Impact. International Journal of Impact Engineering. 2013;51 :1–12. 62
- [18] Ozturk F, Pekel H, Halkaci H. The Effect of Strain-Rate Sensitivity on Formability of AA 5754-O at Cold and Warm Temperatures. Journal of Materials Engineering and Performance. 2011 Feb;20 :77–81. 62
- [19] Rodríguez Millán M, Vaz-Romero Á, Rusinek A, Rodríguez-Martínez JA, Arias A. Experimental Study on the Perforation Process of 5754-H111 and 6082-T6 Aluminium Plates Subjected to Normal Impact by Conical, Hemispherical and Blunt Projectiles. Experimental Mechanics. 2014 Jun;54. 62
- [20] Turkoz M, HalkacıS, Koç M. The Effect of Temperature and Strain-Rate Sensitivity on Formability of AA 5754. Applied Mechanics and Materials. 2012 Nov;217-219 :1596–1601. 62
- [21] Worswick MJ, Smerd R, Salisbury CP, Winkler S, Lloyd DJ. High Strain Rate Behaviour of Aluminium Alloy Sheet. Materials Science Forum. 2006 Jul;519-521 :139–146. 62
- [22] Becquerel AC. Expériences sur le développement de l'électricité par la pression : Lois de ce développement; 1833. 70
- [23] Strand OT, Berzins LV, Goosman DR, Kuhlrow WW, Sargis PD, Whitworth TL. Velocimetry Using Heterodyne Techniques. In : Paisley DL, Kleinfelder S, Snyder DR, Thompson BJ, editors. 26th International Congress on High-Speed Photography and Photonics. Alexandria, VA; 2005. p. 593. 72
- [24] Mercier P, Bénier J, Frugier PA, Sollier A, Le Gloahec MR, Lescoute E, et al. PDV measurements of NS and FS laser driven shock experiments on solid targets. In : Shock compression of condensed matter 2009 : Proceedings of the American Physical Society Topical Group on Shock Compression of Condensed Matter. Nashville (Tennessee); 2009. p. 581–584. 72
- [25] Prudhomme G. Étude Du Nuage de Particules Éjectées Sous Choc : Apports de La Vélocimétrie Hétérodyne [Thesis]. Paris, ENSAM; 2014. 73
- [26] Fang Xu, Mueller K. A Comparative Study of Popular Interpolation and Integration Methods for Use in Computed Tomography. In : 3rd IEEE International Symposium on Biomedical Imaging : Macro to Nano, 2006. Arlington, Virginia, USA : IEEE; 2006. p. 1252–1255. 73
- [27] ETC-C : Code Technique Pour Le Génie Civil EPR. AFCEN - EPR; 2012. 79

CHAPITRE 3

MODÉLISATION DU BALLON

Sommaire

3.1 Rappel bibliographique	110
3.1.1 État de Chapman Jouguet	112
3.1.2 Produits de détonation	114
3.2 Influence du rayon du ballon	116
3.2.1 Description du modèle	116
3.2.2 Equation d'état	118
3.2.3 Post-traitement	119
3.2.4 Résultats	121
3.2.5 Discussion	129
3.3 Influence de la taille de maille	135
3.4 Conclusion	141
3.5 Références	143

Introduction

Le cas du tube à choc présenté au chapitre 2 est un exemple de dispositif permettant de reproduire, de manière simplifiée, les effets mécanique d'une explosion à l'échelle du laboratoire. Dans le cas d'une explosion réelle, des phénomènes complexes entrent en jeu. La géométrie de la charge, et de l'environnement va changer, l'explosion est issue d'une réaction chimique et non pneumatique. Ces phénomènes influencent grandement les valeurs des paramètres intervenant dans les équations de la mécanique des écoulements compressibles décrivant la phase amont de l'interaction fluide-structure.

Pour toutes ces raisons, il n'est pas envisageable, dans un contexte de bureau d'étude où le temps et la puissance de calcul sont des ressources limitées, de réaliser l'étude numérique complète d'une explosion aérienne. En effet, la modélisation de la détonation nécessite un code de thermochimie (CHEETAH par exemple) ainsi qu'une connaissance accrue des phénomènes liés à la décomposition d'un explosif condensé et ce type de solution ne permet pas d'effectuer des calculs structurels par la suite. Le changement d'échelle entraîne, de facto, un agrandissement de la taille d'éléments finis. Or cette augmentation de la taille des mailles implique forcément une perte de précision vis-à-vis de la solution de référence.

Pour fixer les idées, à 15 cm du centre d'une masse d'un kilogramme d'explosif (TNT) le temps de maintien de la phase positive est de 0.03ms et la vitesse de l'onde d'environ $3000\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ [1]. Ainsi, la longueur d'onde mécanique de la phase positive est d'environ 9cm. Pour bien la représenter, il est nécessaire d'avoir, au minimum, une dizaine d'éléments, ce qui implique des éléments de 1cm de longueur moyenne. Dans une pièce de surface $4\text{m}\times 8\text{m}^2$ et de hauteur 3m, il faudrait alors 96 millions d'éléments, uniquement d'air, pour mailler tout le volume. Sur un cluster de calcul industriel « classique » (16 CPus, suffisamment de RAM), le calcul de 2.5millions d'éléments prend une semaine et demi pour quelques centaines de millisecondes de simulation.

Faute de meilleures solutions, il est parfois très difficile de trouver le bon compromis entre la précision et le temps de calcul et de mise en œuvre. Ce chapitre propose donc une alternative en remplaçant l'explosif et son environnement proche par un ballon d'air comprimé de grandes dimensions, comme présenté sur la figure 3.1, qui produit des effets mécaniques équivalents.

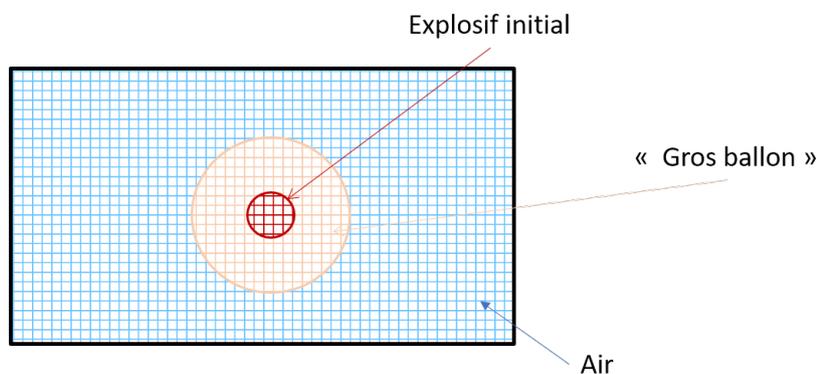


FIGURE 3.1 – Schéma d'implantation d'un ballon sous pression en remplacement de la charge d'explosif et de son environnement proche.

Cette méthode permet d'une part, de diminuer le nombre de mailles, d'autre part d'utiliser des mailles plus grosses à temps de calcul constant ou, à l'inverse, de diminuer la taille des éléments à précision constante. Afin de prouver l'efficacité de cette technique, ce chapitre se décompose comme suit :

Un premier paragraphe bibliographique rappelle les principes de modélisation actuelle ainsi que les travaux publiés présentant une solution alternative à cette modélisation. Dans un second temps, l'influence du paramètre principal (la taille du ballon) sera étudiée. En particulier, l'existence d'une distance critique à laquelle le ballon devient plus précis que la modélisation classique est présentée. Une troisième partie étudie l'influence couplée du rayon du ballon et de la taille des mailles, elle démontre qu'il est possible de doubler la longueur caractéristique des mailles (c'est-à-dire multiplier le volume par 8) sans perdre de précision sur le pic de pression. Enfin, une dernière partie sera consacrée à l'évaluation du temps de calcul.

3.1 Rappel bibliographique

La détonation d'un explosif repose sur une réaction de décomposition fortement exothermique (5 MJ) et de cinétique extrêmement courte (μs). Pour activer cette décomposition, une énergie initiale est requise, par la suite la réaction est auto-entretenu. En fonction de la sensibilité à l'amorçage, on parlera d'explosif primaire (très sensible) ou secondaire (moins sensible).

— Les explosifs primaires.

Ils détonent au moindre apport d'énergie. Parmi eux l'on trouve le fulminate de mercure $Hg(CNO)_2$, l'azoture de plomb $Pb(N_3)_2$, *etc.* Des efforts ont mené au développement d'explosifs primaires sans plomb et sans mercure et donc moins nocifs pour l'homme et l'environnement [2] et en accord avec les exigences de la réglementation européenne REACH [3]. Ces explosifs primaires sont généralement enrobés d'un liant inerte afin de rendre leur emploi moins dangereux. Ils sont utilisés pour amorcer la détonation de substances explosives plus stables nommées explosifs secondaires.

— Les explosifs secondaires

Ils nécessitent une forte excitation (c'est-à-dire un apport important en énergie) pour être amorcés et générer une détonation, sans quoi ils ne seront que déflagrant, d'où l'utilisation d'un explosif primaire en initiateur. Par exemple, l'azoture de plomb initié par échauffement d'un filament métallique permet d'amorcer un explosif secondaire tel que du TNT. Parmi les explosifs secondaires, on peut nommer l'hexogène (RDX), l'octogène (HMX), la tolite (TNT), le triaminotrinitrobenzène (TATB)... Ce sont des explosifs que l'on retrouve principalement, en mélange, dans les têtes de missiles militaires. De l'aluminium en poudre peut être ajouté à ce mélange pour bénéficier de la réaction d'aluminothermie au sein de la boule de feu, ce qui augmente l'effet de souffle. On parle alors de munitions thermobariques (ou munitions à effet de souffle augmenté).

Dans ce chapitre, le trinitrotoluène (TNT) sera pris comme référence. Il s'agit d'un explosif secondaire, il est donc nécessaire d'apporter une énergie conséquente pour initier le régime de détonation. Cette énergie peut être apportée par la détonation d'un amorceur (l'azoture de plomb par exemple) chauffé par effet joule (figure 3.2).

Ainsi la réaction chimique va être initiée au niveau de l'Azoture qui rentre en régime de détonation, engendrant ainsi un choc qui amorce le TNT dans lequel se produit une transition choc-détonation. L'amorçage des charges explosives demeure une voie particulière de la détonique, des travaux récents [4], [5] résument les principales connaissances bibliographiques sur le sujet. D'une manière globale, cette réaction peut s'écrire selon un

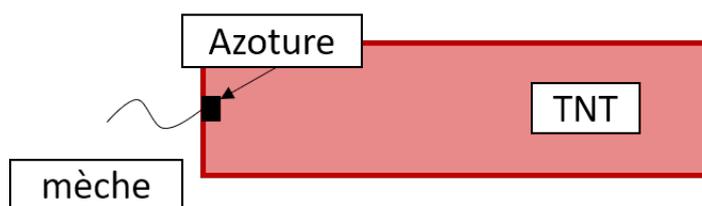
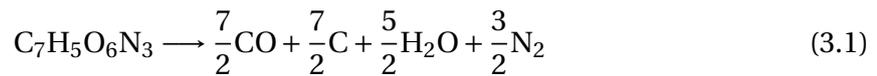


FIGURE 3.2 – Schéma de principe de l'amorçage en détonation du TNT.

schéma de décomposition couramment adopté [6] :



La chaleur de détonation est définie par l'énergie dégagée par la détonation par kilo d'explosif. Elle est à la base des propriétés thermodynamiques des produits de détonation générés par la décomposition de l'explosif et représente donc une grandeur majeure pour l'étude des effets des explosions. Pour la calculer, on a recours à des codes de calculs thermochimiques adhoc.

Une méthode, plus simple, se base sur une équation bilan globale pour laquelle il est nécessaire de faire le bilan énergétique des produits de détonation et des réactifs, c'est la loi de Hess. Elle stipule que : « L'enthalpie de réaction d'une réaction chimique est égale à la somme des enthalpies de formation des produits (état final), diminuée de la somme des enthalpies de formation des réactifs (état initial), en tenant compte de la stœchiométrie de la réaction ». Plusieurs méthodes ont ensuite été dérivées (Kamlet-Jacobs [7], Cooper [6], Keshavarz [8]).

Pour continuer sur l'exemple du TNT, en appliquant la loi de Hess à la réaction globale (3.1) :

$$Q_D(\text{TNT}) = H(\text{produits}) - H(\text{réactifs}) \quad (3.2)$$

$$H(\text{produits}) = +\frac{7}{2}H(\text{CO}) + \frac{7}{2}H(\text{C}) + \frac{5}{2}H(\text{H}_2\text{O}_{\text{liquide}}) + \frac{5}{2}H(\text{N}_2) \quad (3.3)$$

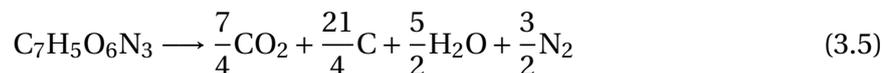
$$H(\text{produits}) = +\frac{7}{2}(-111.9) + \frac{7}{2} \times 0 + \frac{5}{2}(-240.8) + \frac{5}{2} \times 0 \quad (3.4)$$

Avec :

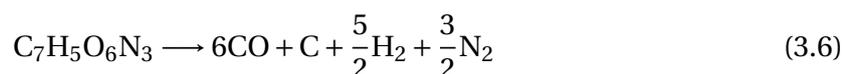
- Q_D est la chaleur de détonation,
- $H(X)$ l'enthalpie de formation de la substance « X ».

Donc : $H(\text{produits}) = -993.65 \text{ kJ}\cdot\text{mol}^{-1}$ Or : $H(\text{réactif}) = -49.713 \text{ kJ}\cdot\text{mol}^{-1}$ Ainsi : $Q_D = -993.65 - (-49.713) = -943.94 \text{ kJ}\cdot\text{mol}^{-1}$

La chaleur de réaction, c'est-à-dire l'énergie libérée par mole, est donc de -944 kJ/mol pour la décomposition du TNT. Le signe négatif dans les calculs est une convention pour rendre compte que la réaction est exothermique. Cette énergie est liée à l'équation d'équilibre de la réaction chimique, cependant il est possible de considérer d'autres schémas de décomposition [9] qui vont aboutir à d'autres réactions d'équilibre. Et donc d'autres chaleurs de réaction, par exemple :



Ou encore :



Les chaleurs de réaction des équations (3.5) et (3.6) sont respectivement -927 kJ/mol et -588 kJ/mol. Lors de la détonation réelle, les schémas de décomposition sont simultanés et donc bien plus complexes. Il est donc très difficile d'estimer la chaleur de réaction réelle à partir, de la relation de Hess et des schémas globaux pour les explosifs en tenant compte de leur masse volumique. Pour s'en approcher, une méthode consiste à rechercher l'état d'équilibre des produits de détonation par minimisation des des énergies libres des espèces impliquées. C'est ce qui est pratiqué dans les codes de thermochimie dédiés à la

détonique (CHEETAH [10]) mais ces derniers restent d'usage confidentiel et de distribution limitée. D'autres méthodes ont été proposées dans la littérature scientifique et fournissent de bons résultats pour la plupart des formulations (Keshavartz [8], Kamlet Jacobs [7], ...). De plus, la chaleur de détonation dépend également de la chaleur de formation du réactif considéré : pour le TNT : l'énergie de formation diffère selon l'isomère (de -25 à +143 kcal/kg) [11], ce qui affectera la valeur de l'énergie de détonation. Pour un explosif donné, il est possible de mesurer cette chaleur de détonation grâce à une enceinte calorimétrique [12], afin d'avoir une idée plus fiable de sa valeur.

L'énergie libérée va transformer l'état thermodynamique du milieu décomposé de manière soudaine, si bien que l'élévation de pression peut se traiter mathématiquement par la considération de la discontinuité introduite par Hugoniot (figure 3.4). Une onde de détonation se propage ainsi dans l'explosif (ici le TNT). Dans le cas idéal, cette onde de détonation est le siège de la réaction chimique et de la discontinuité thermodynamique. Cette hypothèse correspond à la description donnée par Chapman et Jouguet. Au passage de l'onde de choc, de vitesse supersonique D par rapport au milieu initial, la pression (P), le volume spécifique (v) et la température (T) passent des valeurs au repos (indice 0) à des valeurs élevées, ce qui active la réaction et participe à l'autonomie de la propagation (voir schéma explicatif figure 3.3).

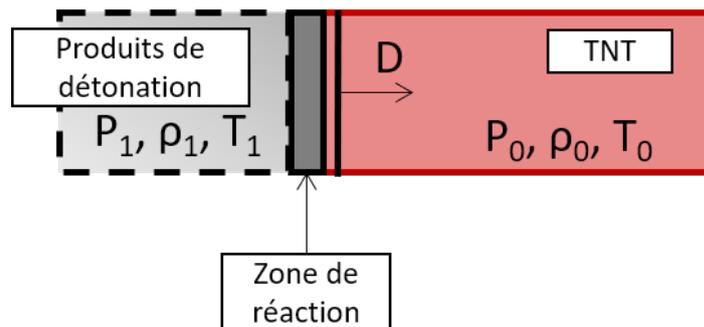


FIGURE 3.3 – Propagation de la zone de réaction dans un barreau de TNT.

3.1.1 État de Chapman Jouguet

La théorie de Chapman Jouguet repose sur le fait que l'épaisseur de la zone de réaction est infinitésimale, ainsi elle est confondue avec l'onde de choc et on peut donc appliquer les relations de saut 1.1, 1.2 et 1.3 à la discontinuité « onde de choc et zone de réaction ». La forme des équations ne change pas, en revanche, le calcul de l'enthalpie est modifié (3.7) car il y a une variation de l'enthalpie du milieu (ou d'énergie) au travers de la discontinuité.

$$h = \frac{\gamma p v}{\gamma - 1} - Q_D \quad (3.7)$$

Avec :

- h l'enthalpie créée au travers de la discontinuité (la réaction chimique et changement d'état),
- γ le rapport des chaleurs spécifiques,
- p la pression,
- v le volume spécifique,
- Q_D la chaleur de réaction spécifique.

Ainsi, il est possible de réexprimer le bilan d'énergie 1.3 et l'adiabatique dynamique (1.5) devient l'adiabatique de Crussard et est décalée dans le plan (P, v) (figure 3.4) selon l'axe des ordonnées. La courbe de Crussard se détermine à partir des états successifs des produits de détonation libérés dans l'air. Leur détente est décrite par une équation d'état appropriée aux niveaux élevés de pression et de température qui règnent initialement en leur sein.

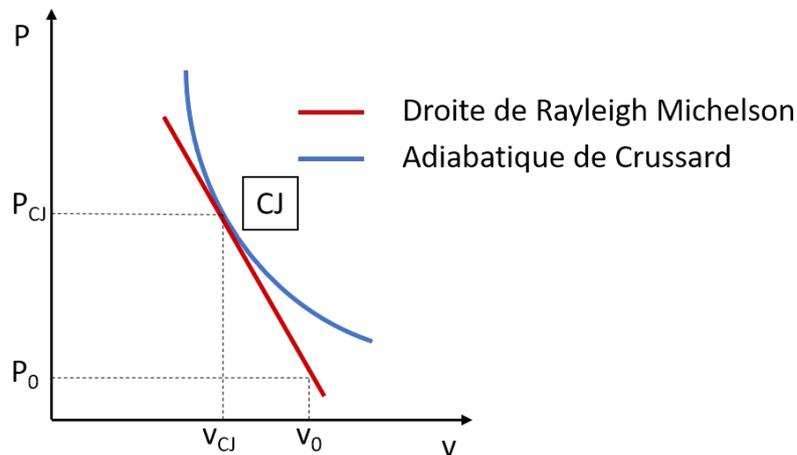


FIGURE 3.4 – Droite de Rayleigh Michelson et adiabatique de Crussard dans le plan Pression, volume spécifique. Détermination du point CJ.

La solution de Chapman-Jouguet correspond à un état d'équilibre où la droite de Rayleigh Michelson est tangente à l'adiabatique de Crussard, ce qui n'est possible que pour une certaine célérité de choc D_{CJ} . Tous les autres états de pression et de volume spécifique pour lesquels on observe une détonation correspondant à des états hors équilibre, qui vont alors évoluer vers l'état CJ. On constate également que cet état CJ est dépendant de la masse volumique initiale, ce qui signifie qu'un explosif donné qui peut se fabriquer sous diverses masses volumiques aura autant de caractéristiques CJ. Cela rentre également en compte dans le choix d'un TNT de référence pour la notion d'équivalent TNT. Cette dépendance à la masse volumique est mise en avant dans le tableau 3.1. À partir de cette valeur, il est possible de retrouver toutes les grandeurs thermodynamiques des produits de détonation à l'état CJ [13].

Formule	Gaz ($\gamma = 1.35$)	Solide ($\gamma = 3$)
$\rho_{CJ} = \frac{\gamma+1}{\gamma} \rho_0$	$1.74 \rho_0$	$\frac{4}{3} \rho_0$
$P_{CJ} = \frac{1}{\gamma+1} \rho_0 D_{CJ}^2$	$0.425 \rho_0 D_{CJ}^2$	$\frac{3}{4} \rho_0 D_{CJ}^2$
$E_{CJ} = \frac{\gamma}{(\gamma-1)(\gamma+1)^2} D_{CJ}^2$	$0.698 D_{CJ}^2$	$\frac{3}{32} D_{CJ}^2$

TABEAU 3.1 – formules et approximations permettant de déterminer l'état CJ pour des explosifs gazeux et solides.

Plusieurs auteurs ont étudié le TNT afin de déterminer la valeur de la célérité de Chapman Jouguet D_{CJ} [14, 15, 16]. En fonction de la masse volumique initiale ou de la cinétique de décomposition, plusieurs valeurs de D_{CJ} ont été obtenues. Des formalismes empiriques permettent de déterminer l'état CJ d'une composition détonante sans avoir à faire appel à un code de calcul thermodynamique ni par l'équation d'état des produits de détonation (Kalmet et Jacobs [7] ou plus récemment Keshavarz [8]). Une des références les plus

utilisées est celle de Dobratz [17], les valeurs de pression et de célérité d'onde à l'état de Chapman Jouguet sont résumées par les relations (3.8)

$$\text{Etat CJ} = \begin{cases} D_{\text{CJ}} = 6930 & m.s^{-1} \\ P_{\text{CJ}} = 21 & \text{GPa} \end{cases} \quad (3.8)$$

Le modèle de Chapman-Jouguet est le plus ancien, et d'autres ont été proposés depuis, notamment le modèle de Zel'dovich, von Neumann, Döring (ZND) [18] où la zone de réaction et l'onde de choc sont dissociées (voir figure 3.3). Une description plus détaillée des différents modèles de détonation peut être trouvée dans [19].

3.1.2 Produits de détonation

La prise en compte de la détonation telle que décrite par Chapman et Jouguet nécessite des codes de calcul dédiés à la réaction chimique qui ne sont pas adaptés à la mécanique des solides. Par conséquent, de nombreuses recherches ont été menées pour trouver un modèle équivalent à la détonation. La principale limite sera alors que la détonation n'est plus modélisée. Certains phénomènes, caractéristiques des explosifs chimiques, sont, par conséquent, absents de cette modélisation. En particulier, il est intéressant de remarquer que dans toutes les équations de décomposition du TNT présentées ((3.5), (3.6) et (3.1)), du carbone (C) et du monoxyde de carbone (CO) sont présents dans les produits de détonation car le TNT est un explosif « sous-oxygéné » [6], [20], [9] c'est-à-dire qu'il va réagir avec l'oxygène de l'air et ainsi engendrer une combustion post-détonation avec l'oxygène de l'air porté à haute température, créant une boule de feu. Ce phénomène est également appelé « afterburning » dans la littérature anglo-saxonne. Dans le cas du TNT, cette combustion dégage également une chaleur environ 2.5 fois supérieure à la chaleur de détonation et augmente la température des produits de détonation à plus de 2000 K [20].

Dès les années 1950, Taylor [21], Sakurai [22] ou Bach et Lee [23] ont considéré la détonation comme une libération soudaine de toute l'énergie en un point de l'espace (voir chapitre 1). Par la suite, les modèles se sont diversifiés et Brode [24] a proposé le premier modèle de « ballon » en 1959. Celui-ci remplace l'explosif par un ballon de gaz comprimé. La problématique se ramène alors à l'étude de gaz à haute pression, température et masse volumique qui se détendent dans l'air ambiant. Il n'y a pas de réaction chimique possible entre ces gaz et l'air ou entre les gaz eux-mêmes. L'équation d'état utilisée pour décrire ce milieu est celle des gaz parfaits « pour assurer une compatibilité proche des conditions standards atmosphériques » [24].

$$P = (\gamma - 1)\rho e \quad (3.9)$$

Cependant, utiliser une telle équation (3.9) revient à négliger l'interaction des molécules entre elles ainsi que le volume qu'elles occupent. Si ces deux hypothèses sont tout à fait applicables aux conditions atmosphériques, à de très hautes pressions et masses volumiques, elles sont beaucoup plus discutables. Par conséquent, des travaux ont été menés pour déterminer d'autres équations d'état pour les produits de détonation. La plus connue est celle de John-Wilkins-Lee [25] décrite par la relation (3.10).

$$P = A\left(1 - \frac{\omega}{R_1 V}\right)e^{-R_1 V} + B\left(1 - \frac{\omega}{R_2 V}\right)e^{-R_2 V} + \frac{\omega E}{V} \quad (3.10)$$

Avec : A, B, R_1 , R_2 des paramètres empiriques à déterminer en fonction de l'explosif. V le volume occupé par les gaz, $w = \gamma - 1$ et E l'énergie totale des gaz. Cette équation ne remet pas en cause la compatibilité proche des conditions atmosphériques, en effet si le volume

	unité	$P = P_{CJ}$ et $\rho = \rho_{tnt}$	$P = P_{CJ}$ et $e = e_{tnt}$	$e = e_{tnt}$ et $\rho = \rho_{tnt}$
Pression	[GPa]	21	21	2.8
Energie	[MJ.kg ⁻¹]	32	4.3	4.3
Masse volumique	[kg.m ⁻³]	1630	12209	1630

TABLEAU 3.2 – Jeux de conditions initiales possibles pour le gaz à l’intérieur du ballon.

devient très grand, l’équation (3.10) est strictement équivalente à celle des gaz parfaits (3.9). Les coefficients A , B , R_1 et R_2 sont généralement déterminés expérimentalement, pour le TNT il est possible de citer Dobratz [17] et Souers [14]. D’autres équations d’état sont envisageables pour décrire la détente des produits de détonation, notamment celle de Becker-Kistiakowsky-Wilson [26] ou celle de « Van Der Waals modifiée » [27].

Dans tous les cas, ces équations d’état sont censées retrouver les valeurs de pression et de vitesse de Chapman-Jouguet pour les produits de détonation. Cependant, pour les obtenir, il est nécessaire d’avoir une taille d’élément extrêmement faible. Shin [28] a eu besoin de descendre à 0.05mm sur Dytran et le même ordre de grandeur est nécessaire sur d’autres codes de calcul commerciaux tels que Radioss ou LS Dyna. Étant donné qu’il est n’est pas envisageable d’avoir des mailles de dimension si faible pour étudier des modèles du génie civil, il est possible, pour des raisons de simplicité de mise en œuvre, d’utiliser le modèle du gaz parfait. Ainsi, cette méthode, dite du « ballon », a été utilisée pour reproduire numériquement des explosions pyrotechniques de grande dimension [29, 30, 31].

La difficulté réside alors dans le choix des paramètres thermodynamiques initiaux des produits de détonation. Etant donné qu’une équation d’état est déjà définie (gaz parfait), seulement deux des trois paramètres peuvent être imposés parmi la pression P , la masse volumique ρ et l’énergie spécifique e . Elles sont, respectivement, choisies à $P_{CJ} = 21$ GPa, $\rho_{tnt} = 1630$ kg.m⁻³ et $e_{tnt} = 4.3$ MJ.kg⁻¹, ainsi, les trois conditions initiales possibles du ballon sont décrites dans le tableau 3.2

La comparaison de ces différentes valeurs a été réalisée par Blanc [31]. Il a trouvé que tous ces modèles donnaient des valeurs de pression et d’impulsion proches de celles obtenues avec une équation JWL pour décrire la détente des produits de détonation. Il a également comparé ces modèles avec des données expérimentales d’explosions gazeuses. Il en conclut que la méthode du ballon, avec énergie spécifique et masse volumique imposée, donne des valeurs de pression plus proches de celles relevées expérimentalement qu’avec une équation d’état JWL.

Ainsi le point de départ de cette étude est le ballon proposé initialement par Brode avec les conditions initiales proposées par Blanc. Dans toutes ses études, la taille de la sphère de gaz comprimé est conservée égale à la taille initiale de l’explosif, le prochain paragraphe va donc étudier l’influence de la taille du ballon sur ces résultats.

3.2 Influence du rayon du ballon

Dans un premier temps, il est utile de définir une grandeur adimensionnelle représentant la taille du « β -ballon» par rapport à celle de la charge sphérique de TNT. Ainsi, le coefficient β est défini comme le rapport du rayon du ballon sur celui du rayon de la charge initiale 3.11. Le modèle du ballon de grande dimension est donc appelé le β -ballon dans la suite du manuscrit.

$$\beta = \frac{R_{ballon}}{R_{TNT}} \quad (3.11)$$

Les variations de la taille initiale du ballon ne doivent pas faire changer la quantité totale d'énergie libérée par l'explosion. Par conséquent, la masse volumique et l'énergie volumique du β -ballon (respectivement ρ_β et e_β) doivent être recalculées par rapport au volume total à haute pression (voir équation 3.12 et 3.13).

$$\rho_\beta = \frac{\rho_{TNT}}{\beta^3} \quad (3.12)$$

$$e_\beta = \frac{e_{TNT}}{\beta^3} \quad (3.13)$$

Théoriquement, cette approche est supposée réduire la viscosité artificielle présentée au chapitre 1.6 et illustré sur la figure 1.27. En effet, la masse et l'énergie sont réparties sur un volume plus important, mais leur total reste constant. Les gradients sont, au contraire, plus faibles et par conséquent la dissipation numérique l'est également. Pour rappel cette dissipation est nécessaire au traitement des discontinuités (choc) par la méthode des éléments finis, mais elle engendre des erreurs importantes de précision et ce travail présente une méthode palliative à ce problème.

Les bénéfices de cette modélisation ne s'arrêtent pas là, en effet, réduire le gradient de pression, masse volumique et énergie aux premiers instants de la propagation assure également une meilleure conservation de l'énergie et donc une meilleure détermination des propriétés de l'onde aux instants ultérieurs de sa propagation. Une autre manière de voir ce gain en précision est qu'il devrait permettre d'augmenter la taille de maille et donc diminuer le temps de calcul à précision constante. En revanche, le gros défaut de cette méthode est une moins bonne représentation des effets de l'explosion en champ proche de la charge. Les effets tels que l'afterburning ou la boule de feu ont déjà été évoqués précédemment lors de la présentation de la méthode «classique» du ballon. Une modélisation grâce au « β -ballon» va appauvrir d'avantage la modélisation de la charge, ce qui engendrera des imprécisions importantes proches de cette dernière.

Les valeurs retenues pour l'étude des tailles de ballon, les masses et les énergies associées sont données dans le tableau 3.3 pour une masse de 1kg de TNT.

3.2.1 Description du modèle

Maillage

Le modèle, réalisé grâce à la suite Hyperworks, est un modèle 2D axisymétrique avec un axe de symétrie supplémentaire afin de réduire le temps de calcul. Au préalable, ce maillage à double symétrie a été comparé à celui présentant une seule symétrie et des résultats de calcul identiques ont été obtenus. Deux types de maillage sont utilisés (figure 3.5), l'un est radial, à gauche, et l'autre cartésien, à droite. Le premier est adapté pour

β	Rayon du ballon	Densité	Énergie volumique
	mm	kg/m ³	MJ/m ³
1	53	1630	7000
2	105	204	875
3	158	60	259
4	211	25	109
5	264	13	56
6	316	7.5	32
7	369	4.8	20
8	422	3.2	14
9	474	2.2	10
10	527	1.6	7.0

TABLEAU 3.3 – Valeurs des paramètres physiques du ballon retenues pour l'étude paramétrique.

chaque valeur de β étudiée afin d'éviter une trop grande distorsion des mailles. S'il est plus compliqué à mettre en œuvre, il est plus précis [32]. Le second en revanche est plus facile d'utilisation, notamment en bureau d'étude, car il s'adapte mieux à la géométrie des murs lors de l'interaction fluide-structure.

La taille totale du maillage est un quart de disque de rayon 5m pour le maillage radial et un carré de 5x5m pour le maillage cartésien. La couche d'éléments limites extérieurs qui n'est pas en contact avec un axe de symétrie est une couche absorbante pour l'onde, par conséquent le modèle peut être considéré comme infini.

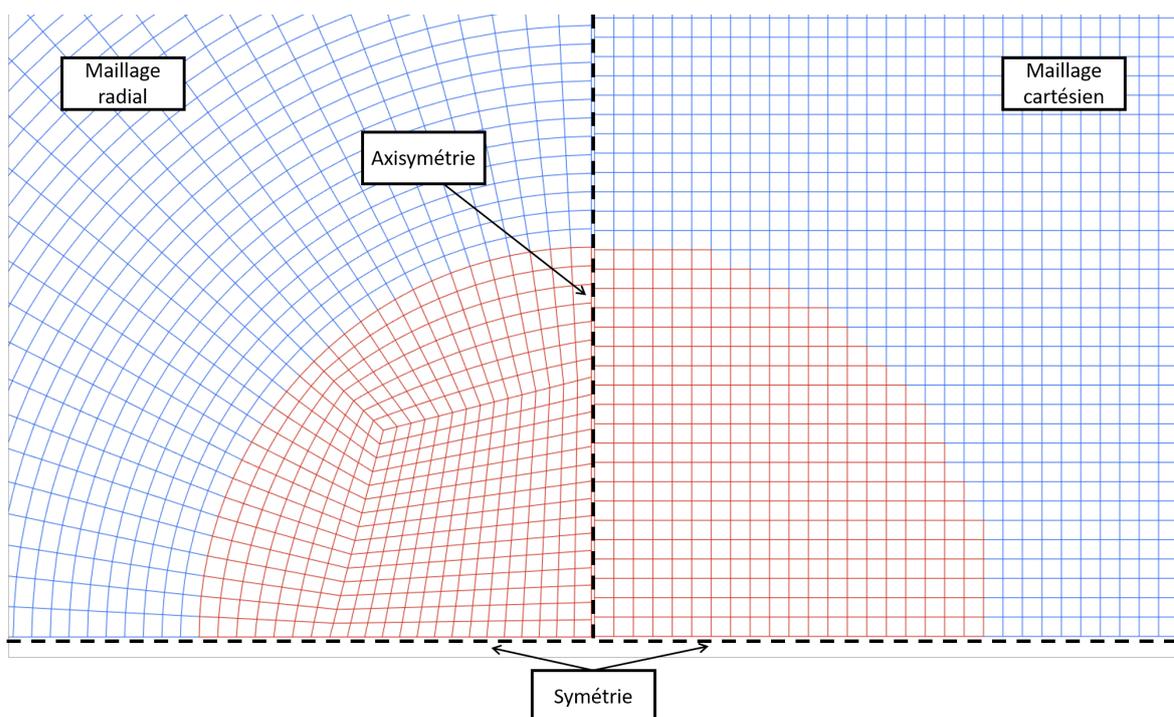


FIGURE 3.5 – Visualisation des maillages eulérien et lagrangien ainsi que les conditions de symétrie. Une vue dézoomée des deux modèles est disponible dans l'annexe C.1

Paramètres JWL	Valeurs	Unité
A	371.25	GPa
B	3.231	GPa
R1	4.15	-
R2	0.95	-
w	0.3	-
e	7000	MJ.m ⁻³
ρ	1630	kg.m ⁻³

TABLEAU 3.4 – Paramètres de la loi JWL utilisée pour la simulation numérique. Extrait de [16]

Concernant la taille des mailles, il est important de définir la « taille de maille réduite » dz . A l’instar de la distance réduite, c’est la taille de maille dx divisée par la racine cubique de la masse de la charge m (équation 3.14).

$$dz = \frac{dx}{m^{1/3}} \quad (3.14)$$

L’onde de pression est fortement dépendante de ce paramètre [33] et une taille de maille réduite de $dz = 5 \text{ mm.kg}^{-1/3}$ est utilisée dans ces modèles. En effet, c’est parmi les plus faibles possibles permettant d’obtenir des temps de calcul acceptables pour des applications en bureau d’étude de génie civil (moins de 5 millions de mailles au total).

Étant donné que la masse d’étude est de 1kg de TNT, il est possible de parler indifféremment de dx ou de dz . Le solveur utilisé est le « legacy » de Radioss version 2018, c’est un solveur « Arbitrary Lagrangian Eulerian » (ALE) mixte volumes finis / éléments finis comme présentés au chapitre 1. Cependant, aucune structure n’est présente dans ces modèles, tout le fluide est donc maillé avec des éléments eulériens quadrangles.

3.2.2 Equation d’état

La détente des produits de détonations peut être décrite par la loi des gaz parfaits ou la loi JWL. Cette dernière est décrite au paragraphe 3.1.2 et elle est implantée telle quelle dans le code de calcul numérique. Les valeurs des différents paramètres sont ceux de Dobratz [17] résumés dans le tableau 3.4.

En revanche, la loi des gaz parfaits est un cas particulier de l’équation d’état polynomiale 3.15 :

$$P = C_0 + C_1\mu + C_2\mu^2 + C_3\mu^3 + (C_4 + C_5\mu)e \quad (3.15)$$

Avec :

- e est l’énergie volumique totale,
- μ le coefficient de dilatation,
- P la pression.

En choisissant $C_0 = C_1 = C_2 = C_3 = 0$ et $C_4 = C_5 = 0.4$ la loi polynomiale décrit bien une loi des gaz parfaits classique où le rapport de chaleurs spécifiques vaut, pour un gaz diatomique, $\gamma = 1.4$. Cette loi est utilisée pour l’air ambiant et pour les produits de détonation lors de la modélisation de type ballon, ces paramètres sont résumés dans le tableau 3.5.

Paramètres gaz parfait	Valeurs		Unité
	Air ambiant	produits de détonation	
C_0, C_1, C_2, C_3	0	0	-
C_4	0.4	0.4	-
C_5	0.4	0.4	-
ρ	1.225	ρ_β	$kg.m^{-3}$
e	0.25	e_β	$MJ.m^{-3}$

TABLEAU 3.5 – Paramètre de la loi polynomiale utilisée pour la simulation numérique. ρ_b et e_b sont définis, respectivement, par les équations 3.12 et 3.13

3.2.3 Post-traitement

Afin de justifier de la pertinence des modèles, la surpression maximum et l'impulsion, telles que définies dans le chapitre 1, sont relevées, à des positions espacées de 20cm, en partant du centre de la charge jusqu'à $Z = 5 m.kg^{-1/3}$. Ensuite, ces valeurs sont comparées avec celles données par l'UFC 3-340-2. D'autres sources auraient pu être choisies comme référence, mais l'UFC est considéré comme document de référence dans l'industrie. Il a donc une valeur juridique. Ainsi, les mesures d'écart entre le modèle et la référence (l'UFC) est définie par les deux ratio 3.17 et 3.16.

$$\delta_p = \frac{p_{max}(model) - p_{max}(UFC)}{p_{max}(UFC)} \quad (3.16)$$

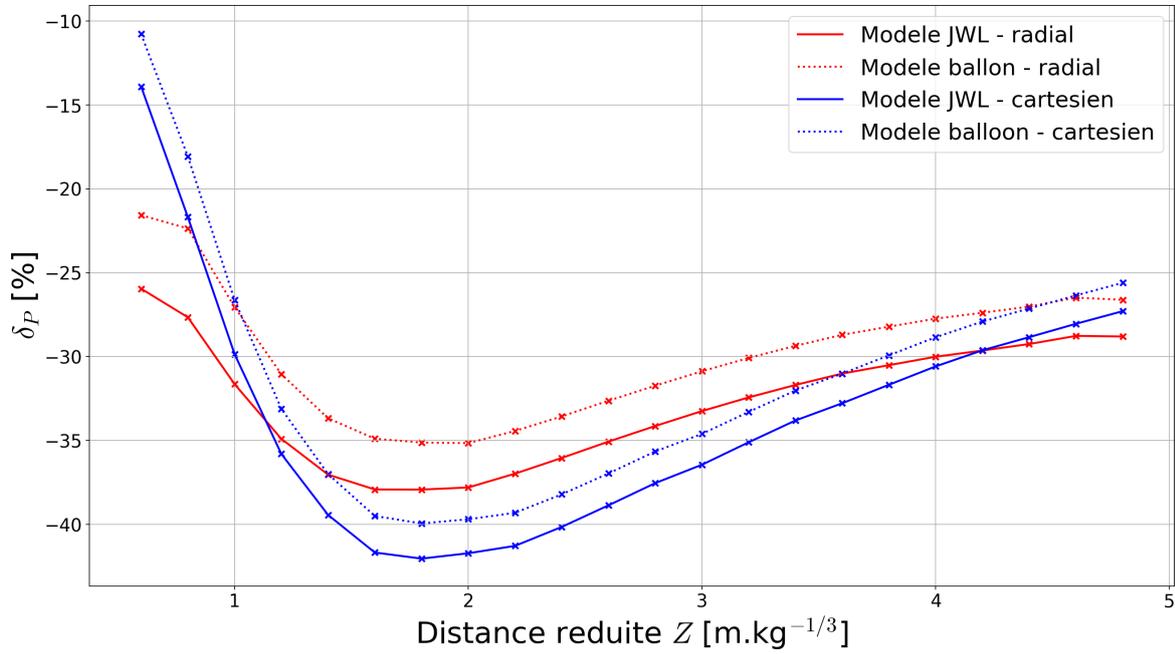
$$\delta_I = \frac{I(model) - I(UFC)}{I(UFC)} \quad (3.17)$$

Les figures 3.6a et 3.6b montrent, respectivement, l'évolution de δ_p et δ_I en fonction de la distance réduite. Les valeurs des δ sont négatives car les modèles sous-estiment l'onde de pression pour plusieurs raisons. Parmi elles, il est possible de citer la non-prise en compte des réactions de post-combustion, la taille de maille et la viscosité artificielle. Cette étude cherche donc à pallier ces deux dernières imperfections.

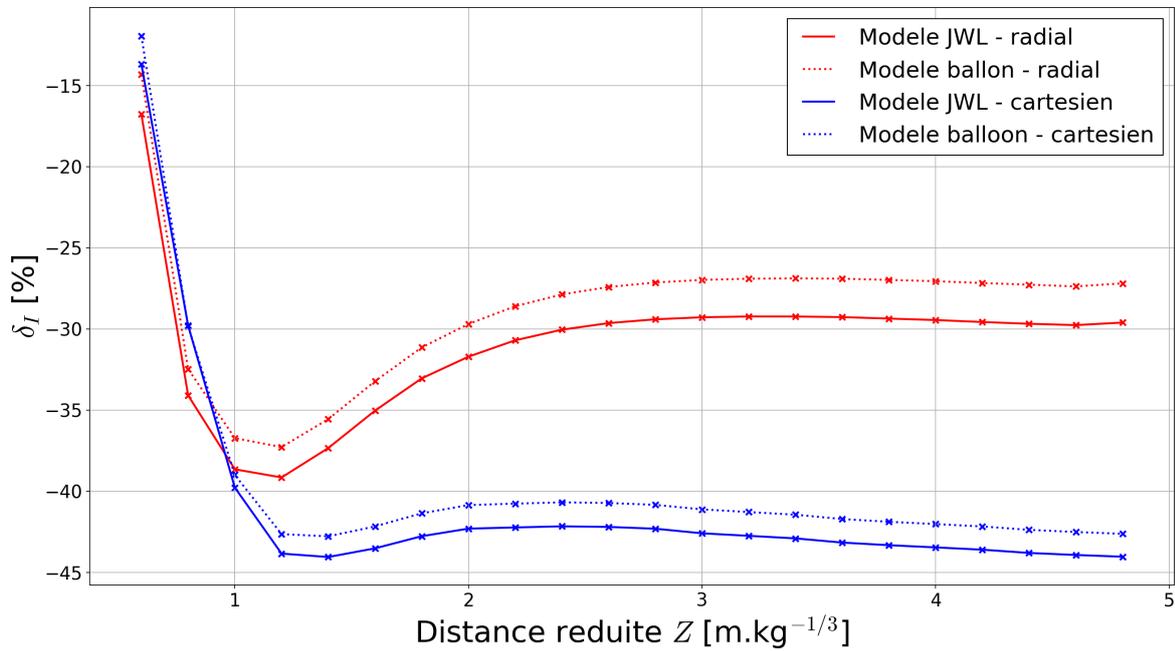
Les différentes courbes représentent les modèles suivants :

- Les produits de détonation sont décrits par une équation d'états des gaz parfaits, initialement ils sont contenus dans un ballon de taille identique à la charge explosive ($\beta = 1$). Le maillage peut être cartésien ou radial. Ce modèle est noté « modèle ballon-radiale/cartésien » et les résultats sont tracés en pointillé.
- La détente des produits de détonation est décrite par une loi de comportement de JWL. Le maillage peut être cartésien ou radial. Ce modèle est noté « modèle JWL-radial/cartésien » et les résultats sont tracés en trait plein.

Par souci de clarté et de simplicité, ces notations seront reprises dans la suite de ce chapitre.



(a) Écart entre les surpression δ_P



(b) Écart entre les impulsions δ_I

FIGURE 3.6 – Écart entre les valeurs calculées par les modèles JWL et ballon vis-à-vis de l'UFC 3-340-2 en fonction de la distance réduite. Pour, respectivement, la pression 3.6a l'impulsion 3.6b

Les modèles de ballon sont plus précis que les modèles JWL dans ce domaine de distance réduite comme prévu par Blanc [31]. De plus, le maillage radial présente également des valeurs de δ_p et de δ_l plus faibles que les maillages cartésiens, surtout après $1\text{m.kg}^{-1/3}$. Cependant, les modèles montrent de très forts gradients visibles sur la figure 3.6b proche de la charge. Ces effets peuvent être imputés aux mauvaises données expérimentales très délicates à relever proche de la charge ou à la non-prise en compte des réactions post-détonation qui jouent un rôle non négligeable en champ proche.

Étant donné que le maillage radial est celui qui donne les meilleurs résultats, c'est celui qui a été adopté pour la suite de l'étude.

3.2.4 Résultats

Les figures 3.6a et 3.6b sont enrichies avec les résultats des modèles de β -ballon allant de $\beta = 2$ à $\beta = 10$, $\beta = 1$ correspondant au modèle de ballon classique étudié par Brode ou Blanc.

Concernant la pression :

Plus la taille du ballon augmente, moins le modèle représente fidèlement le champ proche de la charge et par conséquent plus δ_p est important (en valeur absolue). Ainsi, le modèle du β -ballon sous-estime la valeur de surpression proche de la charge de 22% et 10% pour, respectivement, les maillages radial et cartésien à $\beta = 1$. Il est intéressant de remarquer que proche de la charge, pour de faibles β , le maillage cartésien est plus proche des valeurs indiquées par l'UFC 3-340-2 que le maillage radial. En effet, aux premiers instants post détonation, l'onde n'est pas encore parfaitement sphérique dans le maillage cartésien et elle est légèrement plus forte sur la diagonale où sont placés les capteurs. Pour $\beta = 10$, l'écart avec la référence approche 65% pour les deux maillages à 60cm du centre de l'explosif. En revanche, après $Z = 3\text{ m.kg}^{-1/3}$ il est impossible de distinguer les différentes courbes à part celle de $\beta = 1$ et du modèle de JWL. Elles présentent toutes les deux des δ_p plus importants de 5 à 10%, pour le maillage radial. Concernant le maillage cartésien (figure 3.7b), les écarts entre les différentes courbes semblent stabilisés à partir de $Z = 2\text{m.kg}^{-1/3}$, cette différence diminue à mesure que β augmente. Il semble donc exister des plages de distances réduites plus adaptées à un modèle ou à un autre, plus particulièrement, il existe une intersection entre la courbe δ_p du modèle JWL et celles des ballons pour $\beta = 3$ à 10. En d'autres termes, il existe une distance notée d_β à partir de laquelle le modèle de β -ballon est plus précis que le modèle JWL.

Concernant l'impulsion :

Les conclusions apportées pour les très fortes variations de δ_l à la figure 3.6b sont répétées et amplifiées avec l'augmentation de la taille du ballon. Un saut sur le calcul de l'impulsion est également visible, plus particulièrement lorsque $\beta = 10$ (bien visible sur la zone A sur la figure agrandie 3.9), il est dû à la manière de calculer l'impulsion. En effet, l'impulsion est l'intégrale de la pression entre le début de la simulation et la fin de la phase positive (voir chapitre 1). Or à partir d'une certaine distance, le choc secondaire va arriver avant que la pression ait atteint la pression atmosphérique, par conséquent l'impulsion du choc secondaire va être ajoutée à celle de l'onde de souffle. La figure 3.10 illustre cette différence sur l'historique de pression à 4m pour $\beta = 10$ et $\beta = 9$.

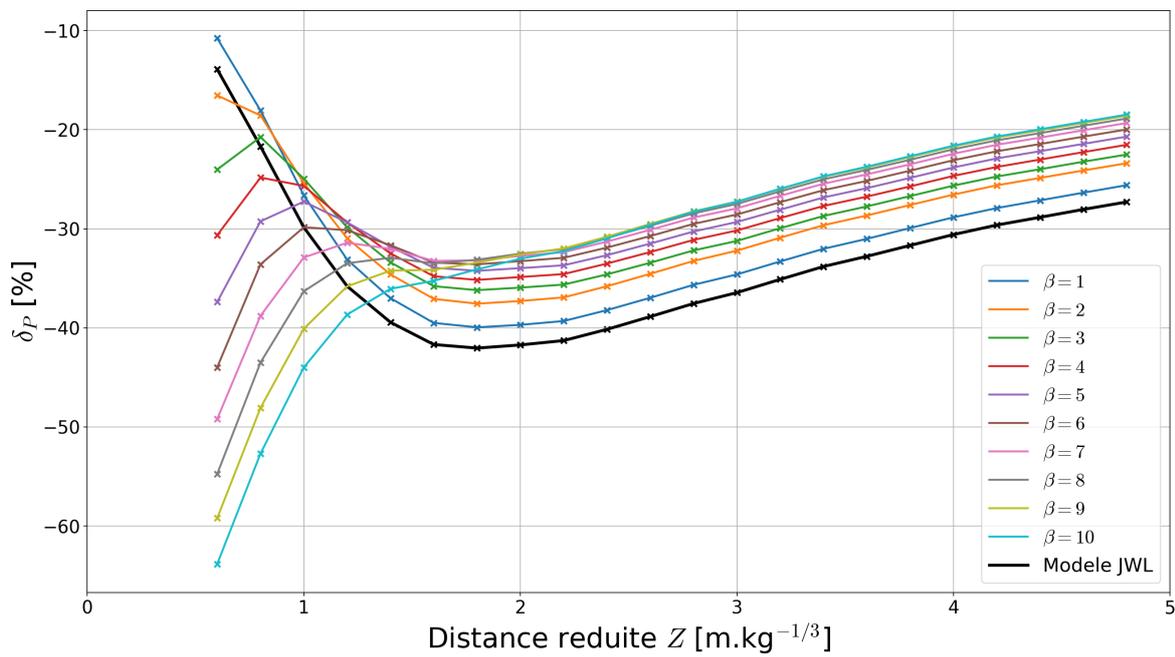
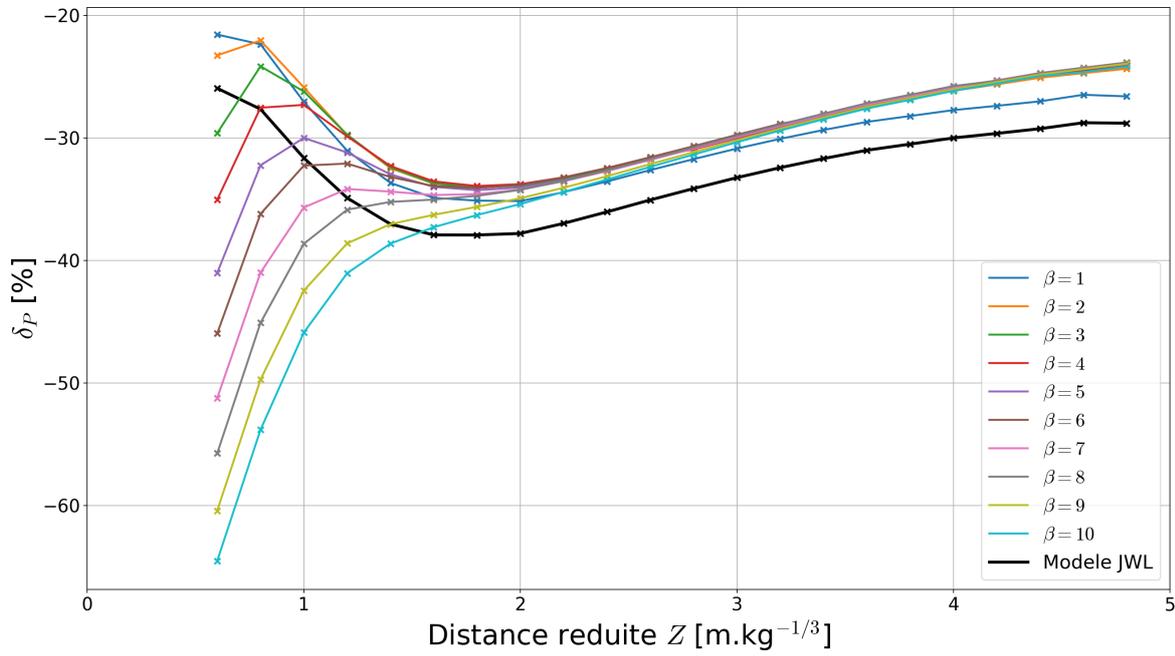
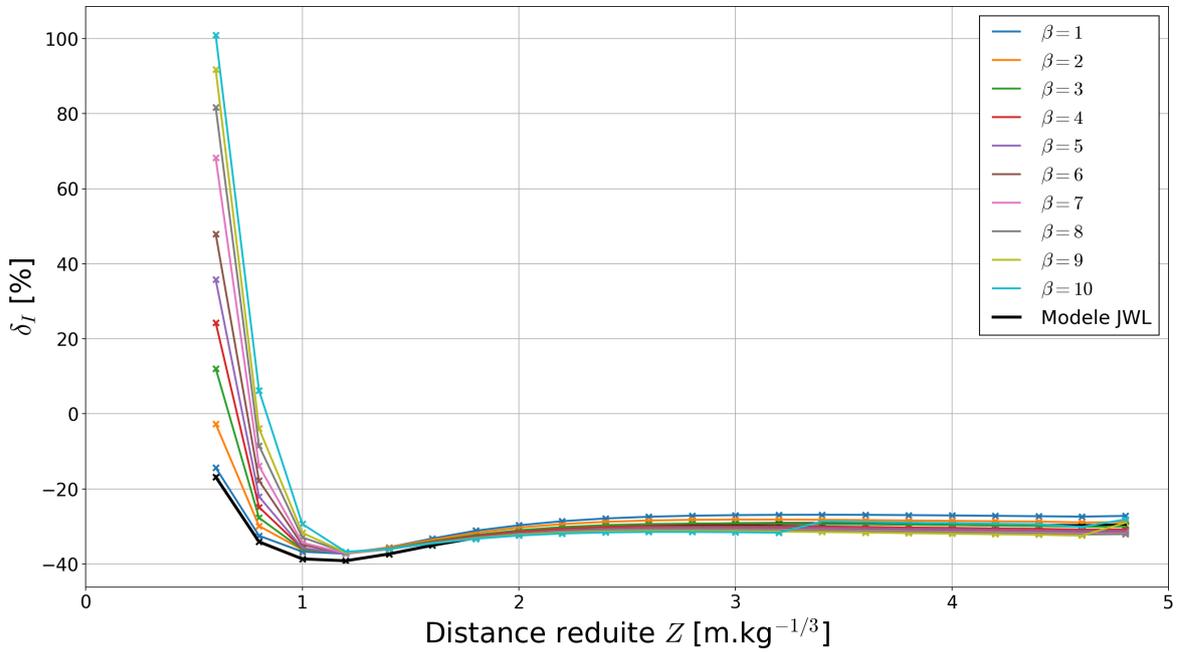
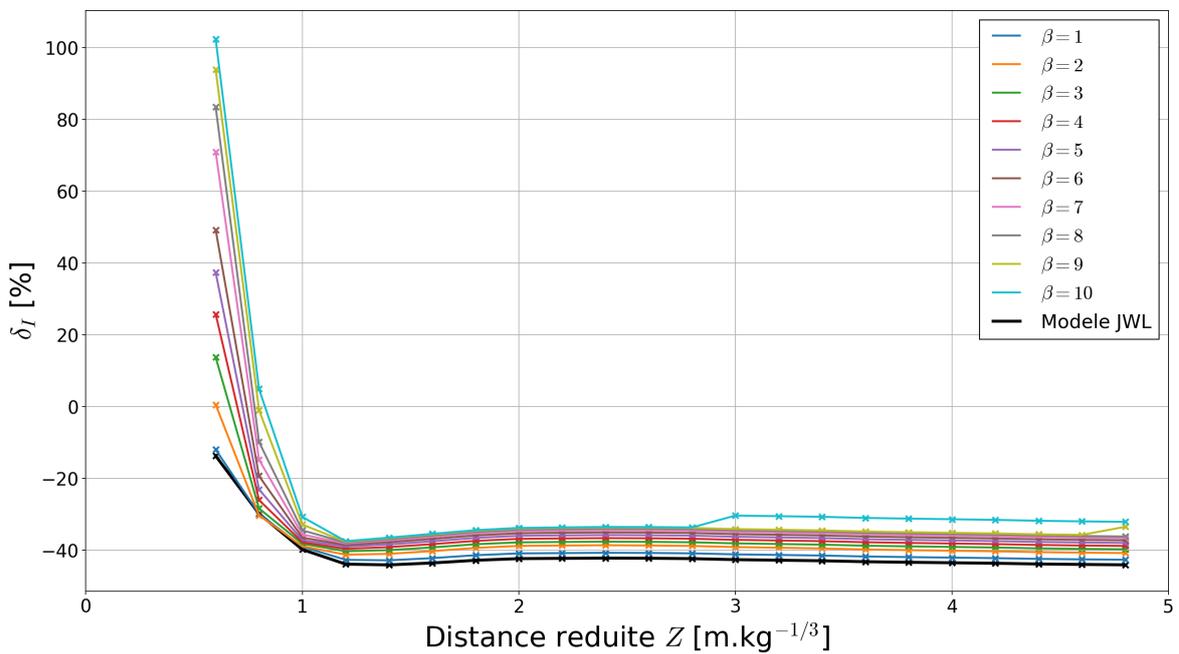


FIGURE 3.7 – Écart sur la surpression δ_P entre les modèles et l'UFC en fonction de la distance réduite et de la taille du ballon β . La courbe en noir représente le modèle JWL. Maillage radial 3.7a et cartésien 3.7b



(a) Maillage radial



(b) Maillage cartésien

FIGURE 3.8 – Écart sur l'impulsion δ_I entre les modèles et l'UFC en fonction de la distance réduite et de la taille du ballon β . La courbe en noir représente le modèle JWL. La zone A est celle où l'impulsion est surestimée voir figure (3.9). Maillage radial 3.8a et cartésien 3.8b

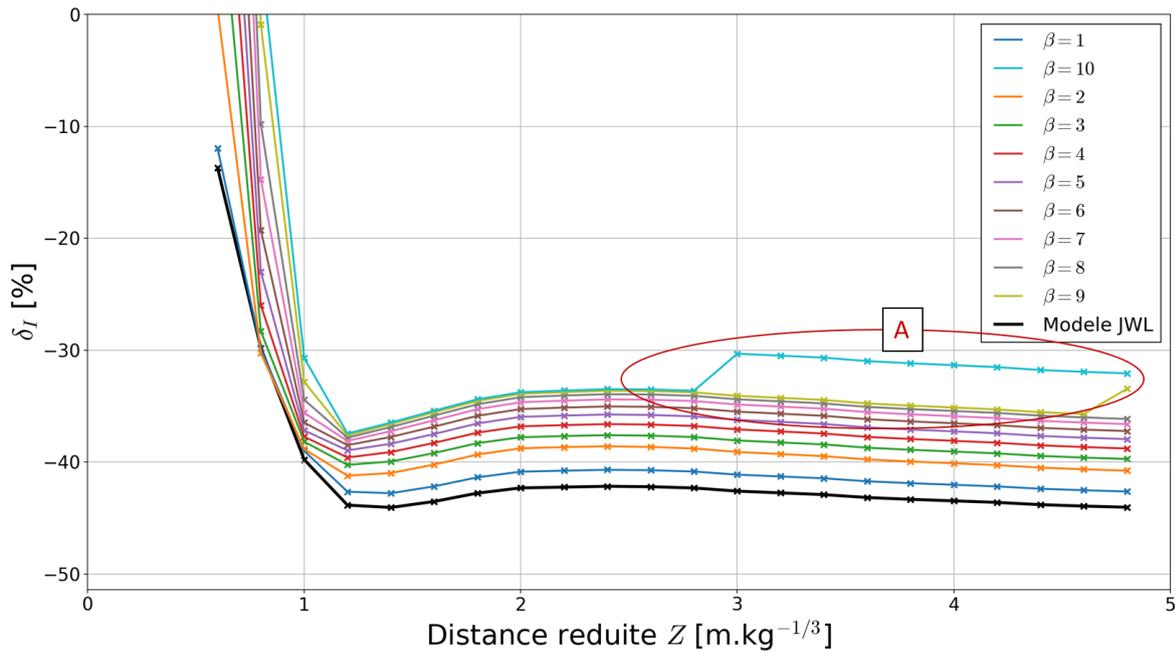


FIGURE 3.9 – Écart sur l'impulsion δ_I entre les modèles et l'UFC en fonction de la distance réduite et de la taille du ballon β . La courbe en noir représente le modèle JWL. La zone A est celle où l'impulsion est surestimée. Zoom de la figure 3.8b

Ce saut en impulsion est donc un écart imputable à la modélisation du ballon, cependant il aura peu d'impact sur le dimensionnement de la structure car les profils temporels de pression sont très similaires.

Il est intéressant de remarquer que les deux maillages ont un comportement légèrement différent. Dans le cas du cartésien, les courbes sont bien ordonnées et l'écart avec les valeurs indiquées par l'UFC 3-340-2 diminue à mesure que la taille du ballon augmente (après la phase de fort gradient en champ proche déjà évoquée). De plus, tous les modèles de ballon sont plus précis que le modèle JWL d'un maximum de 9% pour la plus grande valeur de β .

Sur le maillage radial, la tendance s'inverse et les écarts avec les valeurs indiquées dans l'UFC 3-340-2 sont plus faibles pour des petits ballons (pour des distances réduites supérieures à $Z = 1.5m.kg^{-1/3}$). Le modèle JWL ne présente pas des écarts plus importants que ceux du ballon à toutes les positions de mesure, on retrouve la notion de distance critique à laquelle les courbes se croisent. La différence est que, sur l'impulsion, le modèle JWL est plus précis loin de la charge

Distance critique d_β

Pour une taille de ballon β fixée, il est possible de connaître la distance minimum, notée d_β , à laquelle le modèle du ballon est plus précis (en surpression) ou moins précis (en impulsion) que celui où l'équation d'état JWL est utilisée pour décrire la détente des produits de détonation. Il est donc possible de justifier l'emploi de la modélisation ballon, ou β -ballon, à la place de celle où l'équation d'état JWL est employée si la cible d'intérêt se trouve dans une plage de distance réduite donnée. Cette plage est représentée par des hachures sur les figures 3.11a et 3.11b, ces dernières définissent ces distances critiques, notées d_β pour les maillages radial et cartésien.

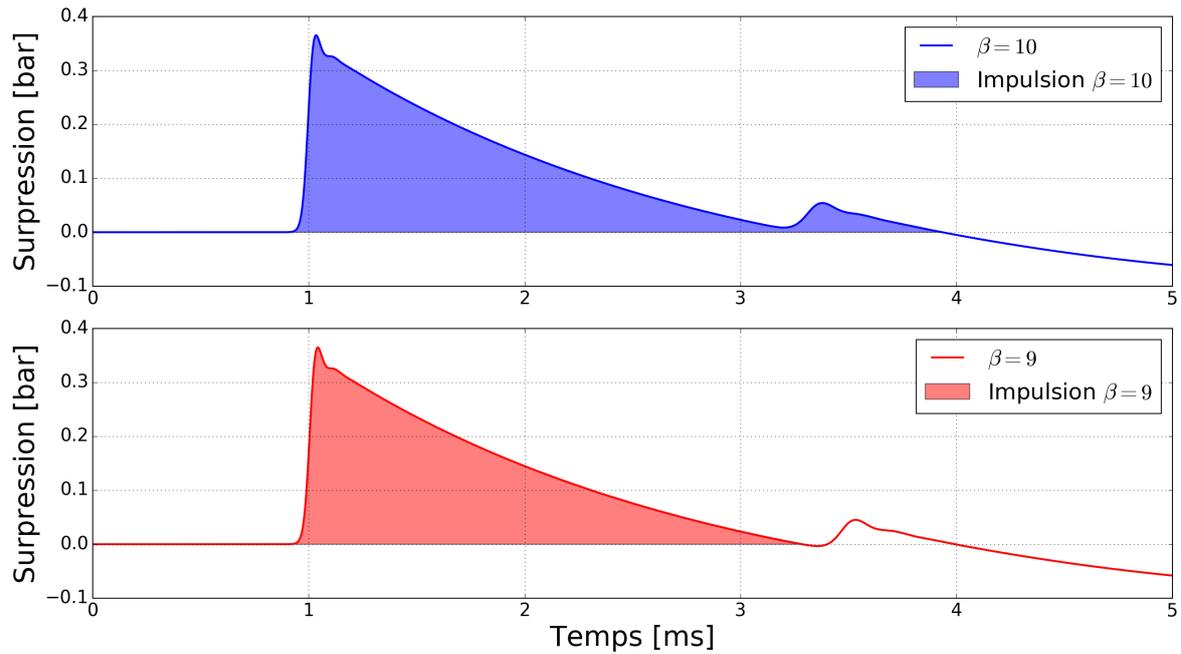


FIGURE 3.10 – Calcul de l'impulsion pour les modèles de ballon $\beta = 10$ et $\beta = 9$ à $4\text{m.kg}^{-1/3}$.

Si des points manquent sur les courbes (notamment pour de faibles β) c'est simplement qu'il n'existe pas de croisement entre δ_{JWL} et δ_{β} .

Pour le maillage cartésien; le graphique est exactement équivalent à celui en pression car l'impulsion est plus précise, quelle que soit la taille du ballon utilisée. Les avantages de l'utilisation du « β -ballon» sont donc plus importants lorsque le modèle initial est de moins bonne qualité c'est à dire moins proche de l'UFC.

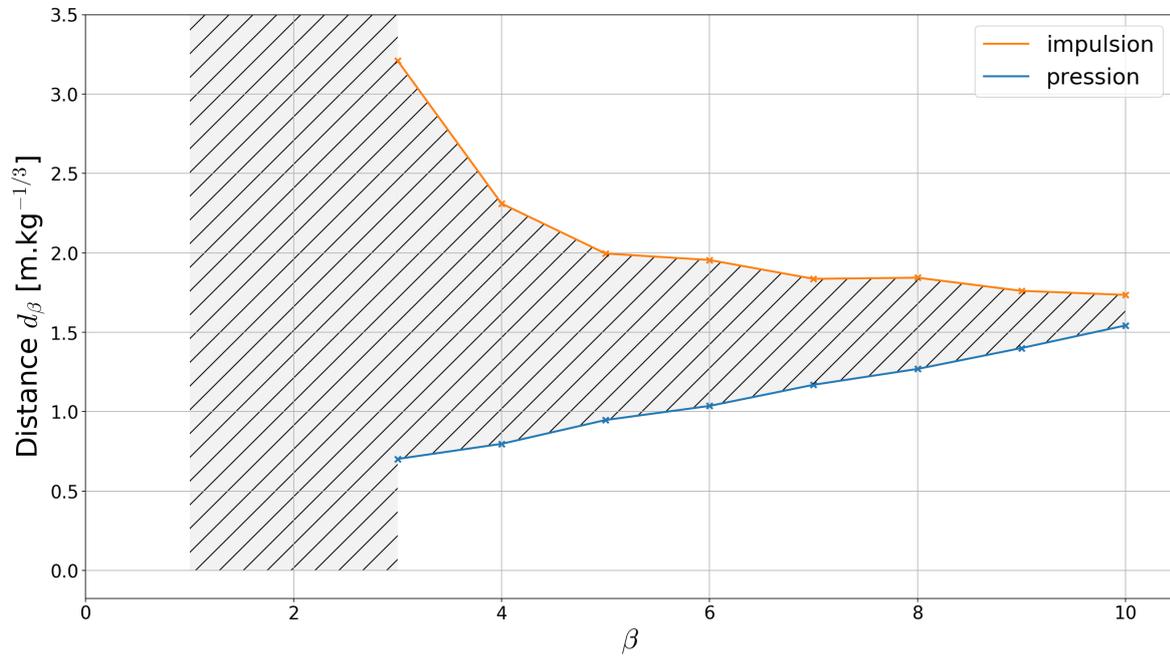
Précision moyenne

Dans d'autres situations, il n'y a pas une seule cible et le modèle se doit donc d'être le plus précis possible sur toute une plage de distance réduite. Il convient donc de définir une précision «moyenne» sur la plage de distance réduite étudiée (3.18) :

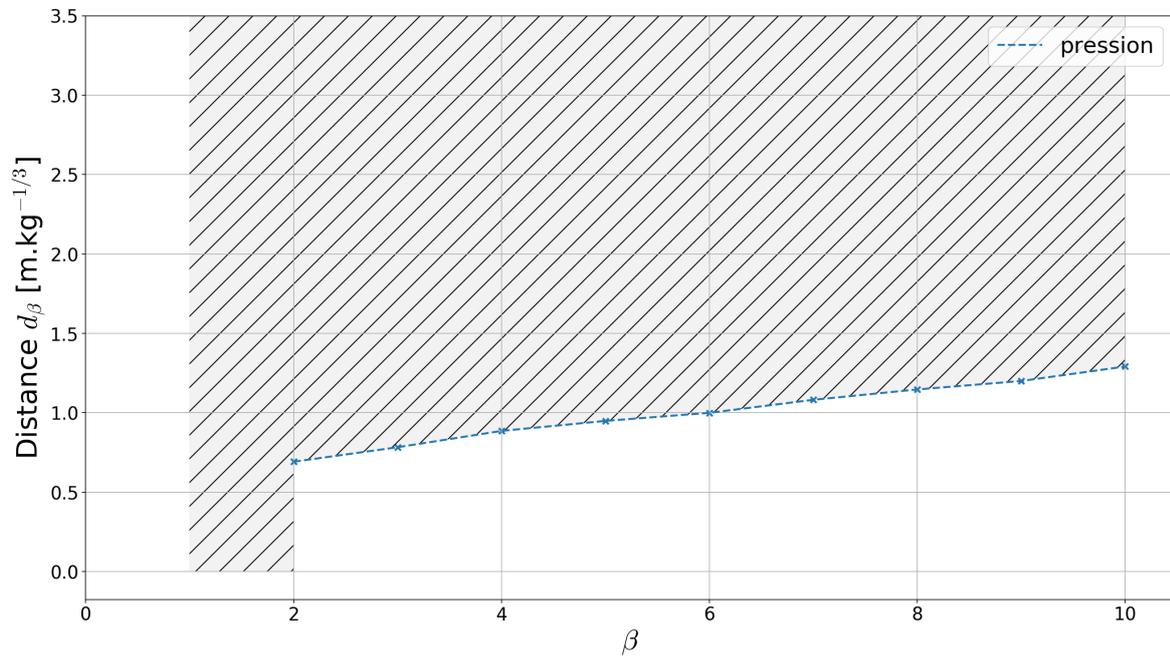
$$\delta_X^m = \langle \delta_X \rangle = \frac{\sum_1^n \delta_X}{n} \quad (3.18)$$

Où X peut être l'impulsion ou la pression et n le nombre de relevés de X dans la plage de distance étudiée. Étant donné que le plus gros β -ballon mesure 52cm de rayon, le premier relevé de pression se fait à 0.6m et le dernier à 4.8m pour éviter les effets de la surface absorbante à 5m qui peuvent se manifester par des valeurs de pression incohérentes avec la propagation en champ libre. La figure 3.12 trace donc l'évolution des moyennes δ_p^m en fonction de la taille du ballon β pour les deux maillages radial et cartésien.

L'allure générale des deux courbes est similaire, les faibles valeurs du paramètre β augmentent la pression moyenne du modèle par rapport à celui utilisant l'équation d'état JWL. Pour de plus grandes tailles de ballon, l'influence des premiers mètres, où la pression est très sous-estimée, est trop importante et le modèle perd en précision moyenne vis-à-vis de l'UFC. La taille optimale du ballon se trouverait donc à $\beta = 2$ pour le maillage radial et $\beta = 5$ pour le cartésien.



(a) Maillage radial



(b) Maillage cartésien

FIGURE 3.11 – Distance critique d_β en fonction de la taille du ballon β . La zone hachurée est celle pour laquelle la modélisation du ballon est plus précise que celle de JWL pour la pression et l'impulsion.

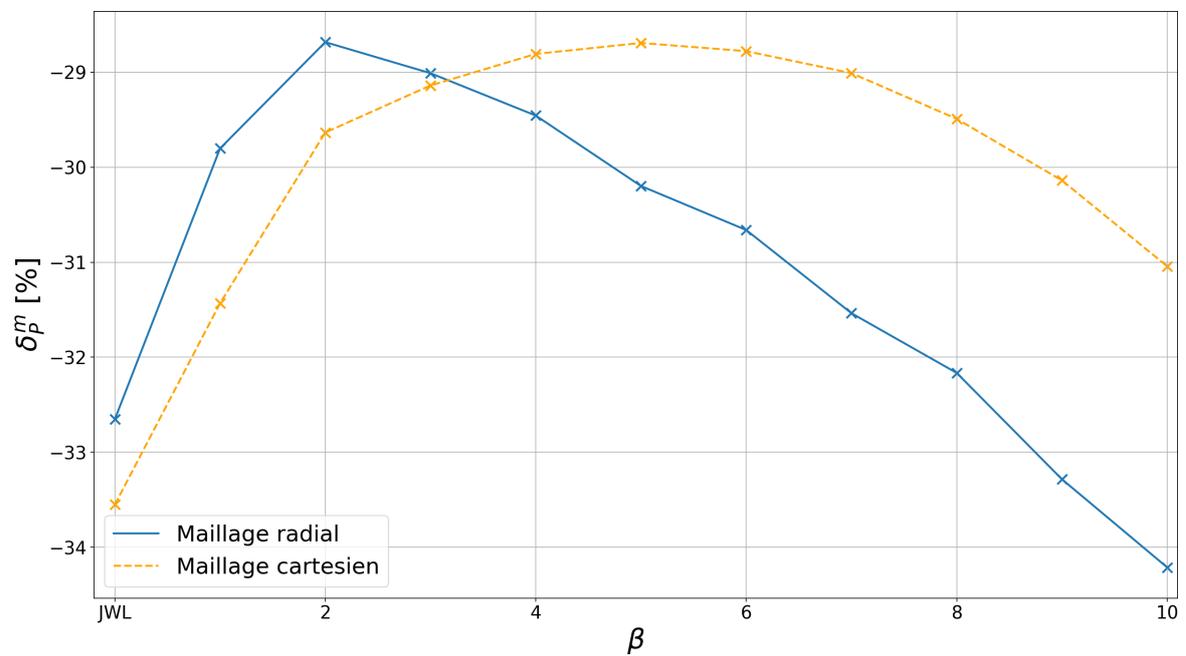


FIGURE 3.12 – Moyenne des écarts, sur la pression, pour des distances réduites comprises entre 0.6 et 4.8 $m.kg^{-1/3}$ pour toutes les tailles de ballon et les deux types de maillages considérés.

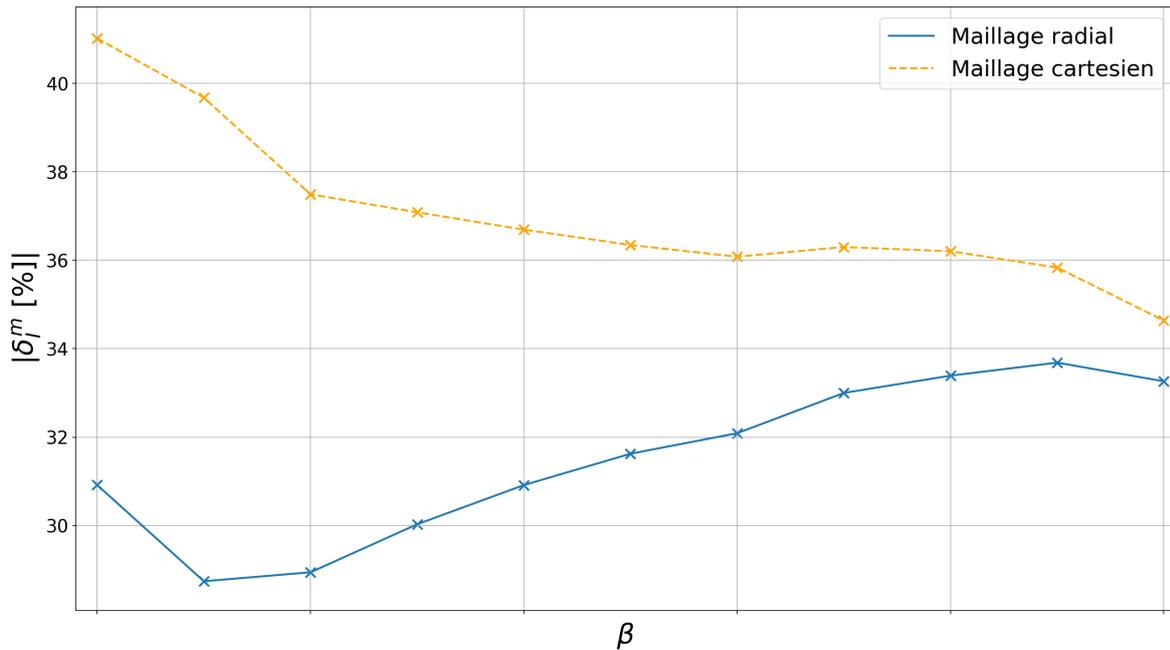


FIGURE 3.13 – Moyenne des écarts, sur l'impulsion, pour des distances réduites comprises entre 0.6 et 4.8 m.kg^{-1/3} pour toutes les tailles de ballon et les deux types de maillages considérés.

Dans le cas du maillage radial, la modélisation du « β -ballon » ($\beta = 9$ et $\beta = 10$) présente des résultats plus éloignés de l'UFC 3-340-2 que celle où le JWL est utilisé comme équation d'état pour les produits de détonation. Ce n'est pas le cas pour le maillage cartésien où le modèle le moins précis est le « JWL ». De plus, ce dernier devient plus précis que le maillage radial pour $\beta > 3$ alors qu'il l'est moins initialement. Ainsi, cette modélisation par β -ballon semble, encore une fois, bénéficier d'avantage au modèle où le maillage est cartésien.

Si le modèle du β -ballon semble apporter de la précision supplémentaire, la plage de variation reste relativement faible (environ 5%). La figure 3.13 correspond à la figure 3.12 pour l'impulsion.

La différence avec la figure δ_p^m est que c'est la valeur absolue de δ_I^m qui est tracée pour prendre en compte les premiers décimètres de la propagation de l'onde où les modèles de ballon surestiment considérablement l'impulsion donnée par l'UFC 3-340-2.

Les différences avec l'UFC 3-340-2 des deux maillages semblent converger vers 34% lorsque β augmente. Des conclusions similaires à celle de la figure 3.12 peuvent être tirées. Il semblerait, en effet, que le modèle du β -ballon corrige les défauts engendrés par le maillage cartésien et que les imprécisions du champ proche ont un poids non négligeable dans les résultats du maillage radial pour $\beta > 3$.

Il est important de noter que la plage de variation de l'écart moyen sur l'impulsion en fonction de la taille du ballon est relativement faible pour le maillage radial (environ 3 à 4%). Ainsi, du point de vue d'un bureau d'étude, l'utilisation de la modélisation de type « β -ballon » sur un maillage radial n'apporte, pour le calcul de l'impulsion, ni avantage ni inconvénient. En revanche, sur un maillage cartésien le gain est plus important (entre 7 et 8%).

3.2.5 Discussion

La motivation première de l'utilisation du modèle du β -ballon vis-à-vis de celui où l'équation JWL décrit la détente des produits de détonation est de diminuer les pertes énergétiques dues à la dissipation numérique. Ce gain de conservation énergétique doit, théoriquement, expliquer les gains en précision observés en champ « lointain » sur les pics de surpression (figure 3.6a). De plus, il est pertinent de considérer un "état détoné moyen" afin de bénéficier d'un pas de temps plus important et donc d'un calcul plus court.

Conservation de l'énergie totale

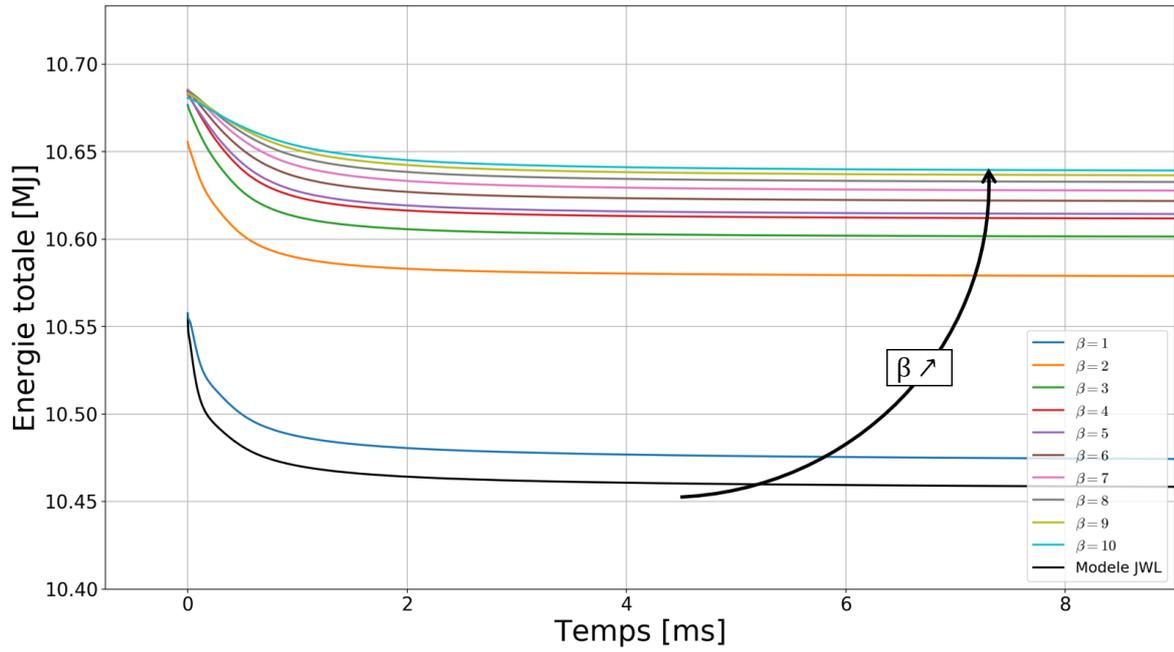
L'algorithme mixte, éléments / volumes finis, résout la conservation de l'énergie et de la masse au centre des éléments. En revanche, la conservation de la quantité de mouvement est résolue aux nœuds du maillage. Cette particularité ne permet pas la conservation de l'énergie totale. Afin d'évaluer cette perte, la figure 3.14 trace l'énergie en fonction du temps (de 0 à 9ms) pour toutes les valeurs de β considérées. La suite de la simulation n'est pas montrée car l'onde sort du domaine de calcul et par conséquent l'énergie chute de manière logique.

Sur les deux maillages, le modèle JWL présente une perte d'énergie plus importante que pour le ballon standard ($\beta = 1$). Les résultats attendus sont observés. Lorsque β augmente, la perte d'énergie diminue, la différence se faisant surtout lors de la première milliseconde de propagation. La viscosité artificielle étant directement liée à l'amplitude des gradients de pression, d'énergie et de masse volumique, il semble cohérent qu'elle soit plus importante lorsque ces derniers sont importants, c'est-à-dire en champ proche.

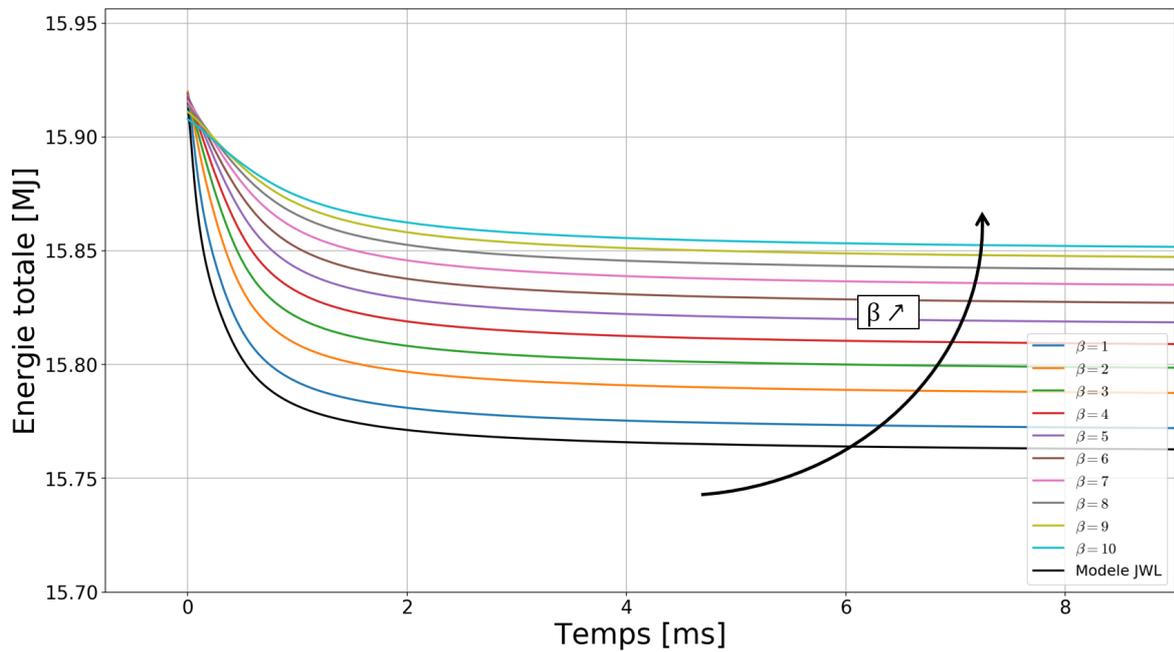
Sur la figure 3.14a, la différence d'énergie initiale entre les modèles s'explique par la forme du maillage radial. En effet, la figure 3.15 montre l'extrémité du maillage pour quatre tailles de ballon et il est possible d'observer une différence notable, entre les aires des surfaces absorbantes (en rouge) (notamment pour $\beta = 1$ et $\beta = 2$). Cette différence est due au nombre de mailles sur le périmètre du ballon qui doit être égal à celui sur le périmètre extérieur du domaine de calcul afin d'assurer une progression régulière. Il est à noter que la taille de maille dans la direction de propagation n'est pas affectée par ce phénomène.

Or, les éléments finis constituant la surface absorbante possèdent une énergie volumique négative de $e_{\text{ABS}} = -0.25 \text{ MJ.m}^{-3}$. Aucune documentation n'a été trouvée sur ces éléments absorbants, un cas test d'une seule maille a donc été réalisé pour s'assurer de cette énergie négative. Il est donc normal que, si la surface absorbante est plus importante, l'énergie totale du modèle soit plus faible.

La faible différence visible sur les énergies initiales du maillage cartésien provient de la différence du volume d'air. En effet, le volume total de la simulation reste constant tout comme l'énergie de l'explosif, donc, si le volume du ballon augmente (à énergie constante), celui de l'air diminue et par conséquent l'énergie initiale est légèrement plus faible pour le ballon à $\beta = 10$ par rapport à celui à $\beta = 1$.



(a) Maillage radial



(b) Maillage cartésien

FIGURE 3.14 – Évolution de l'énergie totale dans le modèle numérique en fonction du temps pour différentes tailles de ballon (Maillage radial 3.14a et cartésien 3.14b).

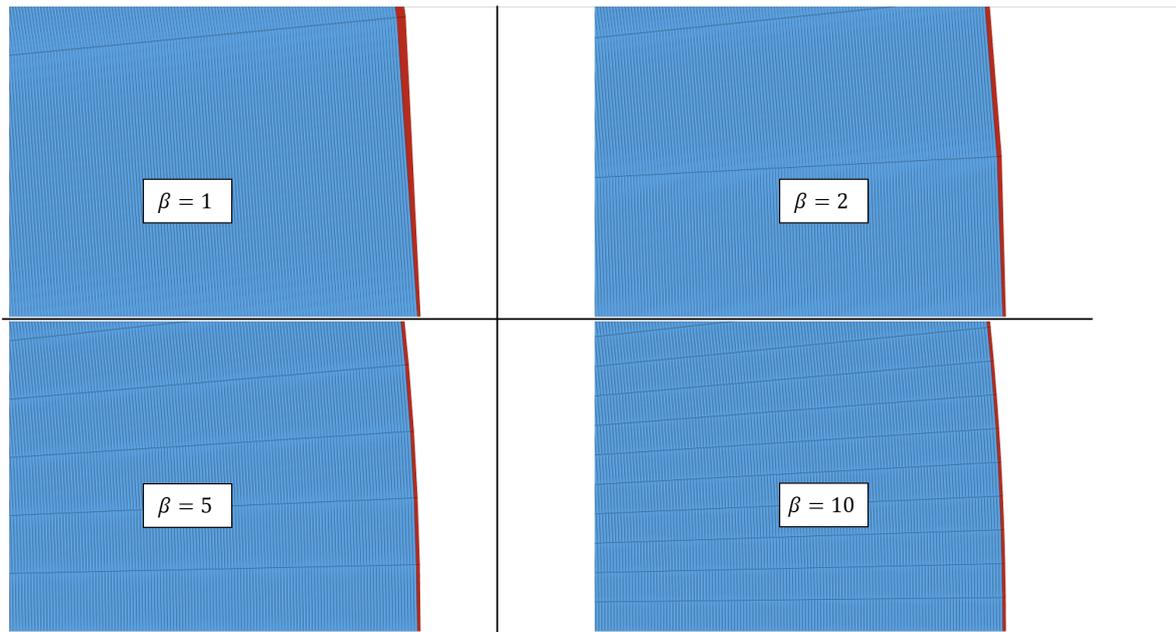


FIGURE 3.15 – Extrémité du maillage radial pour quatre tailles de ballon différentes. Les mailles en rouge sont celles de la surface absorbante, l'aire totale de la surface absorbante varie en même temps que β

Temps de calcul

Le modèle du β -ballon permet donc une meilleure conservation de l'énergie totale au cours du calcul et par conséquent une meilleure précision en champ « lointain ». Dans le but de trouver un équilibre entre précision et temps de calcul, il faut s'assurer que ces modèles ne demandent pas beaucoup plus de ressource de calcul (temps CPU, mémoire, *etc.*) pour aboutir. Pour cela, la première chose à faire est de comparer l'évolution du pas de temps au cours du temps pour différentes tailles de ballon. Le code de calcul Radioss, comme dans la plupart des codes de calculs numériques impose que le pas de temps respecte la condition de Courant Fredrich Lewy (CFL) détaillée au chapitre 1.6. Pour rappel, cette condition impose un pas de temps inférieur au temps mis par l'onde pour traverser la plus petite maille, mathématiquement défini par l'équation 3.19.

$$\Delta t = k \frac{\Delta l}{c + v - w} \quad (3.19)$$

Avec :

- Δt le pas de temps,
- Δl la taille d'une maille,
- v la vitesse matérielle,
- w la vitesse du maillage ALE,
- k un coefficient de CFL < 1 .

c la vitesse du son est définie par la relation 3.20

$$c = \sqrt{\left. \frac{\partial P}{\partial \rho} \right|_s} \quad (3.20)$$

avec :

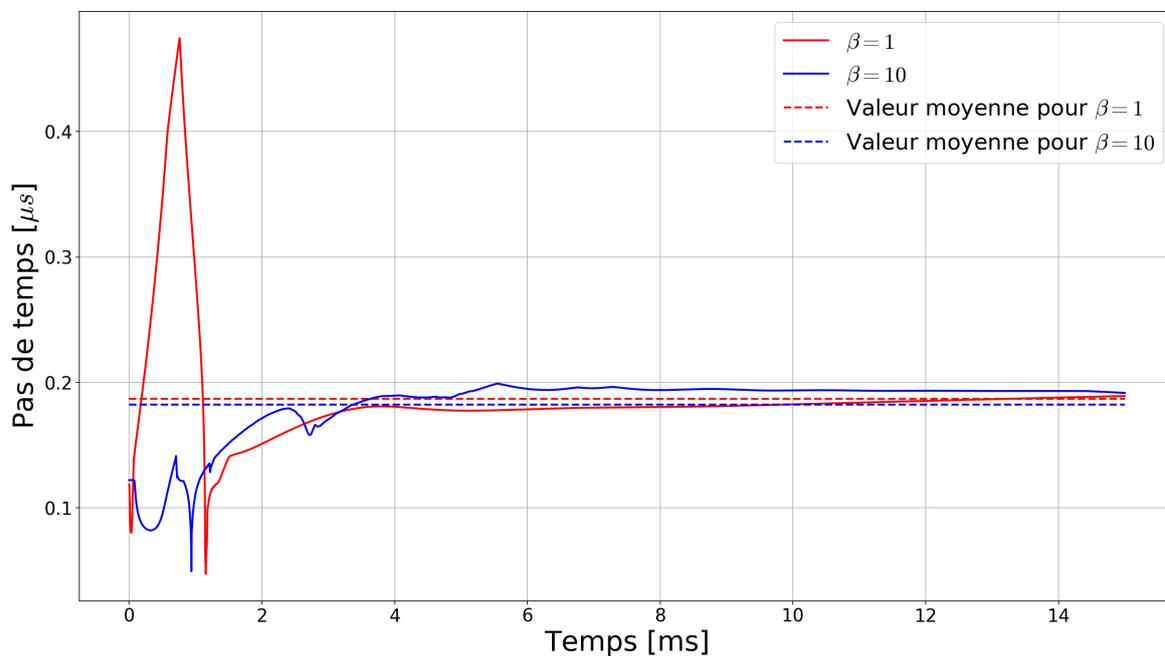
- ρ la masse volumique,
- P la pression.

La figure 3.16 trace l'évolution du pas de temps dt pour deux tailles extrêmes du ballon considérées dans l'étude $\beta = 1$ et $\beta = 10$ afin de mieux mettre en évidence les différences.

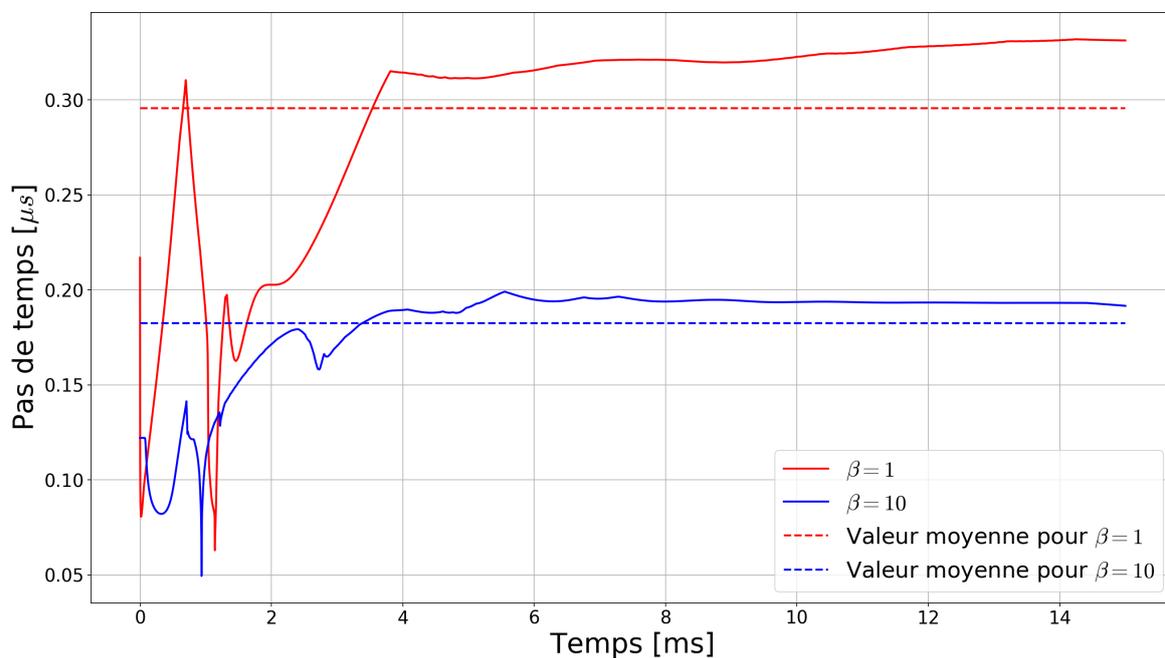
Initialement, le pas de temps du ballon où $\beta = 10$ est inférieur à celui du ballon où $\beta = 1$ et la tendance s'inverse après quelques millisecondes de propagation. En effet, la pression est plus importante dans le petit ballon, donc la vitesse du son l'est également et, par conséquent, le pas de temps est plus faible. Les niveaux de pression plus élevés observés pour de β -ballons à des distances supérieures à $1.5\text{m.kg}^{-1/3}$ (voir figure 3.6a) font diminuer le pas de temps par rapport aux petits ballons après quelques millisecondes. Cette deuxième phase dure plus longtemps que la première et donc le pas de temps moyen du modèle où $\beta = 10$ est plus petit que celui où $\beta = 1$ (courbes en pointillé sur la figure 3.16). Entre les deux modèles de ballon ($\beta = 1$ et $\beta = 10$) le maillage est strictement identique s'il est cartésien. En revanche, il est légèrement modifié s'il est radial. Ainsi, la taille de maille est plus petite à l'intérieur du ballon, ce qui explique la différence plus importante pour le maillage radial.

La condition de CFL est une condition nécessaire mais non suffisante, par conséquent le coefficient k dans la relation (3.19) est renseigné par l'utilisateur et doit être inférieur à 1. Dans les comparaisons effectuées jusqu'ici, il a été fixé à $k = 0.1$ pour assurer la stabilité de tous les modèles. Cependant, étant donné que les gradients sont moins importants sur les β -ballons, la stabilité est plus facilement atteignable et par conséquent le facteur k peut être augmenté. Les calculs ont donc été relancés pour des valeurs de k allant de 0.1 à 0.9 par palier de 0.2. Il se trouve que tous les calculs avec le maillage cartésien sont stables pour un coefficient de 0.9, ce qui est dû à la régularité du maillage. À l'inverse, seuls les modèles où $\beta = 5$ à 10 convergent si k est supérieur à 0.7 et que le maillage est radial. La figure 3.17 montre donc la moyenne du pas de temps en fonction de β en prenant en compte le coefficient k maximum assurant la convergence.

Avec le maillage cartésien, le gain est plus significatif sur la précision, mais il se fait au prix d'un temps de calcul presque deux fois plus long. En revanche, pour le maillage radial, non seulement les modèles avec des β élevés permettent une meilleure précision sur le pic de pression, en champ lointain, mais ils permettent également de diminuer le temps de calcul d'un facteur 8.



(a) Maillage radial



(b) Maillage cartésien

FIGURE 3.16 – Évolution du pas de temps en fonction du temps pour deux tailles de rayon de ballon ($\beta = 1$ et $\beta = 10$). Maillage radial 3.16a et cartésien 3.16b.

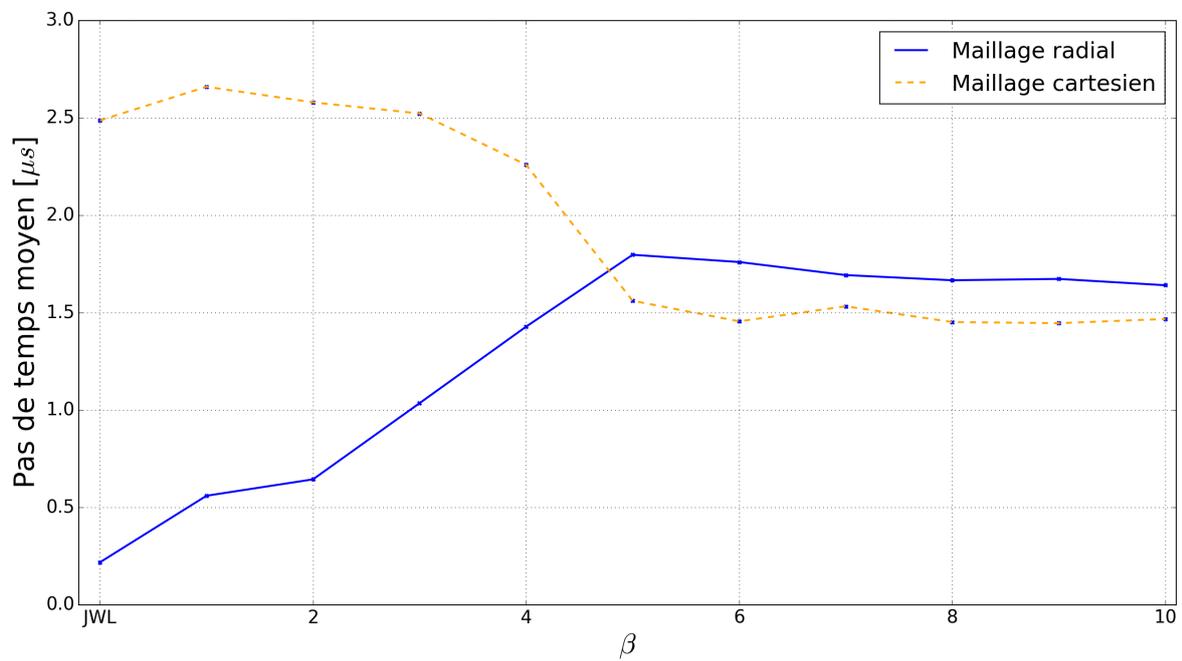


FIGURE 3.17 – Évolution de la moyenne du pas de temps en fonction de la taille du ballon et de la géométrie du maillage (cartésienne ou radiale).

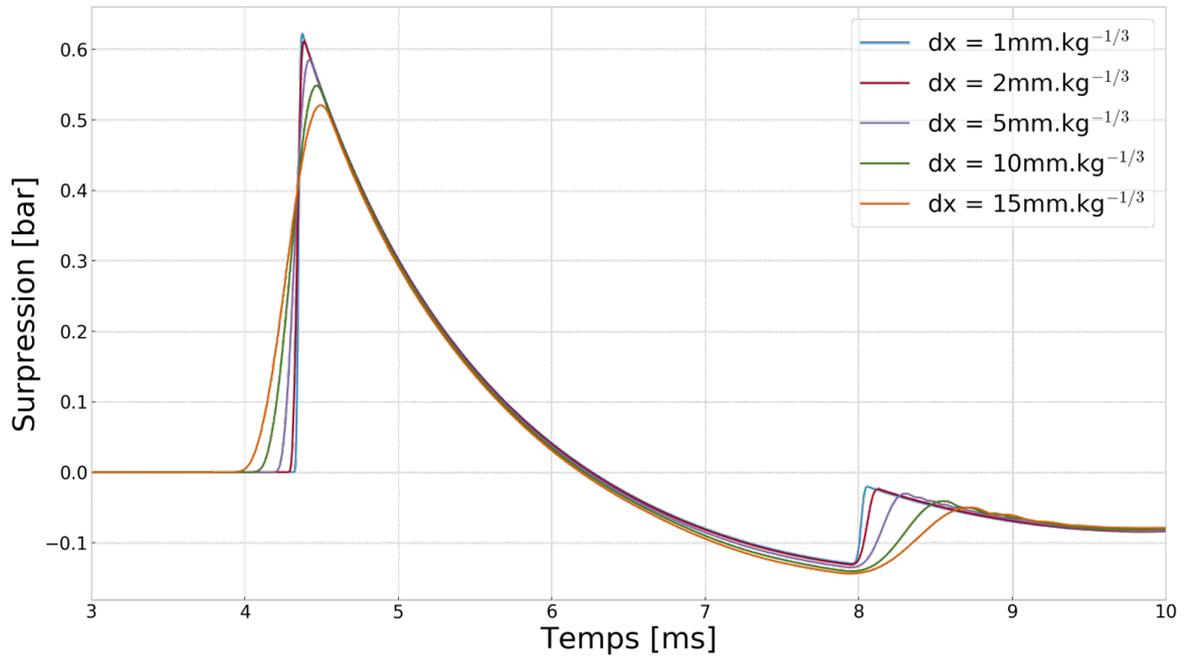
3.3 Influence de la taille de maille

La longueur d'onde d'une onde souffle est définie comme la longueur de sa phase positive (durée de cette phase multipliée par la célérité de l'onde) et est donnée dans différentes références (UFC 3-340-2 [1], Kinney-Grahamn [34] *etc.*). Afin de bien décrire numériquement le signal, il convient d'avoir au minimum 5 à 10 éléments dans cette longueur d'onde. Or elle est très petite lors des premiers instants de l'explosion d'après les abaques [1] et donc le pas de maillage doit également être petit. L'utilisation d'un β -ballon et donc la non-prise en compte de la propagation en champ proche devrait permettre d'augmenter la taille de maille tout en conservant l'exigence des 5 à 10 éléments dans la longueur de la phase positive. Ainsi les calculs précédents sont repris avec des tailles de mailles réduites de $1\text{cm.kg}^{-1/3}$ à $15\text{ cm.kg}^{-1/3}$. De plus, l'augmentation de la taille des éléments va entraîner, de facto, une augmentation de la viscosité artificielle, et par conséquent, un bénéfice accru du β -ballon, censé pallier ce problème. Cependant, à taille de ballon égale, la précision sera moins bonne et la forme de l'onde va également être modifiée à cause de l'amortissement numérique plus important pour les grandes tailles d'éléments. Les figures 3.18 montrent en particulier l'évolution du profil de pression en fonction du temps à $Z = 3\text{m.kg}^{-1/3}$ pour toutes les tailles de mailles réduites étudiées sur le maillage radial.

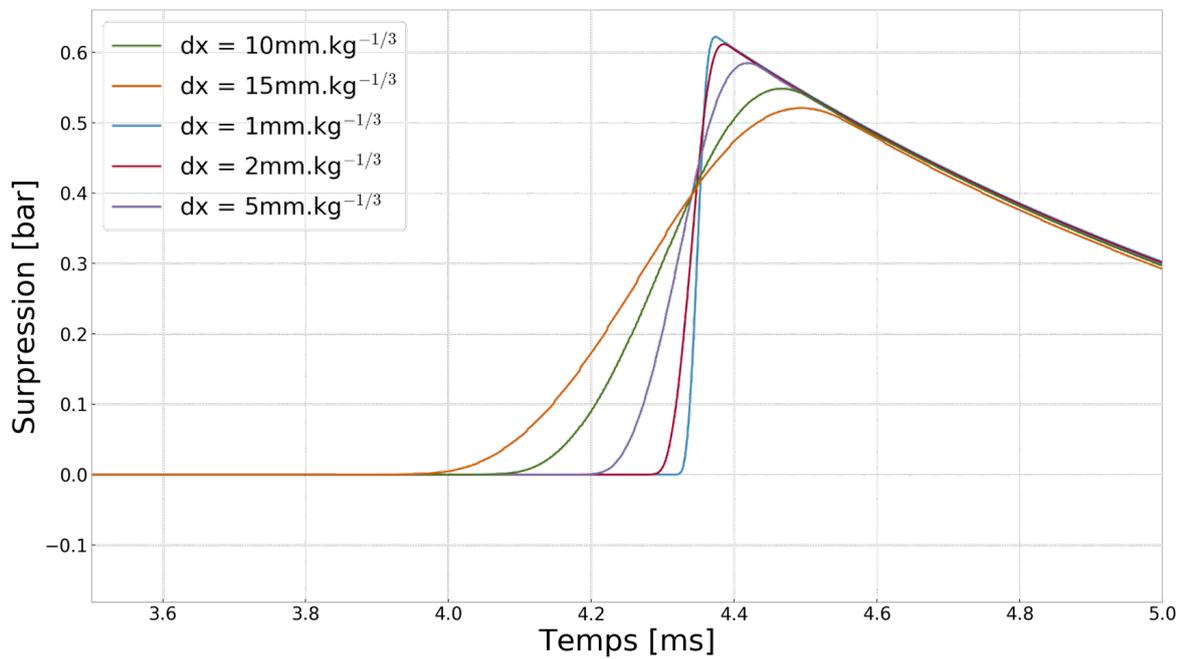
L'augmentation de la viscosité artificielle via celle de la taille de maille va aplanir l'onde de souffle. Le pic de surpression va donc être diminué, ce qui réduit la précision du calcul numérique, ce qui est attendu. Cependant, le front de montée en pression n'est plus raide, et l'aire sous la courbe de pression (c'est-à-dire l'impulsion) est augmentée ce qui augmente, théoriquement la précision du calcul numérique. Dans notre cas, cette augmentation est, cependant, totalement artificielle. En effet, si la forme de l'onde change, le chargement varie également. Or une pente moins raide, à pression et impulsion équivalente, sera moins pénalisante pour la structure. Donc l'impulsion ne peut pas être considérée comme une mesure fiable de la précision du calcul numérique pour la sensibilité au pas de maillage. C'est pourquoi seuls les graphiques de surpression maximum sont montrés dans la suite.

La diminution de la taille de maille entraîne l'augmentation de la mémoire nécessaire pour mailler le modèle ainsi que le temps de calcul. Sur le maillage cartésien, ce dernier est trop important pour une taille d'éléments de 1mm. Donc, la taille de maille la plus petite sera de 2mm sur cette forme de maillage.

La première donnée relevée est la distance critique à laquelle la modélisation du « β -ballon» devient plus précise que celle où l'équation d'état JWL est utilisée pour décrire la détente des produits de détonation. Cette distance, notée d_β précédemment, évolue avec la taille de maille réduite (figure 3.19).

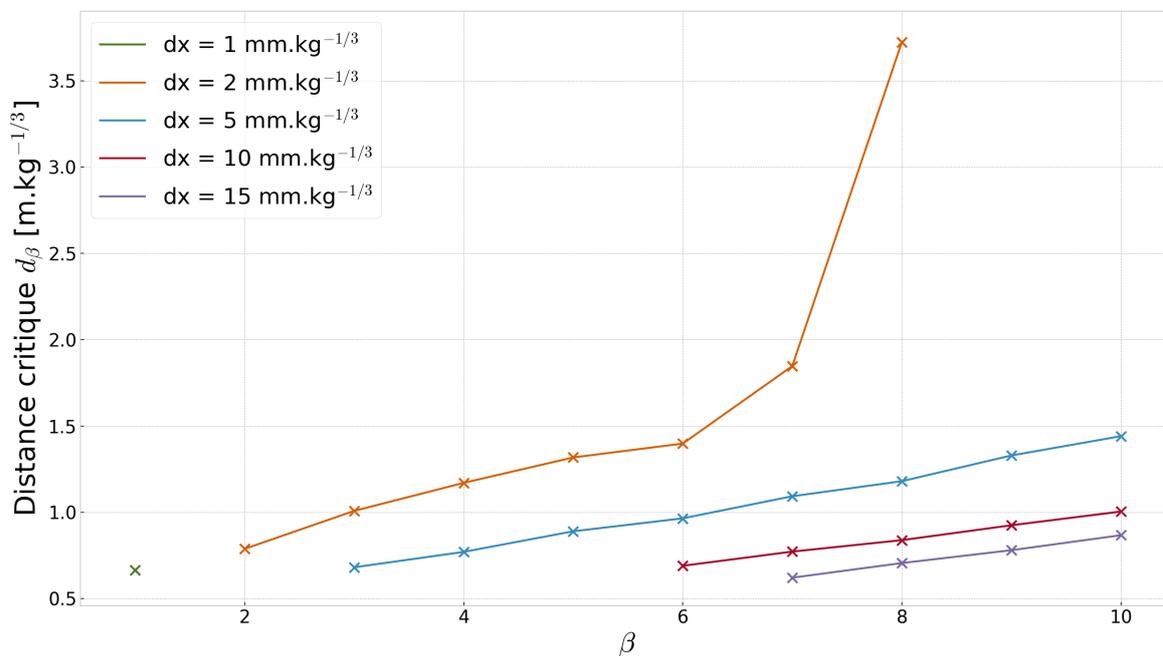


(a) Enregistrement sur la durée totale de l'onde de choc.

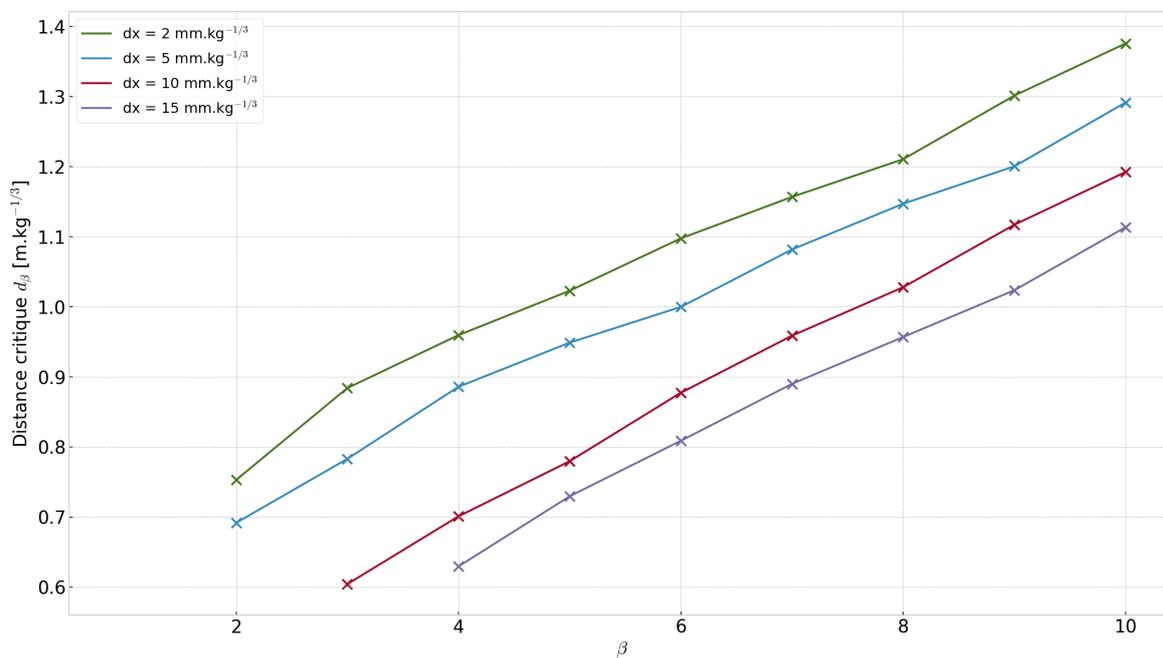


(b) Zoom sur le front de montée

FIGURE 3.18 – Profil temporel de pression à $Z = 3\text{m.kg}^{-1/3}$ pour cinq tailles de mailles réduites différentes et $\beta = 1$



(a) Maillage radial



(b) Maillage cartésien

FIGURE 3.19 – Évolution de la distance critique d_β en fonction du rayon du ballon β et de la taille de maille réduite. Maillage radial 3.19a et cartésien 3.19b

Tous les couples (distance réduite- β) au-dessus des courbes représentant d_β sont plus précis que la modélisation par le modèle JWL à distance réduite équivalente. Ils correspondent à la zone hachurée présentée pour $dx = 5 \text{ mm.kg}^{-1/3}$ aux figures 3.11a et 3.11b. Les graphiques spécifiques à chaque taille de maille sont présentés en annexe C.2. Sur le maillage radial, la courbe $dx = 1 \text{ mm.kg}^{-1/3}$ n'est composée que d'un seul point car seul le ballon de taille équivalent à l'explosif initial est plus précis que le modèle JWL quelle que soit la distance réduite. Le même phénomène est observé pour les ballons de $\beta = 8$ à $\beta = 10$ pour la taille de maille de $2 \text{ mm.kg}^{-1/3}$. À l'opposé, pour de grosses tailles d'éléments ($15 \text{ mm.kg}^{-1/3}$), tous les ballons de $\beta = 1$ à $\beta = 7$ sont plus précis que le modèle JWL quelle que soit la distance réduite. Ainsi, le β -ballon présente assez peu de bénéfices pour les petites tailles de mailles, mais il est plus précis sur une plage de distance beaucoup plus importante si le maillage est plus grossier.

De plus, il semblerait exister une taille de maille en dessous de laquelle le modèle du ballon ne présente pas ou peu d'intérêt. Cette dernière serait alors intrinsèquement liée à la taille du ballon et à la géométrie du maillage. Sur le modèle radial, cette taille d'élément « critique » est observée entre 1 et $2 \text{ mm.kg}^{-1/3}$ pour les ballons de $\beta < 8$ et entre 2 et $5 \text{ mm.kg}^{-1/3}$ pour ceux supérieurs à 8 fois le rayon initial de la charge.

Les résultats sur le maillage cartésien sont similaires, c'est-à-dire que pour une taille de ballon donnée, la distance critique diminue si la taille de maille augmente. Encore une fois, le « β -ballon » bénéficie plus aux modèles les moins précis, ici ceux avec une taille de maille plus grossière. Une autre ressemblance est l'orientation des courbes bien parallèle (comme celle de $dx = 15, 10$ et $5 \text{ mm.kg}^{-1/3}$ sur l'autre maillage).

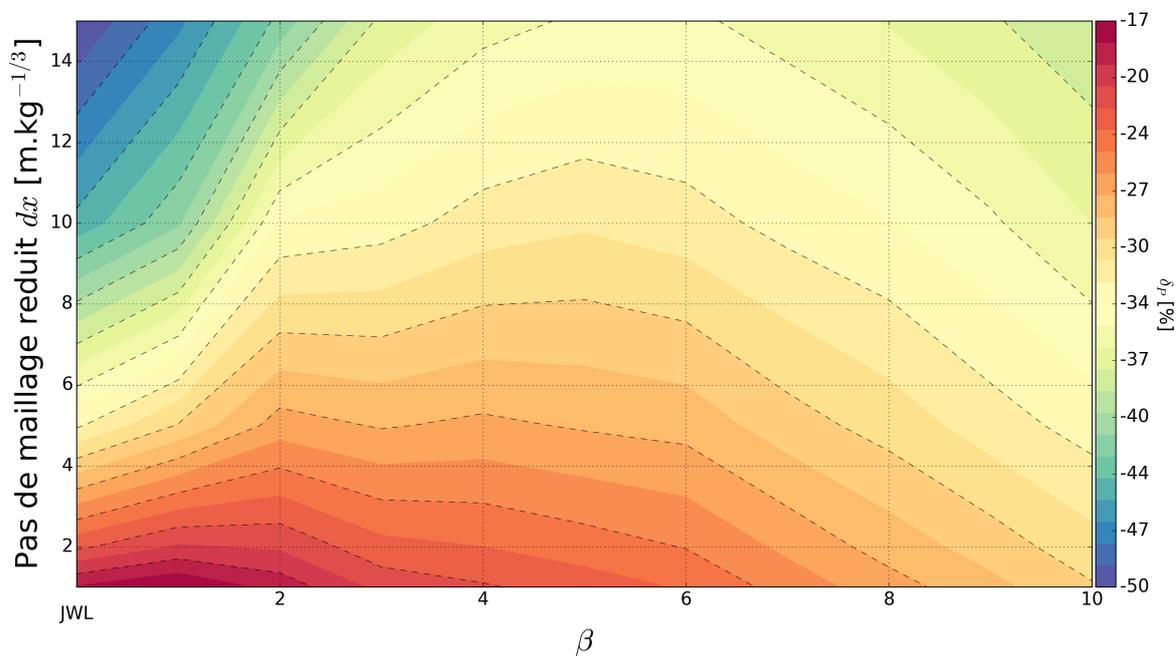
Il convient aussi de s'intéresser à la précision moyenne des modèles de ballon, la figure 3.20 montre donc l'évolution de l'écart moyen avec l'UFC δ_p en fonction de la taille d'élément et de celle du ballon. Les zones les plus précises sont affichées en rouge foncé, et les moins proches de la référence en bleu.

Les deux graphiques affichent une cohérence jugée satisfaisante, notamment pour les zones donnant une suppression éloignée de celle de l'UFC 3-340-2 qui sont rassemblées en haut à gauche, pour des petits ballons et de grandes mailles. De plus, le gradient de couleur est essentiellement vertical dans les deux cas, ce qui indique une plus grande sensibilité de la réponse à la taille de maille par rapport à la taille du ballon.

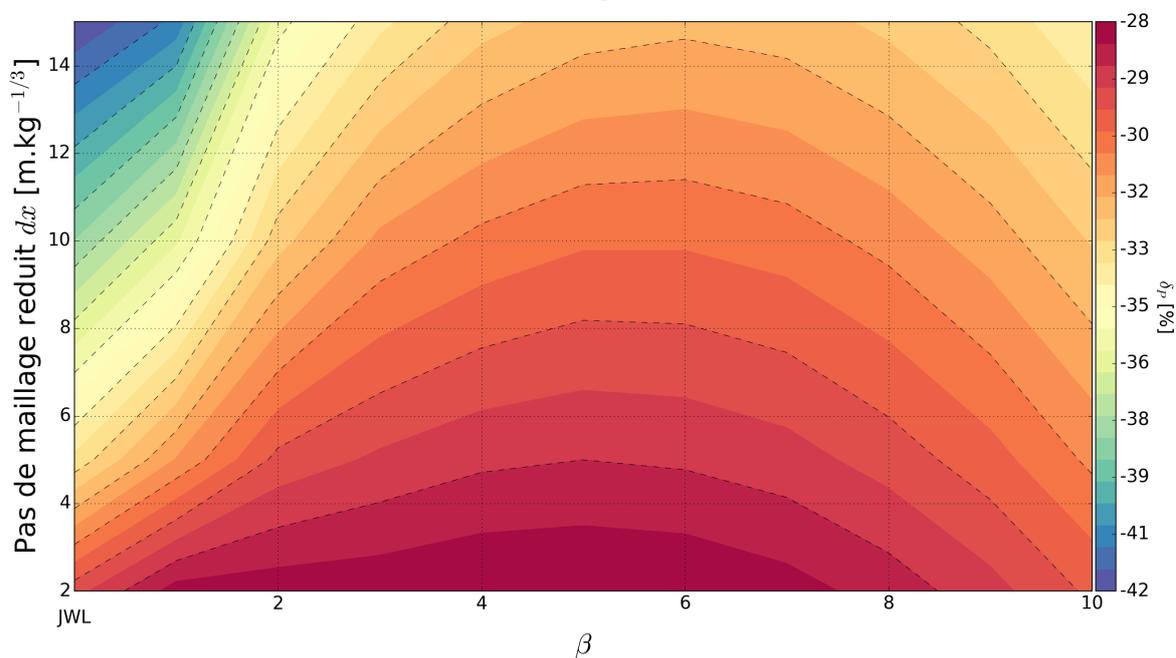
La notion de taille de ballon idéale évoquée dans le paragraphe 3.2.4 est toujours présente. Il est possible de l'observer en suivant l'horizontale correspondant à une taille de maille ou en cherchant les maxima des courbes isovaleurs (en pointillé) qui donnent la taille de ballon permettant le maillage le plus grossier sans perdre de précision. Plus le pas de maillage augmente, plus la taille du ballon assurant la meilleure précision moyenne augmente. En effet, plus la taille de maille augmente plus la viscosité artificielle est importante et il faut donc un plus β -ballon pour compenser les pertes d'énergie liées à cette taille de maille.

De plus, la valeur du maximum des courbes traçant les isovaleurs de δ croît très rapidement à mesure que la précision recherchée diminue (c'est-à-dire à mesure que les couleurs tendent vers le bleu). Cela indique qu'il est possible d'augmenter la taille de maille de manière très significative en utilisant un β -ballon, pour modéliser la détente des produits de détonation, si l'écart initial avec l'UFC est important.

Par exemple, si l'on suit la courbe des isovaleurs partant de la taille de maille utilisée dans le paragraphe 3.2.4 ($dx = 5 \text{ m.kg}^{-1/3}$) sur le maillage radial, il est possible d'augmenter la



(a) Maillage radial



(b) Maillage cartésien

FIGURE 3.20 – Évolution de l'écart avec l'UFC en fonction de la taille du ballon (abscisses) et de la taille de maille (ordonnées) pour le maillage radial 3.20a et cartésien 3.20b

taille de maille réduite à, environ, $12\text{m.kg}^{-1/3}$ sans perdre la précision de 32% vis-à-vis de l'UFC. Si l'on fait le même exercice sur le maillage cartésien, le gain est encore plus impressionnant, la courbe sort du graphique qui est limité à $dx = 15\text{m.kg}^{-1/3}$, et donc la taille de maille maximum est supérieure à trois fois celle nécessaire pour le modèle JWL pour une précision équivalente (environ 35%).

L'augmentation de la taille de maille se traduit directement par une diminution du temps de calcul et de post-traitement à précision équivalente par rapport au modèle JWL ou au ballon de $\beta = 1$ décrit par Brode ou Blanc. La mesure effectuée sur les modèles réalisés à 5 et $10\text{m.kg}^{-1/3}$ estime le gain à 80% du temps de calcul. Une deuxième façon de voir les choses est qu'il est possible de gagner 4% de précision sur le pic de pression en utilisant un β -ballon de rayon deux fois plus gros et en conservant le maillage initial de $5\text{m.kg}^{-1/3}$, cet aspect a déjà été évoqué dans le paragraphe 3.2.4.

3.4 Conclusion

Il n'est pas envisageable, à l'échelle d'un bureau d'étude structure et en s'appuyant sur des codes commerciaux, de chercher à reproduire fidèlement la détonation d'une charge explosive incluant les effets en champ proche. En effet, le nombre de mailles nécessaires pour obtenir les valeurs de pression et de vitesse de Chapman-Jouguet dans l'explosif ne permet pas de réaliser le dimensionnement d'une structure en béton armé dans un délai acceptable, pour un client ou un chef de projet. De plus, les réactions chimiques se produisant à l'intérieur de la boule de feu ne peuvent pas être modélisées fidèlement à l'aide des outils numériques commerciaux actuels. Par conséquent, une méthode négligeant le champ proche a été proposée et évaluée dans ce chapitre : le « β -ballon». Basée sur la modélisation du ballon de Brode, cette méthode consiste à considérer un «état détoné moyen» quelques instants après la détonation en augmentant le rayon du ballon contenant les produits de détonation. L'équation d'état des gaz parfaits est utilisée pour décrire la détente des gaz contenus à l'intérieur.

Dans les modèle du β -ballon, l'énergie et la masse de l'explosif sont conservées, mais réparties sur un volume plus important. Ceci explique que les gradients des grandeurs thermodynamiques (pression, masse volumique, énergie) sont moins importants et, par conséquent, justifie l'assimilation des produits de détonation à des gaz parfaits. Une autre conséquence directe est la meilleure conservation de l'énergie au cours du calcul qui en découle, elle permet d'obtenir des valeurs de surpression et d'impulsion en moyenne plus conformes avec les valeurs expérimentales (tirées de l'UFC 3-340-2). Plus spécifiquement, en champ proche de la charge le modèle du « β -ballon» sous-estime la référence, de manière croissante, à mesure que la taille du ballon augmente. Cependant, il existe une distance critique voisine de $1\text{m.kg}^{-1/3}$ à partir de laquelle cette nouvelle méthode devient plus précise que la méthode initiale (utilisant l'équation d'état JWL). Au final, le gain en précision vis-à-vis de l'UFC 3-340-2 à $5\text{m.kg}^{-1/3}$ est d'environ 10% pour la surpression et l'impulsion pour la taille de maille de $5\text{mm.kg}^{-1/3}$ utilisée initialement.

L'étude de sensibilité à la taille de maille confirme cette tendance à la différence que la distance critique va dépendre du rayon du ballon et de la taille de maille. Cependant, cette dernière a un effet direct sur la viscosité artificielle, si le maillage est suffisamment raffiné, la viscosité et la perte d'énergie sont faibles et le modèle initial est précis. La modélisation par JWL est alors plus précise que le « β -ballon», quelle que soit la distance à la charge ou la taille du ballon considéré. Lorsque la taille de maille grossit, le « β -ballon» donne rapidement des valeurs de surpression et d'impulsion plus proche de l'UFC 3-340-2. Le même phénomène est observé sur les deux types de maillages étudiés (radial et cartésien).

Les deux géométries de maillages donnent qualitativement les mêmes résultats, cependant cette nouvelle méthode présente de plus grands bénéfices sur le maillage cartésien, initialement moins précis. Ainsi, il est possible de conclure que le modèle du « β -ballon» améliore la précision numérique d'autant plus que le modèle initial est peu précis.

À l'inverse, si l'on cherche à diminuer le temps de calcul à précision équivalente, les gains sont plus spectaculaires. En effet, d'après la conclusion précédente, plus la taille de maille va augmenter, plus le β -ballon sera bénéfique vis-à-vis de la modélisation par JWL. Il est donc possible de multiplier la taille de maille par deux ou trois sans perdre de précision et par conséquent de diminuer la durée du calcul de 80%.

Si ce chapitre se concentre sur les avantages du ballon vis-à-vis du modèle reposant sur

l'utilisation de l'équation d'état JWL, classiquement utilisée dans le cadre d'une modélisation numérique, par un algorithme mixte éléments/volumes finis, il serait intéressant d'y ajouter une libération d'énergie continue pour simuler les réactions post-détonations appelée « afterburning ». Cette méthode, présente dans la recherche depuis longtemps, se développe dans les codes commerciaux mais elle n'est pas encore adaptée pour la modélisation du ballon. De plus, les algorithmes mixtes ne sont pas les seuls capables de traiter de la propagation aérienne d'une onde. La méthode des volumes finis est, elle, intrinsèquement conservative en énergie et présente de bien meilleurs résultats par rapport à l'UFC 3-340-2. Cependant, elle n'est pas adaptée au calcul de structures et, au moment de cette étude, ne pouvait pas être intégrée à un calcul complet de dimensionnement de structures de génie civil.

Afin de pouvoir éventuellement utiliser les volumes finis, il est intéressant de regarder l'importance de la prise en compte de l'interaction fluide structure pour le dimensionnement final du bâtiment. En effet, si elle est négligeable il pourra être possible d'utiliser directement une méthode conservative en énergie pour la modélisation de la propagation d'une onde de souffle. Le calcul serait alors à la fois plus précis et plus rapide, le prochain chapitre à donc pour but d'estimer les effets de l'interaction fluide structure dans le cas d'une explosion aérienne sur un bâtiment, classique, en béton.

3.5 Références

- [1] National institute of building science. UNIFIED FACILITIES CRITERIA (UFC) : Structures to Resist the Effects of Accidental Explosions; 2014. UFC 3-340-02. [108](#), [135](#)
- [2] Chavez DE. BOM : THE NEXT GENERATION OF HIGH PERFORMANCE EXPLOSIVES. Los Alamos National Lab.(LANL), Los Alamos, NM (United States); 2019. [110](#)
- [3] La réglementation REACH;. <http://www.ecologique-solidaire.gouv.fr/reglementation-reach>. [110](#)
- [4] Elia T. Etude Théorique et Expérimentale de l'amorçage Par Choc et de La Détonation de Compositions Énergétiques Intégrant Des Additifs Oxydants et Métalliques Réactifs. [Thesis]. Institut polytechnique de Paris; 2019. [110](#)
- [5] Chuzeville VP. Amorçage En Détonation Des Explosifs Hétérogènes de Type Coulé Fondu : Etablissement de Corrélations Entre Microstructure et Réactivité [Thesis]. Université Paris-Saclay (ComUE); 2016. [110](#)
- [6] Cooper PW. Explosives Engineering. New York, NY : Wiley-VCH; 1997. [111](#), [114](#)
- [7] Kamlet MJ, Dickinson C. Chemistry of Detonations. III. Evaluation of the Simplified Computational Method for Chapman-Jouguet Detonation Pressures on the Basis of Available Experimental Information. The Journal of Chemical Physics. 1968;48(1) :43–50. [111](#), [112](#), [113](#)
- [8] Keshavarz M. A Simple Approach for Determining Detonation Velocity of High Explosive at Any Loading Density. Journal of Hazardous Materials. 2005 May;121(1-3) :31–36. [111](#), [112](#), [113](#)
- [9] Edri I, Feldgun VR, Karinski YS, Yankelevsky DZ. Afterburning Aspects in an Internal TNT Explosion. International Journal of Protective Structures. 2013 Mar;4(1) :97–116. [111](#), [114](#)
- [10] Lu JP. Evaluation of the thermochemical code-CHEETAH 2.0 for modelling explosives performance. Defense science and technology organisation victoria (Australia); 2001. [112](#)
- [11] Meyer R, Köhler J, Homburg A. Explosives. John Wiley & Sons; 2016. [112](#)
- [12] Berthelot M. Explosives and their power. J. Murray; 1892. [112](#)
- [13] Walker F. A Comparison of the Classical and a Modern Theory of Detonation. Le Journal de Physique IV. 1995;5(C4) :C4–231. [113](#)
- [14] Souers P, Kury J. Comparison of Cylinder Data and Code Calculations for Homogeneous Explosives. Propellants, Explosives, Pyrotechnics. 1993;18(4) :175–183. [113](#), [115](#)
- [15] Kury JW, Breithaupt RD, Tarver CM. Detonation Waves in Trinitrotoluene. Shock Waves. 1999 Aug;9(4) :227–237. [113](#)
- [16] Dobratz BM. Properties of Chemical Explosives and Explosive Simulants. comp. and ed.; California Univ., Livermore (USA). Lawrence Livermore Lab.; 1972. UCRL-51319; UCRL-51319(REV.1). [xiii](#), [113](#), [118](#)

- [17] Crawford P, Dobratz B. LNL Explosives Handbook : Properties of Chemical Explosives and Explosive Simulants. Livermore : Lawrence Livermore National Laboratory. 1985;. 114, 115, 118
- [18] Pan L, Sheng W. The Scalar Zeldovich–von Neumann–Döring Combustion Model (I) Interactions of Shock and Detonation. *Nonlinear Analysis : Real World Applications*. 2009;10(1) :483–493. 114
- [19] Poef S. Équations d'état des produits de détonation des explosifs solides. ISAE-ENSMA Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique - Poitiers; 2018. 114
- [20] Dewey JM. The Air Velocity in Blast Waves from t.n.t. Explosions. *Proceedings of the Royal Society of London A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*. 1964 Jun;279(1378) :366–385. 114
- [21] Taylor G. Taylor_1950.I. *Proceedings of the Royal Society of London Series A, Mathematical and Physical Sciences*. 1950;p. 159–174. 114
- [22] Sakurai A. On the Propagation and Structure of the Blast Wave, I. *Journal of the Physical Society of Japan*. 1953;8(5) :662–669. 114
- [23] Bach GG, Lee JHS. An Analytical Solution for Blast Waves. *AIAA Journal*. 1970;8(2) :271–275. 114
- [24] Brode HL. Blast Wave from a Spherical Charge. *Physics of Fluids*. 1959;2(2) :217. 114
- [25] Lee E, Hornig H, Kury J. Adiabatic Expansion of High Explosive Detonation Products. Univ. of California Radiation Lab. at Livermore, Livermore, CA (United States); 1968. 114
- [26] Cowan R, Fickett W. Calculation of the Detonation Properties of Solid Explosives with the Kistiakowsky-Wilson Equation of State. *The Journal of Chemical Physics*. 1956;24(5) :932–939. 115
- [27] Kopyshv VP, Medvedev AB, Khrustalev VV. Equation of State of Explosion Products on the Basis of a Modified Van Der Waals Model. *Combustion, Explosion and Shock Waves*. 2006 Jan;42(1) :76–87. 115
- [28] Shin YS, Chisum JE. Modeling and Simulation of Underwater Shock Problems Using a Coupled Lagrangian—Eulerian Analysis Approach. *Shock and Vibration*. 1997;4(1) :1–10. 115
- [29] Larcher M, Casadei F. Explosions in Complex Geometries — A Comparison of Several Approaches. *International Journal of Protective Structures*. 2010 Jun;1(2) :169–195. 115
- [30] Catlin C, Ivings M, Myatt MS, Ingram D, Causon D, Qian L. Explosion Hazard Assessment : A Study of the Feasibility and Benefits of Extending Current HSE Methodology to Take Account of Blast Sheltering; 2001. 115
- [31] Blanc L, Santana Herrera S, Hanus JL. Simulating the Blast Wave from Detonation of a Charge Using a Balloon of Compressed Air. *Shock Waves*. 2018 Jul;28(4) :641–652. 115, 121

- [32] Tang J. Free-Field Blast Parameter Errors from Cartesian Cell Representations of Bursting Sphere-Type Charges. *Shock Waves*. 2008 Jun;18(1) :11–20. [117](#)
- [33] Han Y, Liu H. Finite Element Simulation of Medium-Range Blast Loading Using LS-DYNA. *Shock and Vibration*. 2015;2015 :1–9. [118](#)
- [34] Kinney GE, Graham KJ. *Explosive Shocks in Air*. Springer Berlin Heidelberg; 1985. [135](#)

CHAPITRE 4

INFLUENCE DE L'INTERACTION FLUIDE-STRUCTURE

Sommaire

4.1 Rappel bibliographique	152
4.1.1 Modèle d'interaction linéaire	152
4.1.2 Modèle d'interaction non-linéaire	153
4.1.3 Modèle d'interaction numérique	155
4.2 Modèle du ressort à un degré de liberté	158
4.2.1 Calcul des paramètres du ressort à un degré de liberté	160
4.2.2 Valeurs types du ressort dans trois configurations	166
4.3 Calcul analytique	167
4.3.1 Force constante - Structure linéaire	167
4.3.2 Force constante - structure non-linéaire	171
4.4 Modélisation numérique	174
4.4.1 Modèle mixte éléments finis / volumes finis	174
4.4.2 Modèle par différences finies	181
4.4.3 Détails de l'étude paramétrique	182
4.5 Résultats	184
4.5.1 Structure linéaire, force constante	184
4.5.2 Structure non-linéaire, force constante	186
4.5.3 Structure linéaire, onde de souffle	191
4.5.4 Structure non-linéaire - onde de souffle	199
4.6 Incidence sur le temps de calcul	200
4.6.1 Gain en temps de calcul	200
4.6.2 Exemple d'application	201
4.7 Conclusion	204
4.8 Références	205

Introduction

Dans le cas d'un chargement par onde de souffle, pour une structure donnée (matériaux et géométrie), plusieurs cas dimensionnants sont alors à considérer en fonction de l'intensité de la pression et de la durée de l'impulsion. Une approche méthodologique est donnée dans [1], elle se base sur un diagramme iso-dommage dans le plan pression-impulsion (appelé aussi diagramme P-I). Pour construire ces courbes, les auteurs se basent sur l'étude analytique d'un système à un degré de liberté soumis à une onde de souffle, méthode introduite par Biggs [2] en 1964. La méthode présentée, bien que plus évoluée que les diagrammes P-I ou encore la méthode statique équivalente, ne prend toutefois pas en compte l'interaction entre le fluide et la structure (nommée aussi de manière abrégée « IFS » dans la suite du document). Or dans certains domaines de pression et d'impulsion, la prise en compte de l'IFS permet de traiter des cas dimensionnants bien plus réalistes. Cependant, le coût associé à cette prise en compte reste important, notamment dans le cadre de la conception d'une structure en génie civil. Pour évaluer les effets de l'interaction fluide-structure, il demeure essentiel de s'intéresser à l'onde de souffle arrivant depuis le milieu fluide. Elle aborde la structure qui offre un point d'arrêt aux différents flux de masse, d'énergie et de quantité de mouvement. D'un point de vue simplifié, selon le théorème de Bernoulli, la vitesse particulière du fluide diminuant fortement, la pression augmente lors du contact avec la structure.

La pression générée par une explosion sur un obstacle va ainsi augmenter significativement (entre 2 et 17 fois selon le nombre de Mach de l'onde incidente) après que l'onde se soit réfléchi sur la structure. L'onde repartant dans le sens inverse à la propagation incidente est appelée onde réfléchi (voir la bibliographie dédiée au chapitre 1.4). Le chargement appliqué par une onde de choc sur une structure est la pression réfléchi. Ce chargement détermine directement les déformations de la structure et donc son dimensionnement pour un bâtiment donné. De manière analogue, le déplacement de la structure va offrir plus d'espace à la propagation du fluide, ce qui affecte l'écoulement du fluide sur la paroi et par conséquent la forme de l'onde réfléchi. Ce phénomène de couplage entre le chargement et le déplacement est appelé « interaction fluide-structure ». Les effets principaux de cette interaction sont : décharger la structure lorsqu'elle se déplace dans le sens de l'onde incidente, et la charger lorsqu'elle se déplace en sens inverse [3]. La non prise en compte de l'IFS peut donc amener, dans de rares situations, à sous dimensionner la structure, ce qui pose un problème majeur pour la sécurité des biens et des personnes. Cependant, dans la majorité des situations, l'IFS a un effet bénéfique pour la protection des structures. C'est pourquoi elle a été utilisée pour concevoir des systèmes de protection appelés « systèmes sandwichs » [4], où :

- Une plaque légère subit le choc initial, sa masse étant faible elle va s'accélérer rapidement et donc réduire rapidement l'impulsion transmise de l'air à la structure par transfert d'énergie interne en énergie cinétique communiquée à la plaque,
- La plaque impacte une mousse en aluminium servant à dissiper une partie de l'énergie restante par compaction, déformation ductile et rupture des parois des pores,
- La structure, à l'arrière de ce système sandwich, subit donc des effets de surpression bien moins importants que si elle avait reçu le choc directement.

Que ce soit par l'utilisation de structures sandwichs ou pour optimiser les dimensionnements dans la boucle de conception en génie civil, la prise en compte de l'IFS est une

étape primordiale à la fois pour évaluer les effets réels des explosions sur les structures, mais aussi pour dimensionner au plus juste les ouvrages afin d'optimiser les coûts financiers et l'impact écologique. Cependant, quelle que soit la méthode de couplage utilisée, le calcul de l'IFS prend un temps considérable devant les autres étapes du calcul numérique en schéma explicite. Pour bien en comprendre la raison, il faut se reporter aux notions exposées dans le chapitre 1.6.2 sur les méthodes numériques en schéma explicite où la notion de pas de temps a été détaillée et dont la stabilité du calcul dépend via la condition de CFL. La première raison est que chaque méthode de couplage entraîne des contraintes particulières sur le temps de calcul global, cette notion sera développée dans la suite de ce paragraphe. La seconde raison est que pour toutes les méthodes, le calcul du pas de temps est fait, pour chacune des mailles, selon la formule (1.38) présentée au chapitre 1.6.2 et rappelée ici (relation (4.1)).

$$\Delta t \leq \frac{\Delta l}{c + v - w} \quad (4.1)$$

Avec :

- Δt le pas de temps,
- Δl la taille d'une maille,
- v la vitesse matérielle,
- w la vitesse du maillage,
- k le coefficient de CFL < 1 .

Ensuite, le plus petit pas de temps calculé, sur toutes les mailles, est appliqué à l'ensemble du modèle. Ainsi, pour une maille de fluide (approche eulérienne) notée avec l'indice f et une maille de structure (acier) (approche lagrangienne) notée avec l'indice s , une estimation du pas de temps peut être faite grâce aux équations suivantes ((4.2) et (4.3)), où la vitesse de l'onde de souffle et la vitesse de l'onde de choc engendrée dans la structure sont respectivement voisines de 500 m.s^{-1} et 5000 m.s^{-1} :

$$\Delta t_f = k \frac{\Delta l}{c_f + v_f} = k \frac{\Delta l}{500 + 250} = k \frac{\Delta l}{750} \quad (4.2)$$

$$\Delta t_s = k \frac{\Delta l}{c_s + v_s} = k \frac{\Delta l}{5000 + 50 - 50} = k \frac{\Delta l}{5000} \quad (4.3)$$

Le pas de temps calculé pour la maille de structure est presque 10 fois plus faible que le pas de temps de la maille de fluide, donc le calcul dans le fluide est effectué avec un pas de temps 10 fois inférieur à celui nécessaire. Ainsi, ne pas coupler le fluide et la structure permettrait d'effectuer un premier calcul en phase gaz (de préférence par la méthode des volumes finis, encore appelée CFD pour « Computational Fluid Dynamics ») avec l'hypothèse d'un mur rigide, indéformable et présentant un pas de temps élevé donc un temps de calcul court. La pression réfléchiée sur ce mur rigide est recueillie puis introduite en condition d'entrée d'un second calcul utilisant la méthode des éléments finis en schéma explicite, présentée dans le chapitre 1. De plus, il existe également des avantages pratiques pour l'ingénieur, plus difficilement quantifiables, par exemple :

- Il est fréquent de changer l'épaisseur des murs ou les quantités de ferrailages au cours du projet. Sans IFS, il est possible d'itérer sur la structure uniquement, sans devoir recalculer le chargement qui n'a pas changé.

- Les modèles ainsi séparés sont moins volumineux et donc plus faciles à charger pour un ordinateur. Les post-traitements se font beaucoup plus facilement, notamment ceux de la structure qui demandent beaucoup de mémoire pour réaliser l'enveloppe des déplacements, des déformations et des contraintes pour chaque pas de temps, ou bien d'afficher toutes les déformations plastiques des aciers.
- Les calculs en CFD et en EF reposent respectivement sur des approches en mécanique des fluides et des solides. Ils seront souvent traités par des ingénieurs dédiés.

L'estimation du gain de temps en négligeant l'IFS, réalisée sur un calcul en « condition réelle », est d'environ 50%. Cependant, les déplacements de la structure ne seront pas estimés au plus juste. Le bâtiment sera donc surdimensionné au préjudice de l'aspect économique et environnemental.

Les objectifs de ce chapitre sont donc de :

- Poser les concepts élémentaires visant à compléter les approches analytiques de type Single Degree of Freedom (SDOF) (voir paragraphe 4.2) ou sans couplage, en y intégrant les effets de l'interaction fluide-structure,
- Quantifier les effets de l'interaction fluide-structure dans différents scénarii bien identifiés,
- Déterminer quels paramètres ou quel jeu de paramètres (pression, impulsion, rigidité et/ou masse de la structure) influencent le plus le dimensionnement en Génie Civil (GC) lors de la prise en compte des effets de l'IFS.

Afin d'établir le pré dimensionnement d'une structure de GC, l'enjeu consiste à répondre à des scénarii probables plutôt qu'à une menace exacte. Les grandeurs privilégiées pour définir la menace seront l'équivalent TNT et la distance à la charge, et le déplacement maximum pour la caractérisation de la réponse de la structure impactée. Si ce n'est pas une estimation précise du dimensionnement de la structure, elle a le mérite d'être indépendante du type de bâtiment (béton armé ou charpente métallique) et elle s'applique parfaitement à des structures simplifiées comme des ressorts ou des pistons. L'écart entre deux calculs avec et sans IFS est noté Δ_{IFS} et est défini selon la relation (4.4) :

$$\Delta_{IFS} = \frac{d_{max}(\text{sans IFS}) - d_{max}(\text{avec IFS})}{d_{max}(\text{avec IFS})} \quad (4.4)$$

Une première partie est consacrée à l'étude bibliographique spécifique à l'interaction fluide-structure. Plus précisément, des travaux analytiques sur les structures sandwichs seront abordés avant de s'intéresser aux aspects plus numériques sur les différentes façons de réaliser l'interaction fluide-structure dans les logiciels de calcul commerciaux disponibles. Les avantages et inconvénients spécifiques à chaque méthode seront traités afin de comprendre les limites des modèles actuels. L'étude bibliographique montrera également qu'à ce jour, il n'y a pas de consensus sur le (ou les) paramètre(s) qui influe(nt) principalement sur l'IFS.

Dans la continuité des études précédentes, le code de calcul numérique utilisé pour cette étude est Radioss v2019. Malheureusement il ne possède pas la capacité d'enregistrer la pression sur une surface 2D, composée de plusieurs éléments, au cours du temps. Une demande a été faite dans ce sens au support de développement qui travaille actuellement sur la mise en place de cette fonctionnalité. La deuxième partie est donc consacrée à la simplification du problème en une situation à une seule dimension. Pour cela, la structure en béton armé est assimilée à un ressort à un degré de liberté (1DDL ou « SDOF »

pour « Single Degree Of Freedom »). Les caractéristiques (raideur, masse et limite élastique) du ressort seront calculées afin de représenter au mieux trois voiles classiques en béton armé. Le chargement sera appliqué uniformément sur ce ressort afin de conserver l'uni-dimension. Dans tout ce chapitre, les termes « mur » et « voile » seront utilisés de manière indifférente afin de désigner une paroi verticale en béton armé.

Ensuite, le chargement sera simplifié pour ressembler à un profil temporel de pression comportant une phase de plateau (état d'Hugoniot) maintenue pendant une certaine durée (chargement de type « choc »). Ainsi, en se basant sur les relations de Rankine-Hugoniot (1.8), (1.7) et 1.6 présentées dans le chapitre 1 et 2, il est possible d'obtenir une équation analytique pour la pression réfléchie appliquée sur une plaque en mouvement, à partir de l'hypothèse d'un gaz parfait. Cette formulation sera utilisée pour réaliser une étude analytique du ressort soumis à un choc avec et sans IFS, ce qui apportera une meilleure compréhension des phénomènes physiques mis en jeu et une première estimation des effets de l'IFS.

Enfin, dans une dernière partie, les effets de l'interaction fluide-structure seront étudiés grâce à des modèles numériques. En effet, la modélisation numérique est l'outil le plus utilisé pour dimensionner des structures soumises aux effets des explosions. De plus, le calcul numérique permet de traiter des situations non solvables analytiquement (structure non-linéaire, sollicitation de type « blast » *etc.*).

Plusieurs modèles numériques sont étudiés :

- Chargement maintenu de type « choc »; chargement réel de type onde de souffle ou « blast », pour plus de détail voir 2,
- Structure linéaire ou élastoplastique,
- Modèle avec et sans IFS.

Une étude paramétrique sur le chargement et sur les différents paramètres de la structure béton (épaisseur, armature *etc.*) est effectuée afin d'obtenir une base de données conséquente de Δ_{IFS} en fonction de paramètres pertinents (raideur, masse, impulsion, *etc.*). Dans un premier temps, les résultats analytiques du paragraphe 3 seront simulés afin de s'assurer de la pertinence de l'étude. Puis une analyse dimensionnelle est réalisée afin d'étendre les résultats aux cas qui ne peuvent pas être traités analytiquement (chargements de type onde de souffle, appelés aussi chargement de type « blast », structure non-linéaire). Les paramètres adimensionnels qui jouent un rôle important dans l'IFS seront mis en évidence. Leur influence et éventuel domaine de validité seront explorés grâce aux différents calculs paramétriques et trois murs (fin, moyen épais) présentés précédemment.

4.1 Rappel bibliographique

4.1.1 Modèle d'interaction linéaire

Dès le début des années 1960, Taylor a proposé un modèle d'interaction fluide-structure. Pour cela, il a entrepris une description lagrangienne pour la structure et eulérienne pour le fluide. Plusieurs hypothèses simplificatrices ont été réalisées afin de mener à bien le calcul :

1. La paroi n'est retenue par aucun support,
2. La superposition des ondes de choc est linéaire,
3. le fluide est considéré comme incompressible.

Son travail applicable à des petites explosions sous-marines a permis de mieux comprendre la physique de l'interaction fluide-structure. Il a montré que le mouvement de la paroi à l'extrémité de la partie fluide réduit l'impulsion transmise du fluide à la paroi. Il a même été plus loin en prouvant que, pour une même explosion et à une même distance, l'impulsion transmise à la structure était moins importante pour une plaque fine que pour une structure massive. Pour des ondes composées d'un front de montée raide et suivies d'une détente en décroissance exponentielle ressemblant au profil de Friedlander présenté au chapitre 1, relation (1.9), l'IFS a un effet positif pour le dimensionnement et est caractérisée par un paramètre adimensionnel β_0 représentant le rapport des temps caractéristiques de l'onde de souffle et de l'IFS (4.6).

$$p(t) = p_s e^{-t/t_i} \quad (4.5)$$

$$\beta_0 = \frac{t_i}{t_0} \quad (4.6)$$

$$t_0 = \frac{\rho_p h_p}{\rho_0 a_0} \quad (4.7)$$

Et :

- $p(t)$ la surpression en fonction du temps,
- t_i la constante de temps de Friedlander. Plus précisément, c'est le temps pour lequel la pression est divisée par $e = 2.71$,
- ρ_p la masse surfacique de la plaque,
- ρ_0 la masse volumique du milieu fluide,
- h_p l'épaisseur de la paroi,
- a_0 la vitesse du son dans le milieu fluide.

β_0 peut être perçu, physiquement, comme l'inertie relative du volume de gaz sur l'inertie de la plaque. Le rapport de l'impulsion transmise à la plaque, I_p , sur l'impulsion de l'onde incidente I_i vaut :

$$\frac{I_p}{I_i} = 2\beta_0^{\beta_0/(1-\beta_0)} \quad (4.8)$$

L'équation (4.8) décrit quantitativement l'impulsion transmise par une onde linéaire à une structure. Ainsi, pour une structure ayant une masse extrêmement élevée, β_0 approche 0 et le rapport des impulsions de l'équation (4.8) s'approche de deux; c'est-à-dire la valeur pour la réflexion d'une onde linéaire sur une structure rigide et indéformable (voir chapitre 1). A l'opposé, quand la structure est très légère, la plaque est accélérée très vite et β_0 tend vers l'infini et l'impulsion transmise s'approche de 0.

4.1.2 Modèle d'interaction non-linéaire

Si le travail de Taylor a été reconnu comme fondateur et a eu des applications concrètes [5, 6, 7, 8, 9], les hypothèses sont trop fortes pour pouvoir appliquer cette démarche à des scénarii d'explosions d'origines accidentelles ou criminelles. En effet, même pour de faibles surpressions, la nécessité de prendre en compte la compressibilité du milieu pour permettre l'étude d'explosions aériennes a été reconnue [10, 6, 11]. Toutes les hypothèses de Taylor sont alors mises en défaut lors de l'étude d'une structure réelle soumise à une onde de surpression dans l'air.

1. Le mouvement de la paroi ne dépend pas que de son inertie, mais également de sa raideur.
2. L'onde réfléchie dépend non-linéairement de la pression incidente quand la surpression augmente. Plus d'information sur ce phénomène est disponible au chapitre 1.4.1.
3. L'air est très compressible.

C'est seulement grâce au travail de Kambouchev et al. [12, 13, 14] qu'une avancée significative a été observée. En effet, dans leurs travaux publiés dans la fin des années 2000, les auteurs étendent l'étude de Taylor au cas de superpositions d'ondes non-linéaires où la compressibilité du fluide est prise en compte. La pression réfléchie, et donc le chargement sur la structure, vont alors être fortement modifiés du fait de l'augmentation non-linéaire de la pression avec l'intensité de l'onde incidente. Par conséquent, l'interaction entre l'onde réfléchie et la structure va également être significativement modifiée. La structure considérée, en revanche, est toujours une plaque non retenue où seul le terme inertiel intervient dans les calculs du mouvement.

Le paramètre de Taylor β_0 est modifié en considérant un cas plus réel d'explosion aérienne. Une expression analytique de ce nouveau paramètre est dérivée pour des plaques très lourdes et très légères, en revanche, aucune solution n'est trouvée dans les domaines intermédiaires. Pour remédier à ce problème, Kambouchev a poursuivi son travail en proposant une méthode d'intégration numérique basée sur l'approche de Von Neumann et Ritchmeyer [15]. Ainsi l'évaluation de l'IFS est réalisée dans le cas d'une plaque non supportée et de masse arbitraire, soumise à une onde de choc ayant une décroissance exponentielle (l'onde de type « blast » présentée au chapitre 2) dans un fluide compressible.

Suite à ces développements, les études sur les structures sandwichs ont été poursuivies par plusieurs auteurs et ont montré que la réduction de l'impulsion transmise est plus faible dans l'air que dans l'eau, mais qu'elle restait significative pour des surpressions très longues ou très intenses [16, 17, 8, 18]. La limite commune à toutes ces applications aux structures sandwichs est l'absence de prise en compte de la raideur dans les équations du mouvement de la structure. Dans le cas d'une plaque fine en acier en appui simple, cette simplification peut être cohérente. En revanche, dans le cas du dimensionnement d'un mur en béton armé, la raideur joue un rôle primordial dans la déformation du mur et donc dans son interaction avec l'onde réfléchie.

Des travaux ont donc été menés pour quantifier les effets de l'interaction fluide-structure pour des structures de raideur non négligeable. Les modèles précédents ont donc été repris et adaptés à des structures où la raideur joue un rôle important dans la réponse de la structure [3, 19, 20]. Pour cela, le modèle le plus répandu est celui du piston 4.1, la forme



FIGURE 4.1 – Modélisation d'une structure par piston équivalent

de l'onde incidente $P(t)$ variant selon les études et les auteurs (triangulaire, exponentielle ou créneau).

Ainsi, en accord avec la théorie de Taylor et Kambouchev, il a été prouvé, par la majorité des auteurs, que plus la structure est souple et légère, plus les effets de l'IFS sont importants. Cependant, Yuan et Tan [19] trouvent que les effets de l'IFS sont plus importants pour les structures rigides et légères, sans pour autant apporter une explication claire sur la cause de leurs conclusions. Les travaux sur le sujet ne s'accordent pas non plus sur les paramètres qui influent principalement sur l'interaction fluide-structure. Pour Subramaniam [3], c'est le rapport de la vitesse d'écoulement de l'air sur la vitesse de la structure. Pour Gauch [20] c'est, dans un premier temps, le rapport de la période propre de la structure sur la durée de la phase positive de l'onde, puis le ratio des impédances de l'air et de la structure. Les paramètres de Gauch et Subramaniam sont cohérents avec les conclusions des travaux précédents sur le rôle joué par la masse de la structure. En effet, la vitesse de la structure peut être écrite : $v_s = i\omega x$. Alors, si la masse diminue, la pulsation propre de la paroi $\omega = \sqrt{\frac{K}{M}}$ augmente. Donc, à sollicitation équivalente :

- le ratio des vitesses du fluide et de la structure diminue,
- le ratio du temps de maintien de la phase positive sur la période propre de la structure diminue.

D'après les travaux de Gauch et Subramaniam, la diminution de ces ratios entraîne une augmentation des effets de l'IFS. Cette approche valide également les conclusions de Yuan, car diminuer la masse ou augmenter la raideur induit la même conséquence sur la pulsation propre de la structure. Cependant, changer la masse et/ou la raideur va également modifier l'amortissement critique de la structure (amortissement pour lequel les oscillations de la masse passent de périodiques à apériodiques) et par conséquent son déplacement. Aucune étude n'a été trouvée sur l'influence de l'amortissement de la structure sur l'interaction fluide-structure. Les deux seuls consensus sont donc :

1. Les déplacements de la structure sont surestimés si l'interaction fluide-structure n'est pas considérée,
2. Les structures légères augmentent les effets de l'IFS.

L'importance de ce déplacement supplémentaire ou les paramètres les plus influents sont encore sujets à recherches et à débats. D'un point de vue pratique, Borvik [21] a comparé des modèles numériques avec et sans IFS avec des résultats expérimentaux sur conteneur. Il a montré que le modèle sans IFS est plus en accord avec les déplacements réels du conteneur étudié par rapport au modèle couplé fluide-structure. Il explique cela par une mauvaise simulation de l'onde incidente. En effet, l'onde de choc va s'atténuer lors de sa propagation (dû à la diffusion numérique, voir chapitre 3) entre la source et la cible. Par conséquent, le chargement sur le conteneur sera atténué par rapport à la réalité. Cette

diminution sera compensée par la non prise en compte de l'IFS, qui surestime le déplacement, dans le modèle non couplé. Ainsi il donnera des résultats plus en accord avec les relevés expérimentaux par rapport au modèle couplé. Cependant, si le chargement était parfaitement représenté, le modèle avec IFS serait plus précis. Malgré ce résultat, la tendance aujourd'hui est à l'utilisation de méthodes numériques explicites avancées pour l'étude de l'interaction fluide-structure [20, 19, 22, 23]. C'est également la direction choisie dans cette thèse, c'est pourquoi le paragraphe suivant va présenter les différentes méthodes numériques permettant de modéliser l'IFS dans les codes de calculs disponibles.

4.1.3 Modèle d'interaction numérique

Parmi les méthodes numériques reconnues, trois types se distinguent. Elles sont brièvement présentées dans ce paragraphe et une comparaison plus détaillée est donnée par Faucher [24]. Plus particulièrement, une comparaison des deux méthodes de couplage pour des structures immergées (entourées par l'air), « par pénalité » et « par multiplicateur de Lagrange » est détaillée par Chaudhary *et al* [25].

Les méthodes directes et indirectes

La méthode directe, aussi appelée « couplage fort » [26] consiste à égaliser les vitesses matérielles du fluide et de la structure selon la direction normale à la structure. C'est l'équivalent d'une liaison cinématique en mécanique des structures. Les efforts sont directement transmis d'une partie à l'autre. Pour cela, la surface de frontière entre le fluide et la structure doit être définie à tout moment du calcul, ce qui contraint les maillages du fluide et de la structure à être coïncidents. Ces méthodes sont donc utilisées fréquemment lorsque la structure est assez simple et subit peu de déformation. Le fluide est alors modélisé par des éléments ALE définis au chapitre 1.6.4, afin de pouvoir se déformer et suivre les déplacements de la structure. Si cette dernière se déplace trop, le maillage fluide se distord pour suivre les mouvements, et le pas de temps chute [27]. Il n'y a pas réellement de défaut à cette méthode, simplement des limitations notamment sur la nécessité de simplicité du maillage ou le déplacement modéré de la structure. Lors d'un couplage indirect (ou couplage faible), l'onde de choc va impacter la structure rigide indéformable. Dans un deuxième temps, cette structure va se déplacer et devenir une condition aux limites pour le fluide. Cette approche moins précise est très utile, car les deux équations sont alors découplées et un schéma d'intégration spécifique peut être utilisé pour le fluide et pour la structure [26]. Afin de modéliser l'IFS dans le cas d'une structure subissant de grands déplacements voire un effondrement total ou partiel, des nouvelles méthodes ont été développées. Elles sont dites « immergées », car la structure est noyée dans le fluide. La plus courante dans les codes commerciaux est un couplage par méthode des pénalités. Le code de calcul éléments-finis Europlexus présente la particularité de traiter l'IFS par multiplicateur de Lagrange.

Méthode par multiplicateur de Lagrange

Cette méthode principalement présente dans le code Europlexus [28, 24, 29] permet la résolution directe du problème d'interaction fluide-structure en couplant directement les degrés de liberté du fluide et de la structure. Les contraintes cinématiques sont exprimées sous la forme du produit d'une matrice de couplage et de la matrice des multiplicateurs de Lagrange [29], puis elles sont intégrées au schéma global de la résolution numérique. Cette méthode duale est logiquement très présente en simulation implicite. En effet, elle

repose sur la résolution d'un système linéaire très présent dans les méthodes numériques dédiées à la mécanique des structures. La particularité de la solution explicite présentée ici est que les matrices de ce système linéaire comportent des termes non diagonaux dus aux contraintes non permanentes entre le fluide et la structure, car l'interface entre le fluide et la structure est amenée à évoluer au cours de la simulation. Ainsi, malgré la stabilité du schéma de résolution temporelle, la résolution du système linéaire à chaque pas de temps reste très laborieuse. L'estimation réalisée par O. Boiteau¹ est d'environ 80% du temps de calcul total. Des avancées récentes [30, 31] ont facilité l'application de cette méthode à des situations industrielles. Ces travaux ont permis une parallélisation du calcul plus facile, par une meilleure distribution des calculs sur les différents processeurs, ou encore l'utilisation de techniques de maillage adaptatif (AMR), afin de réduire le nombre total de mailles. Europlexus est un code de calcul numérique développé conjointement par le Commissariat à l'Energie Atomique (CEA), Electricité De France (EDF) et le « Joint Research Center » (JRC) de la Commission Européenne. Ces trois entités ont entrepris des travaux dans le but d'optimiser cette méthode de couplage, que ce soit par l'utilisation d'un solveur dédié à la résolution du système linéaire à chaque pas de temps, ou par une meilleure décomposition sur les différents processeurs pour améliorer la parallélisation notamment en présence d'AMR.

La méthode par pénalité

Cette méthode est la plus répandue dans les codes commerciaux spécifiques au sujet (Radioss, LS-Dyna *etc.*). A l'instar de la méthode des multiplicateurs de Lagrange, elle permet l'étude de structure immergée dans un fluide. Ainsi, de grands déplacements et même un possible effondrement de la structure peuvent être modélisés. Schématiquement, cette méthode repose sur des ressorts fictifs créés entre les particules de fluide et les particules de structure [32]. Si la particule de fluide s'enfonce trop à l'intérieur de la structure, le ressort va appliquer la force nécessaire pour repousser le fluide. La difficulté de la méthode consiste à trouver des coefficients (similaires à une raideur) adaptés pour chacun de ces ressorts. La détermination automatique de ces raideurs est possible dans le cas d'une interaction structure-structure [33], en revanche, elle devient plus compliquée pour une interaction fluide-structure. Une expression peut néanmoins être trouvée dans [34], mais elle est très spécifique à la formulation du problème étudié et très difficilement généralisable. La documentation du logiciel de calcul Radioss recommande l'utilisation de la formule suivante pour le calcul de la raideur des ressorts « Stfac » (équation (4.9)) :

$$Stfac = \frac{\rho v^2 S_{el}}{Gap} \quad (4.9)$$

Avec :

- ρ est la masse volumique maximum du fluide au moment de l'IFS,
- v la vitesse du phénomène,
- S_{el} la surface des éléments lagrangien,
- Gap la distance maximale à laquelle l'interaction est prise en compte (généralement une fois et demi la taille d'une maille).

Des calculs préliminaires sont nécessaires afin de déterminer cette raideur $Stfac$, notamment car la masse volumique maximum du fluide au moment de l'impact de l'onde sur la

1. Discussion personnelle lors des journées utilisateurs Europlexus

structure est inconnue. Ces calculs peuvent se révéler très coûteux en temps de mise en œuvre et de post-traitement.

De plus, ce n'est qu'une recommandation, et la documentation précise également que « la qualité de la simulation dépend fortement des paramètres d'interface et notamment du $Stfac$ ». En effet, une trop faible estimation de cette raideur et le fluide pourra traverser la structure. Le chargement sera donc sous-estimé ce qui entraîne un sous-dimensionnement de la structure. A l'opposé, une surestimation de la valeur du $Stfac$ va trop contraindre la structure et limiter les déplacements de cette dernière dans le fluide. La rigidité de la structure s'en retrouve alors artificiellement augmentée ce qui entraîne également un sous-dimensionnement du bâtiment.

Ainsi, dans un contexte où la sécurité des biens et des personnes est primordiale (infrastructures critiques, nucléaires, *etc.*), il est dangereux d'utiliser une méthode de couplage fluide-structure qui dépend de paramètres non-physiques et qui présente un risque important de sous-dimensionnement de la structure finale. De plus, la méthode de couplage par pénalités impose une contrainte supplémentaire sur le pas de temps critique, c'est-à-dire le pas de temps nécessaire afin d'assurer la stabilité du calcul numérique. Si cette condition supplémentaire est encore implémentée dans tous les codes numériques, des travaux [35] proposent aujourd'hui des solutions pour s'affranchir de ce pas de temps critique basé sur les inerties. Cependant, la précision de cette méthode n'est pas aussi bonne que la méthode classique du calcul du pas de temps critique, basée sur la raideur et l'inertie, notamment dans le domaine dynamique où les erreurs à chaque pas de temps peuvent se cumuler.

4.2 Modèle du ressort à un degré de liberté

Le béton est un matériau anisotrope hétérogène composé de granulats liés entre eux par un liant (du ciment composé à 80% de calcaire et à 20% d'argile). Le béton ainsi formé et reposé pendant 28 jours possède la quasi-totalité (environ 75%) de sa résistance en compression (environ 30 à 50MPa), mais très peu de résistance en traction (un dixième de sa résistance en compression). Afin de remédier au manque de résistance en traction, des grilles d'aciers (appelées aussi armatures) sont ajoutées dans les parties tendues de la structure afin de reprendre les efforts de traction. Ce nouveau composant est appelé le béton armé (BA). Le principe de fonctionnement mécanique, et notamment la répartition des efforts dans le béton et l'acier, est résumé sur la figure 4.2.

Le chapitre 1.5 présente les différentes méthodes de dimensionnement (statique équivalente, forfaitaire *etc.*). Il est possible d'être beaucoup plus précis que ces méthodes grâce aux méthodes de calcul avancées, qu'elles soient numériques (calcul par éléments finis) ou approchées (modèle à un degré de liberté appelé aussi modèle à un DDL ou SDOF pour « Single Degree of Freedom »). Ce paragraphe traite de la modélisation approchée par un ressort à un DDL. Des détails complémentaires peuvent être trouvés dans [36, 37]. Modéliser une structure entière par un ressort à un DDL équivaut à supposer qu'uniquement le premier mode propre va avoir une influence sur la déformation de la structure. Cette première hypothèse est acceptable dans le cadre d'une paroi ductile [37]. Le modèle est alors une masse posée sur une surface avec ou sans frottement et attachée à un ressort. Le mouvement de la paroi est donc unidimensionnel et est repéré par une seule composante notée x . En revanche dans d'autres cas, non traités ici, il est nécessaire de considérer deux ou plusieurs modes de fonctionnement pour représenter correctement les déformations de la structure et donc des ressorts en séries et/ou en parallèle doivent être employés. On parle alors de modèles à plusieurs DDL. Pour définir le système équivalent à un DDL, il est nécessaire de calculer une masse équivalente M_e , une raideur équivalente K_e , une force ponctuelle F_e équivalente au chargement et, éventuellement, une limite plastique R_u . La figure 4.3 résume toutes les forces appliquées à un solide de masse M attaché à un ressort.

Les deux forces verticales (en bleu) sont la réaction du sol et la gravité, leurs actions s'annulent. Il reste donc la force de rappel du ressort ($K_e \times dx$) et la force ponctuelle appliquée

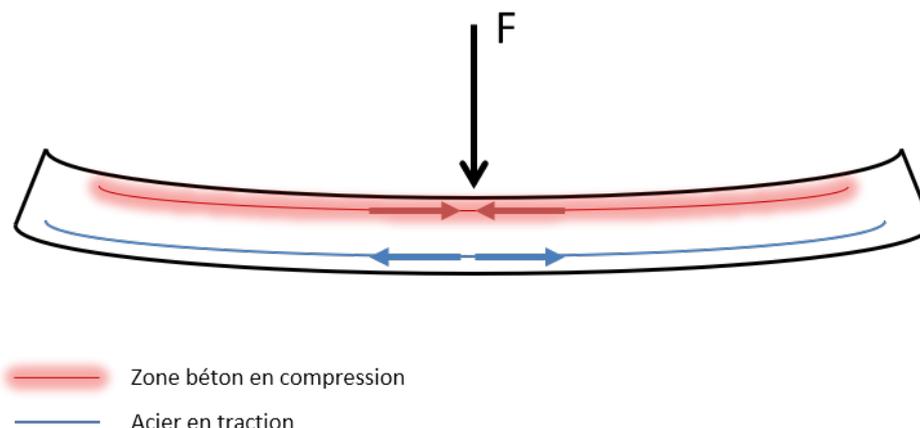


FIGURE 4.2 – Schéma du principe de fonctionnement du béton armé en flexion.

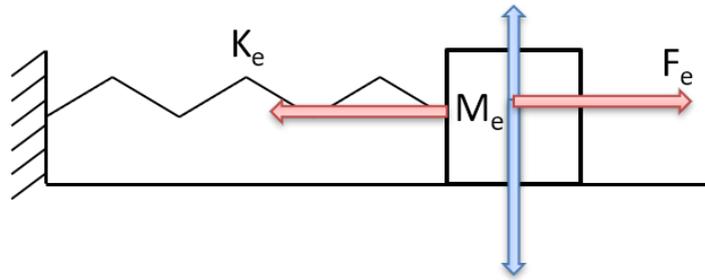


FIGURE 4.3 – Force s’appliquant à une masse attachée à un ressort et subissant un effort extérieur au solide F_e . D’après le principe fondamental de la dynamique :

$$M_e a = F_e - K_e x \quad (4.10)$$

Avec :

- K_e est la raideur en flexion de la paroi,
- M_e est définie de sorte que l’énergie cinétique du ressort équivalent soit la même que celle de la paroi initiale,
- F_e est définie de sorte que le travail des forces extérieures soit le même pour le ressort et la paroi.

Afin de calculer l’énergie cinétique et le travail des forces extérieures à la paroi, il est nécessaire de supposer une certaine déformée $d(x)$ de cette paroi. La précision du modèle repose donc, en grande partie, sur la précision de la déformée supposée. D’après l’hypothèse principale du modèle présenté précédemment, uniquement le premier mode propre influe sur la déformée de la structure. Ainsi, il est possible de prendre les déformations sous chargement de pression statique comme la déformée supposée $d(x)$ de la structure. Des vérifications usuelles doivent être apportées afin de s’assurer de la véracité de cette hypothèse. Elles ne font pas l’objet de ce mémoire. Le calcul de ces valeurs est présenté dans ce chapitre. Il est utile pour la suite de définir trois facteurs de transformation :

1. K_L le facteur de charge : $K_L = F_e/F$,
2. K_M le facteur de masse : $K_M = M_e/M$,
3. K_{LM} le facteur de charge-masse : $K_{LM} = K_M/K_L$.

En complément de l’hypothèse sur la forme de la déformée de la structure, le modèle à un DDL repose également sur les suppositions suivantes, qui seront discutées dans ce chapitre.

1. Le comportement de la paroi est ductile. C’est-à-dire qu’aucune rupture fragile d’une ou plusieurs parties de la structure ne peut être observée. Par exemple des phénomènes tels que l’écaillage ou la brèche ne sont pas modélisés.
2. Le premier mode propre s’identifie à celui du ressort et représente un comportement global de la structure. Il est supposé que tous les aciers plastifient en même temps lorsque que la limite élastique globale de la paroi est atteinte. Une seule rupture de pente est visible dans la courbe de comportement.
3. Le voile ne contient pas ou très peu d’ouvertures. Habituellement, il est raisonnable d’appliquer cette méthode si les ouvertures représentent moins de 10% de la surface totale [37]. De plus, les déplacements plus importants de la structure autour de ces ouvertures ne sont pas modélisés.

Ces hypothèses restreignent donc le choix de la paroi considérée, mais n'empêchent pas l'étude de l'IFS sur la paroi finalement retenue. L'hypothèse 3 impose le choix d'une paroi avec peu d'ouvertures, ce qui est le cas de la plupart des structures en béton servant de protection aux risques d'explosion (bunkers, *etc.*). La première hypothèse est plus réductrice, car, à de faibles distances réduites, le béton a de forts risques d'écaillage et/ou de brèche. De plus, il est possible qu'une rupture fragile de la structure se produise, notamment au niveau des appuis et des reprises de ferrillages. Les conclusions de ce chapitre ne pourront donc pas s'appliquer aux structures ayant ce type de comportement. L'hypothèse 2 signifie que toutes les charnières plastiques se forment en même temps. Les charnières plastiques sont des zones de concentration de contraintes où les matériaux (béton et acier) perdent leur rigidité et où la déformation dépasse la déformation élastique limite. La cinétique de formation de ces charnières plastiques est, en réalité, dépendante de multiples facteurs extérieurs (conditions d'appui, position de la charge, imperfections dans le béton et/ou la position des armatures). L'impact de l'absence de prise en compte de cette cinétique sur l'étude de l'IFS demeure minime car la structure dans les deux modèles avec et sans IFS aura la même loi de comportement. La figure 4.4a montre le comportement global simplifié d'un voile soumis à un grand déplacement.

Les traits pointillés rouges représentent les formations successives des charnières plastiques. La figure 4.4b montre la courbe de comportement du ressort équivalent, où R_u est la limite élastique et K la raideur.

Le critère retenu Δ_{IFS} est donc un critère ductile global, ce qui implique des limitations bien plus importantes dans un cas d'étude réel. Cependant elles ne gênent pas l'étude de l'interaction fluide-structure. Pour le dimensionnement, des vérifications pratiques forfaitaires (et/ou réglementaires) pourront être apportées afin de s'assurer que les phénomènes négligés dans cette étude (notamment les ruptures fragiles) ne se produisent pas.

4.2.1 Calcul des paramètres du ressort à un degré de liberté

Calcul de la raideur K

La raideur élastique K est un paramètre propre à la structure. En effet K dépend uniquement de la rigidité en flexion du voile, de sa déformation et de sa portée (équation (4.11)).

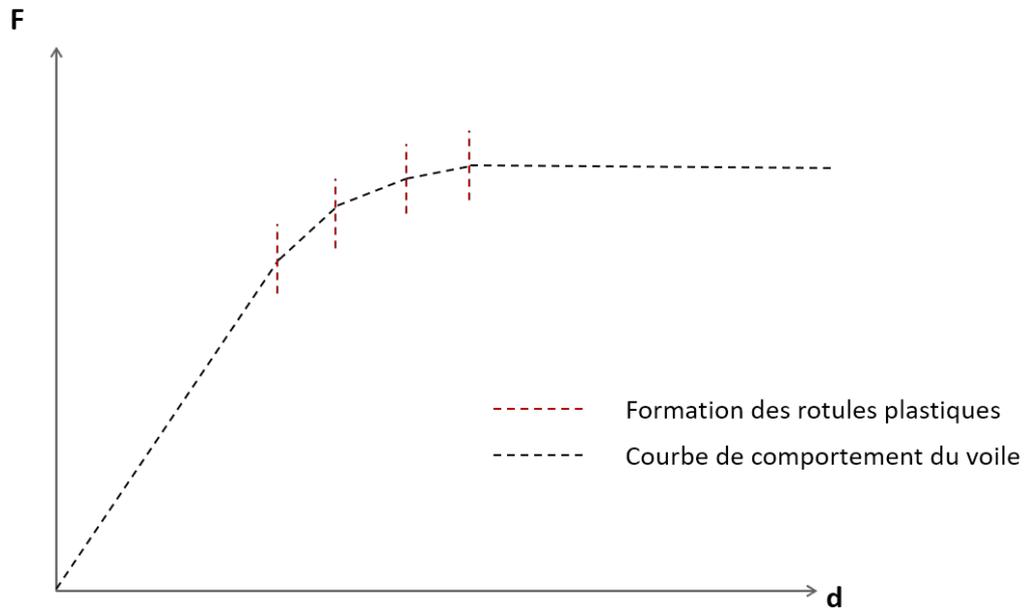
$$K = \frac{EI}{\alpha(1 - \nu^2)H^4} \quad (4.11)$$

Avec :

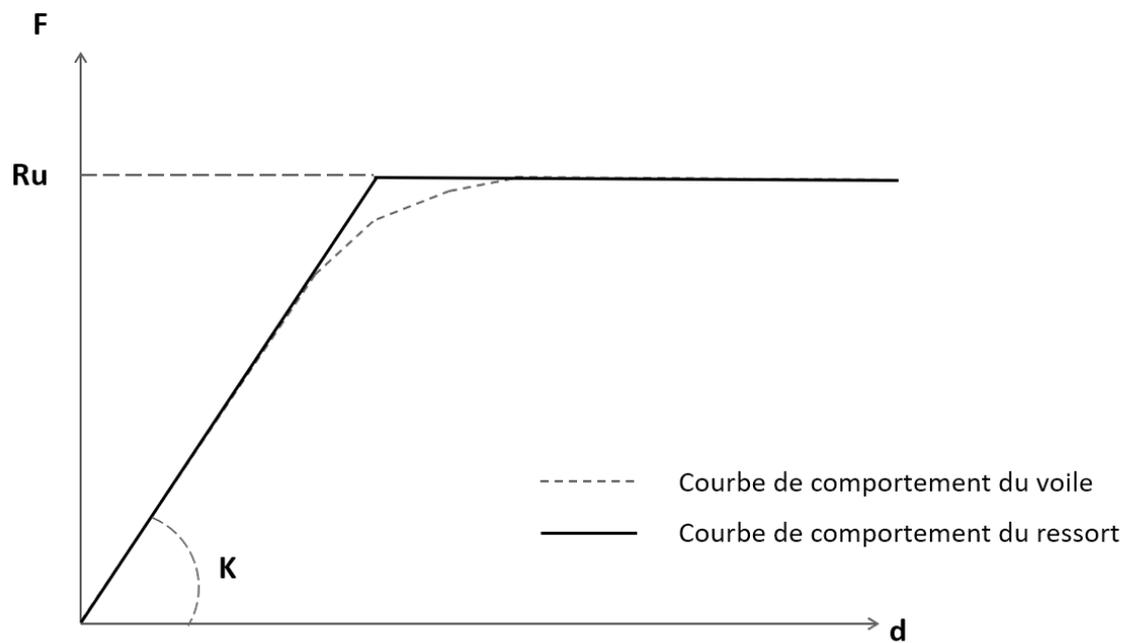
- E le module d'Young du béton,
- I le moment d'inertie de la section,
- α le coefficient de déformation qui ne dépend que du rapport hauteur sur largeur du voile,
- ν le coefficient de Poisson du béton,
- H la hauteur du voile.

Calcul de la limite élastique R_u

La limite élastique (ou résistance ultime) dépend d'une part des caractéristiques du voile et notamment des moments résistants aux encastremets et d'autre part de la forme de la déformée et donc des charnières plastiques. Dans le cas étudié ici, deux hypothèses rendent le calcul plus simple :



(a) Courbe du voile réel et visualisation des charnières plastiques successives



(b) Courbe du voile réel et du ressort

FIGURE 4.4 – Courbe force déplacement du ressort à un DDL

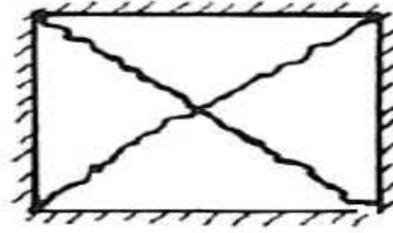


FIGURE 4.5 – Schéma des charnières plastiques sur une plaque encastree sur ses quatre cotés et chargée uniformément.

1. Le mur considéré est carré,
2. Le mur est ferraille de maniere symétrique; Le moment résistant est donc le même dans toutes les directions ainsi que dans tous les sens (positif ou négatif). Ceci est préconisé pour les structures neuves,
3. Le chargement est uniforme sur la paroi qui est encastree sur ses quatre cotés, ce qui est le cas si l'explosion se produit suffisamment loin de la paroi, et que le centre de la charge est aligné avec le voile. Ainsi la courbure de l'onde est négligeable devant la taille de la paroi.

Pour les cas plus complexes, des abaques seront utilisés. La Figure 4.5 montre donc la repartition des charnieres plastiques dans le cas étudié. Cette repartition peut être beaucoup plus complexe et une liste non exhaustive est présentée dans l'UFC3-340-2 [37].

En se plaçant dans les hypothèses 1., 2. et 3. la résistance ultime vaut :

$$R_u = 40 \frac{M_{rd}}{H^2} \quad (4.12)$$

où H est la hauteur de la section et M_{rd} le moment résistant. On note M et N respectivement le moment et la force appliqués à la section pour que toute la hauteur comprimée de béton ait plastifié. Le moment appliqué M correspond alors au moment résistant de la section (M_{rd}). La figure 4.6 est un schéma de la repartition des forces dans une section du béton armé au moment où tout le béton a plastifié et où $M_{rd} = M$.

On peut réécrire $M = M_{rd}$ par :

$$M_{rd} = M + N(d - \frac{h}{2}) - N(d - \frac{h}{2}) \quad (4.13)$$

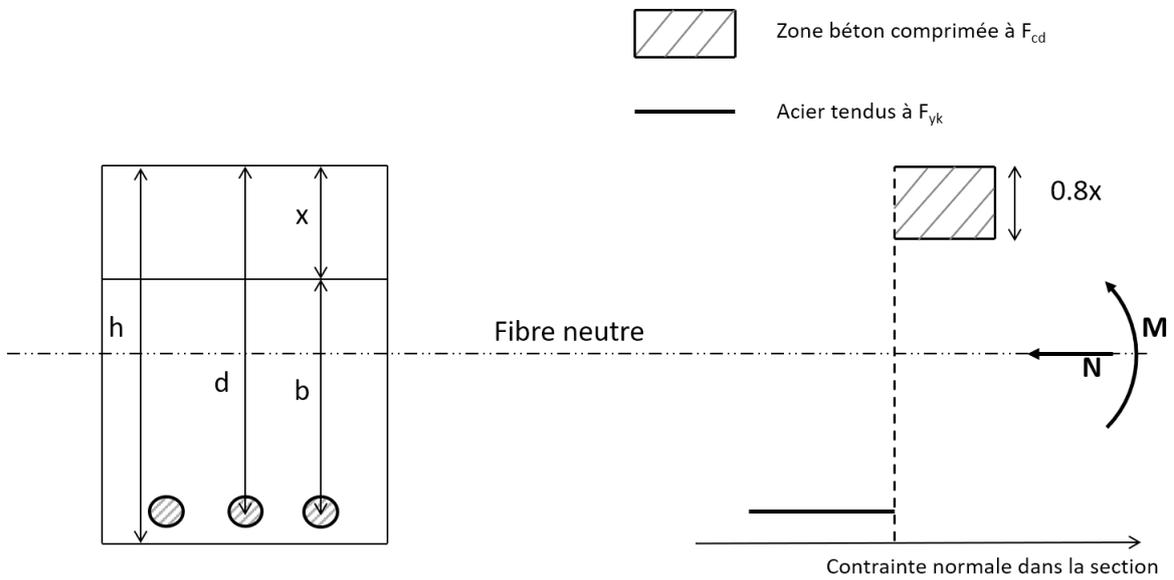


FIGURE 4.6 – Principe schématique de l'équilibre d'une section en béton armé pour une compression rectangulaire

On note M_{se} le moment extérieur calculé au niveau des aciers.

$$M_{se} = M + N(d - \frac{h}{2}) \quad (4.14)$$

Le moment dû aux forces intérieures M_{si} calculé au niveau des aciers est donc :

$$M_{si} = zF_c = (d - 0.4x) \times 0.8xbf_{cd} \quad (4.15)$$

où z est le bras de levier. L'expression se simplifie en posant $\alpha = d/x$ on obtient :

$$M_{si} = zF_c = d(1 - 0.4\alpha) \times 0.8db\alpha f_{cd} \quad (4.16)$$

Donc :

$$\frac{M_{si}}{bd^2 f_{cd}} = 0.8\alpha(1 - 0.4\alpha) \quad (4.17)$$

En posant :

$$\mu = \frac{M_{si}}{bd^2 f_{cd}} \quad (4.18)$$

On obtient l'équation du second ordre suivante à résoudre pour trouver α :

$$0.32\alpha^2 - 0.8\alpha + \mu = 0 \quad (4.19)$$

On obtient donc :

$$\alpha = 1.25(1 - \sqrt{1 - 2\mu}) \quad (4.20)$$

De plus, pour équilibrer la force normale il faut que :

$$F_s = A_s f_{yd} = F_c - N \quad (4.21)$$

En effet les force de compression dans le béton et de traction dans les aciers sont de signes opposés. La force de compression dans le béton doit donc équilibrer les deux forces (extérieure et traction). Donc :

$$A_s = \frac{F_c - N}{f_{yd}} = \frac{0.8bd\alpha f_{cd} - N}{f_{yd}} \quad (4.22)$$

Donc en introduisant :

$$\begin{cases} \rho = \frac{A_s f_{yd}}{bd f_{cd}} \\ \nu = \frac{N}{bd f_{cd}} \end{cases} \quad (4.23)$$

On obtient :

$$\mu = \frac{1 - (1 - \rho - \nu)^2}{2} \quad (4.24)$$

Et enfin :

$$M_{rd} = M_s - N(d - \frac{h}{2}) = \mu bd^2 f_{cd} - N(d - \frac{h}{2}) \quad (4.25)$$

Une fois le moment résistant M_{rd} calculé, il est possible d'évaluer la résistance ultime de la paroi et du ressort grâce à l'équation 4.25.

Calcul de la force équivalente

La force équivalente est définie de telle sorte que le travail de cette dernière sur le ressort équivalente au travail de la force réelle sur la structure. Ainsi :

$$WD = F_e d_{max} = \int_0^L p(x) d(x) dx \quad (4.26)$$

avec :

- WD est le travail des forces extérieures,
- d_{max} le déplacement maximum du ressort,
- L la longueur de la paroi,
- p la pression appliquée à chaque point de la paroi,
- D la déformée de chaque point de la paroi.

Ainsi, il est possible d'extraire la force équivalente en définissant la fonction forme $\phi = d(x)/d_{max}$.

$$F_e = \int_0^L p(x) \phi(x) dx \quad (4.27)$$

Il est important de rappeler que la déformée et la fonction de forme dépendent de deux paramètres : les conditions d'appui et les charnières plastiques.

Il n'est pas compliqué de prendre en compte le premier de ces deux paramètres, car les équations sont connues. En revanche, pour le second, la cinétique de formation des charnières plastiques étant inconnue, il est impossible de trouver une équation analytique. Pour remédier à ce problème, trois forces équivalentes sont définies : une plastique, une élastique et une élastoplastique qui est la moyenne des deux premières. Les valeurs de ces forces peuvent être trouvées dans UFC 3-340-2 [37] pour des parois et des poutres. Le choix de la valeur de F_e à utiliser se fait en fonction du mode de fonctionnement de la structure.

Calcul de la masse équivalente

La masse équivalente est définie de telle sorte que l'énergie cinétique du ressort corresponde à celle de la structure.

$$E_c = \frac{1}{2} M_e (\omega d_{max})^2 = \frac{1}{2} \int_0^L m(x) [\omega d(x)]^2 dx \quad (4.28)$$

avec :

- E_c est l'énergie cinétique,
- ω la pulsation propre de la structure,
- $m(x)$ la masse de chacun des points de la structure.

Et donc de manière analogue à la force équivalente :

$$M_e = \int_0^L m(x) \phi(x)^2 dx \quad (4.29)$$

Il y a trois valeurs définies pour M_e (élastique, plastique et élastoplastique) et elles sont présentées dans l'UFC 3-340-2 [37].

4.2.2 Valeurs types du ressort dans trois configurations

Dans le but de rester cohérent avec une structure de GC, trois voiles sont définis, correspondants à un voile fin, un moyen et un épais. Les dimensions choisies (béton et armature) sont fréquemment utilisées dans les projets de dimensionnement de structures résistantes aux effets de souffle. Les propriétés équivalentes des murs sont résumées dans le tableau 4.1.

Épaisseur du mur	Ferraillage	Minute de ferraillage	Masse équivalente	Raideur équivalente	Force équivalente
<i>m</i>		<i>cm²/mL</i>	<i>tonnes</i>	<i>GN/m</i>	
0.25	HA10 e=20cm	3.93	6.01	2.22	Pression réelle
0.5	HA16 e=25cm	8.04	11.1	17.7	
1	HA25 e=20cm	24.54	22.2	142	

TABLEAU 4.1 – Paramètres de trois murs classiques utilisés en génie civil.

Dans ce modèle, le facteur de charge-masse est directement appliqué à la masse afin de simplifier les calculs. En effet :

$$K_M M a = K_L F - K_L R \quad (4.30)$$

Équivaut à :

$$(K_{LM} M) a = F - R \quad (4.31)$$

C'est pourquoi la raideur et la force sont prises égales à celle de la paroi. De plus, tous les murs mesurent 4m par 4m et sont supposés encastres sur leurs quatre côtés. Les propriétés de l'acier des armatures et du béton sont résumées dans le tableau 4.2. Le coefficient d'amortissement pour le béton et l'acier est fixé à 0 pour simplifier les calculs analytiques du paragraphe suivant.

	Symbole	Valeur	Unités
Béton			
Résistance caractéristique à 28 jours (compression)	F_{c28}	25	MPa
Résistance à la traction	F_{t28}	2.1	MPa
Module d'Young	E	33 000	MPa
Coefficient de Poisson	ν	0.2	-
Masse volumique BA / BP	ρ_{BA}	2 500	kg.m ⁻³
Coefficient d'amortissement BA	ξ_{BA}	0%	
Acier			
Limite élastique	F_{yk}	500	MPa
Module d'Young	E	210 000	MPa
Coefficient de Poisson	ν	0.3	-
Masse volumique	ρ	7 800	kg.m ⁻³

TABLEAU 4.2 – Paramètres matériaux pour le béton et l'acier des armatures.

4.3 Calcul analytique

Les déplacements d'un ressort à un degré de liberté (à un DDL) sont régis par les équations différentielles du mouvement qui sont du second ordre en temps et à coefficients constants. Ce sont des équations bien connues. Elles seront brièvement rappelées, puis le cas de la force avec IFS sera présenté. Dans un deuxième temps, les déplacements maxima pour les deux situations (avec et sans IFS) sont calculés et le paramètre Δ_{IFS} est déterminé pour une force constante et une structure linéaire. Cependant, les cas plus complexes ne peuvent pas être traités analytiquement (chargement de type blast, structure non-linéaire) et seront traités numériquement dans le chapitre suivant. L'objectif de ce paragraphe est de comprendre les effets de l'IFS d'un point de vue mécanique et d'obtenir des résultats pouvant servir à la validation de l'approche numérique.

4.3.1 Force constante - Structure linéaire

Dans un premier temps, la structure est considérée comme linéaire, c'est-à-dire que sa loi de comportement est uniquement élastique (de la forme $F_R = kx$). De plus, pour obtenir une première estimation des effets de l'interaction fluide-structure, la force appliquée à la structure (la pression réfléchie) est constante et de valeur F , ce qui correspond au chargement classique du tube à choc avant que la détente n'ait impacté la structure.

Sans IFS

L'équation à résoudre est donc (4.32) :

$$ma = F - F_R = F - kx \quad (4.32)$$

avec :

- m est la masse,
- a l'accélération de la masse,
- x la position de la masse,
- F_R la force de rappel du ressort,
- F la force appliquée au ressort.

$$\ddot{x} + \omega_0^2 x = F/m \quad (4.33)$$

La solution générale de cette équation est la somme de la solution homogène x_h et de la solution particulière x_p .

$$x = x_h + x_p \quad (4.34)$$

avec :

$$x_h = A \cos(\omega_0 t) + B \sin(\omega_0 t) \quad (4.35)$$

et :

$$x_p = \frac{F}{k} \quad (4.36)$$

Il est possible d'utiliser les conditions initiales ($\dot{x}(0) = x(0) = 0$) pour calculer A et B.

$$x(0) = 0 = A \times 1 + B \times 0 + \frac{F}{k} \Rightarrow A = -\frac{F}{k} \quad (4.37)$$

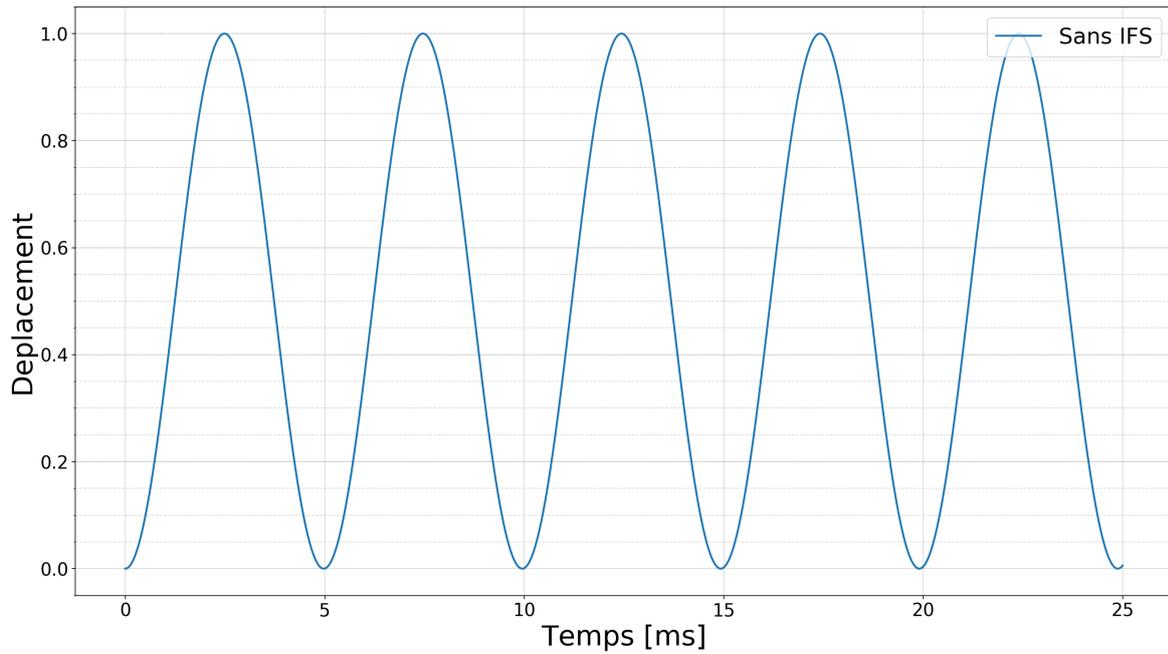


FIGURE 4.7 – Déplacement normé du mur "moyen" sans IFS

$$\dot{x}(0) = 0 = -\omega \times A \times 0 + \omega \times B \times 1 \Rightarrow B = 0 \quad (4.38)$$

La solution s'écrit finalement :

$$x(t) = \frac{F}{k}(1 - \cos(\omega_0 t)) \quad (4.39)$$

Pour le cas du mur "moyen", présenté au paragraphe 4.2.2, le déplacement sans IFS est présenté figure 4.7. Le déplacement est normé par rapport au déplacement maximum pour une meilleure compréhension.

Avec IFS

l'équation à résoudre est la même que (4.32) sauf que la force F_{IFS} tient compte de l'IFS (voir chapitre 2.1.2) et devient donc :

$$F_{IFS} = F \left(1 - \frac{\gamma - 1}{2} \frac{\nu}{a_0}\right)^{\frac{2\gamma}{\gamma - 1}} \quad (4.40)$$

Ainsi, pour un gaz parfait diatomique, l'équation (4.32) devient :

$$ma = F \left(1 - \frac{\gamma - 1}{2} \frac{\nu}{a_0}\right)^{\frac{2\gamma}{\gamma - 1}} - kx \quad (4.41)$$

avec :

- γ est le rapport des chaleurs spécifiques de l'air, $\gamma = \frac{c_p}{c_v} = 1.4$,
- ν la vitesse du ressort,
- a_0 la vitesse du son dans l'air, $a_0 = 344 \text{m.s}^{-1}$.

Il est dès lors possible de simplifier cette équation en effectuant un développement limité autour de 0 si, et seulement si, la valeur de $\frac{\nu}{a_0}$ est petite devant 1. Dans les faits, la vitesse de la structure est de l'ordre de quelques dizaines de mètres par seconde, alors que

celle du son dans l'air est de plusieurs centaines de mètres par seconde. L'équation (4.41) devient alors :

$$ma + kx = F\left(1 - \frac{2\gamma}{\gamma - 1} \frac{\gamma - 1}{2} \frac{v}{a_0}\right) \quad (4.42)$$

ce qui équivaut à :

$$\ddot{x} + \omega_0^2 x = \frac{F}{m} - \frac{F}{m} \gamma \frac{\dot{x}}{a_0} \quad (4.43)$$

ou encore :

$$\ddot{x} + 2\omega_0 \xi \dot{x} + \omega_0^2 x = \frac{F}{m} \quad (4.44)$$

avec :

$$\begin{aligned} - \xi &= \frac{\gamma F}{2a_0 m \omega_0}, \\ - \omega_0^2 &= k/m. \end{aligned}$$

Sous la forme (4.44) plus traditionnelle de l'équation du mouvement, il est facile d'assimiler l'interaction fluide-structure à un amortissement mécanique ou une dissipation d'énergie.

La solution générale de l'équation (4.44) est également la somme de la solution homogène et d'une solution particulière, $x(t) = x_h(t) + x_p(t)$, avec toujours, $x_p(t) = F/k$ et x_h dépendant du déterminant de l'équation caractéristique (4.45).

$$r^2 + 2\omega_0 \xi r + \omega_0^2 = 0 \quad (4.45)$$

Or le déterminant $\Delta = 4\omega_0^2 \xi^2 - 4\omega_0^2 = 4\omega_0^2(\xi^2 - 1)$ est du signe de $\xi^2 - 1$. Et de plus, pour une force de 1.10^3 MN : $\xi = \frac{\gamma F}{2a_0 m \omega_0} = \frac{1.4 \times 1. e9}{2 \times 340 \times 11. e3 \times \sqrt[2]{17. e9 / 11. e3}} = 2.8 \times 10^{-10} \ll 1$ donc $\Delta < 0$

Ainsi la solution homogène vaut :

$$x_h = (A \cos(\omega t) + B \sin(\omega t)) e^{-\omega_0 \xi t} \quad (4.46)$$

$$\text{avec : } \omega = \omega_0 \sqrt{1 - \xi^2}$$

Il est toujours possible d'utiliser les conditions initiales ($\dot{x}(0) = x(0) = 0$) pour déterminer les coefficients A et B. On obtient donc :

$$\dot{x}(0) = 0 = (-\omega \times A \times 0 + \omega \times B \times 1) \times 1 - \omega_0 \xi (A \times 1 + B \times 0) \times 1 = \omega B - \omega_0 \xi A \quad (4.47)$$

$$\text{donc : } \omega B = \omega_0 \xi A.$$

De plus :

$$x(0) = 0 = (A \times 1 + B \times 0) \times 1 + F/k = 0 \Rightarrow A = -\frac{F}{k} \quad (4.48)$$

$$\text{donc : } \omega B = \omega_0 \xi \left(-\frac{F}{k}\right) \Rightarrow B = -\frac{\omega_0 \xi F}{\omega k}$$

La solution générale est donc :

$$x(t) = \frac{F}{k} \left(1 - e^{-\omega_0 \xi t} \left(\cos(\omega t) - \frac{\omega_0}{\omega} \xi \sin(\omega t)\right)\right) \quad (4.49)$$

Afin de calculer Δ_{IFS} défini dans la section précédente, il faut évaluer le maximum au cours du temps de $x(t)$ dans les deux cas, avec et sans IFS, en utilisant respectivement, les équations (4.49) et (4.39). Dans un premier temps, pour l'équation (4.39), $\max(x(t)) = x_{\max}(\text{sans IFS}) = 2\frac{F}{k}$.

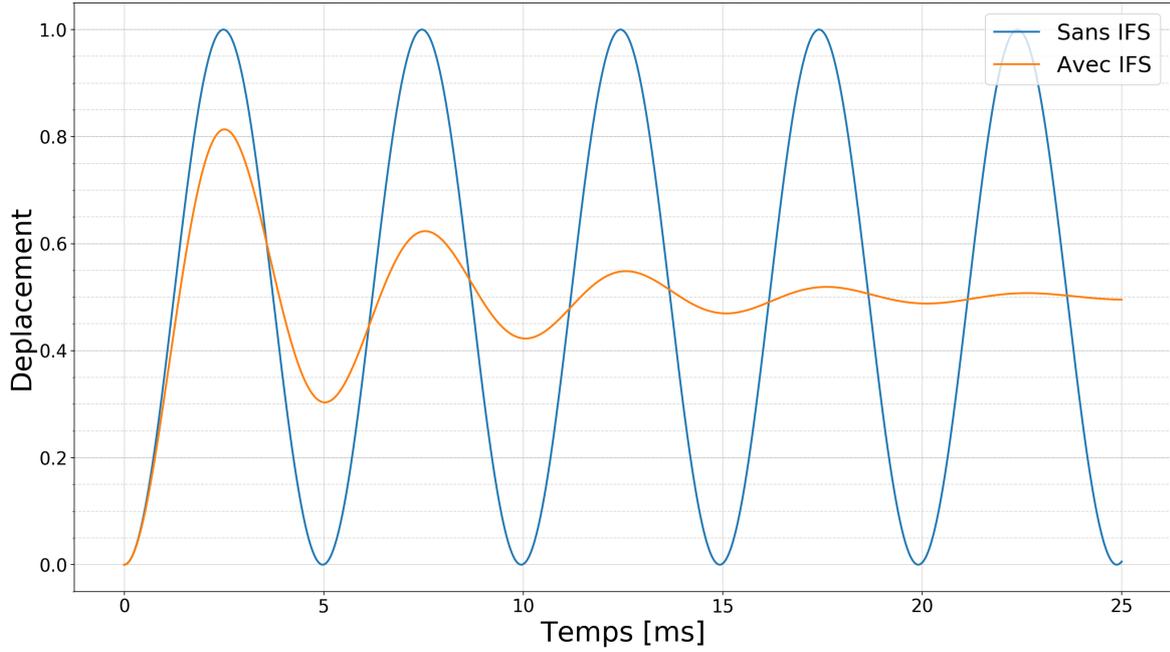


FIGURE 4.8 – Déplacement normé du mur "moyen" avec et sans IFS

Pour la situation où les effets de l'IFS sont pris en compte (équation (4.49)), trouver le maximum de $x(t)$ nécessite d'annuler la dérivé de $x(t)$; c'est-à-dire trouver t_0 tel que $\dot{x}(t_0) = v(t_0) = 0$.

Pour plus de lisibilité, on note : $\cos(\omega t) = C$ et $\sin(\omega t) = S$ dans les équations suivantes.

$$\dot{x}(t) = \frac{F}{k} \left[\left(C + \xi \frac{\omega_0}{\omega} S \right) \xi \omega_0 e^{-\xi \omega_0 t} - \left(-S + \xi \frac{\omega_0}{\omega} C \right) \omega e^{-\xi \omega_0 t} \right] \quad (4.50)$$

Et donc :

$$\dot{x}(t_0) = 0 \Leftrightarrow \left(\xi \omega_0 - \xi \frac{\omega_0}{\omega} \omega \right) C + \left(\xi^2 \frac{\omega_0^2}{\omega^2} \omega + \omega \right) S = 0 \quad (4.51)$$

Après simplification :

$$\dot{x}(t_0) = 0 \Leftrightarrow \left(\xi^2 \frac{\omega_0^2}{\omega} + \omega \right) \sin(\omega t_0) = 0 \Rightarrow t_0 = \frac{\pi}{\omega} \quad (4.52)$$

Et donc, en intégrant (4.52) dans (4.49) :

$$x_{max}(\text{avec IFS}) = \frac{F}{k} \left(1 + e^{-\frac{\xi}{\sqrt{1-\xi^2}} \pi} \right) \quad (4.53)$$

La figure 4.7 est complétée avec le déplacement du même mur en prenant en compte les effets de l'interaction fluide-structure (équation (4.49)). Le déplacement avec IFS est normé par le maximum du déplacement sans IFS (équation (4.39)).

L'IFS joue bien le rôle d'un amortissement numérique proportionnel à la force appliquée. Afin de mettre en évidence cet effet d'amortissement, la figure 4.8 est complétée en ajoutant les déplacements du même ressort pour différentes valeurs de force F : la moitié et la dixième de la force initiale. Chaque déplacement est normé par rapport au déplacement maximum dans le cas où les effets de l'IFS sont négligés.

L'amortissement et l'écart sur le déplacement maximum observé sur la figure 4.9 sont directement liés à l'intensité de la force appliquée.

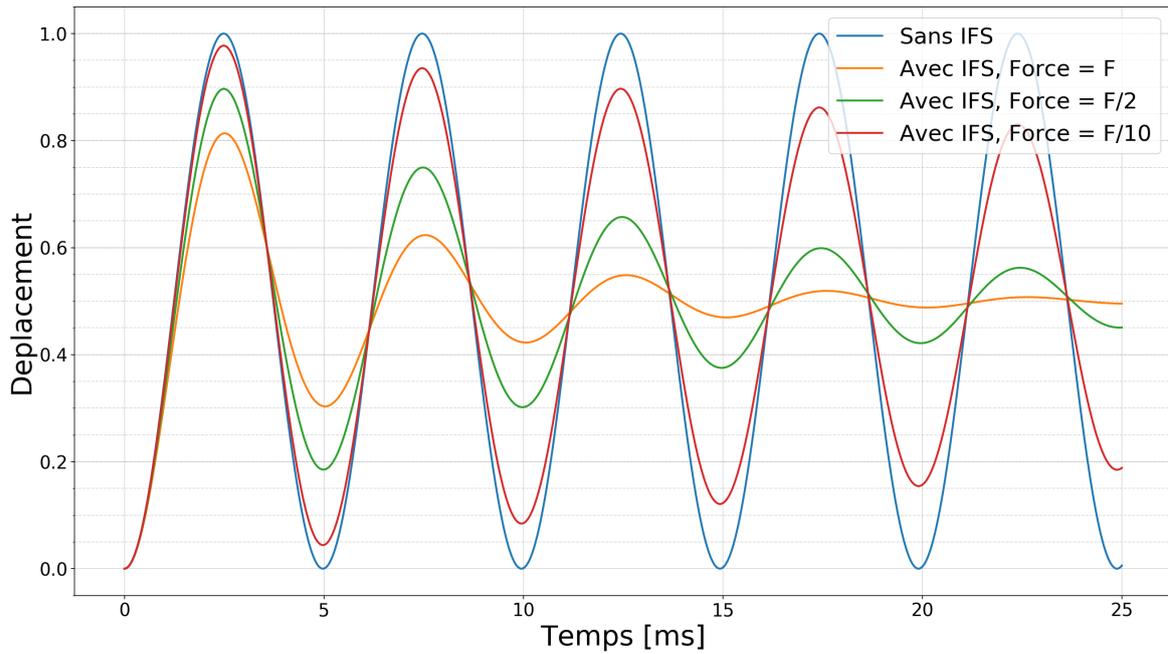


FIGURE 4.9 – Déplacement normé du mur "moyen" avec et sans IFS pour plusieurs valeurs de force

Finalement, il est possible d'exprimer l'écart fait sur le déplacement maximum lorsque l'on ne considère pas l'IFS (Δ_{IFS} voir équation (4.54)) :

$$\Delta_{IFS} = \frac{d_{max}(\text{sans IFS}) - d_{max}(\text{avec IFS})}{d_{max}(\text{sans IFS})} = \frac{2 - 1 - e^{-\frac{\xi}{\sqrt{1-\xi^2}}\pi}}{2} = \frac{1 - e^{-\frac{\xi}{\sqrt{1-\xi^2}}\pi}}{2} \quad (4.54)$$

Ainsi Δ_{IFS} ne dépend directement que du coefficient d'amortissement dû aux effets de l'IFS : $\xi = \frac{\gamma^F}{2a_0 m \omega_0} = \frac{\gamma^F}{2a_0 \sqrt{km}}$ dans le cas d'une force constante. Il est possible de comparer le résultat obtenu via l'expression (4.54) avec ceux disponibles dans la littérature pour des structures très lourdes ou très légères. Si la masse du ressort étudié est faible, ξ est alors très grand et l'équation (4.46) n'est plus valide.

Dans le cas d'une plaque lourde, en revanche, la masse m tend vers ∞ . ξ tend donc vers 0 et, par conséquent, Δ_{IFS} s'approche de 0. On retrouve bien les conclusions de Taylor [38] ou Subramanian [3]. L'IFS n'a aucune influence pour une structure très lourde.

En conclusion, pour une force constante, il est possible d'obtenir une expression analytique des effets de l'interaction fluide-structure.

4.3.2 Force constante - structure non-linéaire

Le raisonnement du chapitre 4.3.1 peut être adapté au cas d'une structure non-linéaire. La différence vient uniquement du calcul de la force de rappel du ressort qui n'est plus élastique linéaire. En effet, comme vu au chapitre 4.2, une loi de comportement plus réaliste pour une structure en béton armé est une loi élastoplastique, et plus précisément une loi linéaire par morceaux.

Mathématiquement, il est possible d'écrire la force de rappel F_R du ressort :

$$F_R(x) = \begin{cases} kx & \text{si } x < \frac{Ru}{k} \\ Ru & \text{sinon.} \end{cases} \quad (4.55)$$

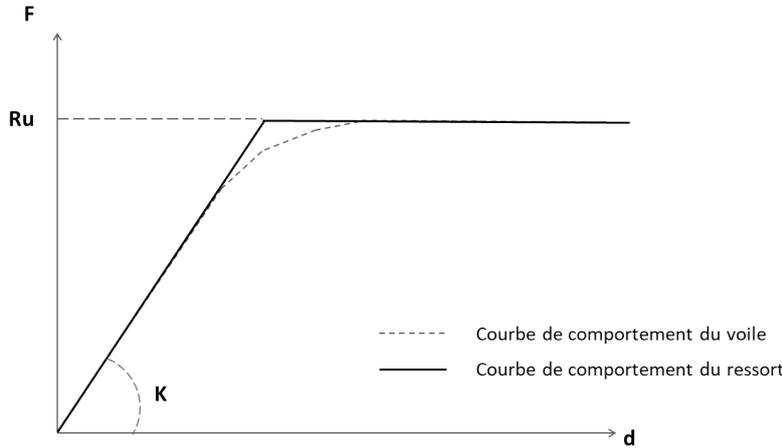


FIGURE 4.10 – Loi de comportement d'un ressort non-linéaire

Ainsi les équations du mouvement peuvent être résolues par morceaux. Pour la partie linéaire ($x < \frac{Ru}{k}$), la résolution est exactement celle du chapitre 4.3.1. Dans la partie plastique ($x > \frac{Ru}{k}$), l'équation (4.32) devient :

$$ma = F - Ru \Leftrightarrow \ddot{x} = \frac{F - Ru}{m} \quad (4.56)$$

La solution est donc :

$$x(t) = \frac{F - Ru}{2m} t^2 + v_0 t + x_0 \quad (4.57)$$

avec v_0 et x_0 , respectivement la vitesse et la position au moment t_0 où $x(t_0) = \frac{Ru}{k}$. Pour trouver t_0 il faut revenir à la forme linéaire de l'équation du mouvement (4.32).

$$x(t_0) = \frac{F}{k}(1 - \cos(\omega_0 t_0)) = \frac{Ru}{k} \Rightarrow t_0 = \frac{1}{\omega_0} \text{Arcos}\left(\frac{F - Ru}{F}\right) \quad (4.58)$$

Or, en dérivant l'équation (4.32), il est possible d'exprimer $v(t_0)$:

$$v(t_0) = v_0 = \frac{F}{k} \omega_0 \sin(\omega_0 t_0) = \frac{F}{k} \omega_0 \sqrt{1 - \cos^2\left(\text{Arcos}\left(\frac{F - Ru}{F}\right)\right)} = \frac{F}{k} \omega_0 \sqrt{1 - \left(\frac{F - Ru}{F}\right)^2} \quad (4.59)$$

Il est donc possible de réécrire (4.57) en utilisant (4.59) :

$$x(t) = \frac{F - Ru}{2m} t^2 + \frac{F}{k} \omega_0 \sqrt{1 - \left(\frac{F - Ru}{F}\right)^2} t + \frac{Ru}{k} \quad (4.60)$$

Et donc, pour trouver le déplacement maximum au cours du temps, il faut trouver le temps t_1 où la vitesse s'annule, c'est-à-dire :

$$v(t_1) = 0 = \frac{F - Ru}{m} t_1 + v_0 \Leftrightarrow t_1 = -\frac{v_0 m}{F - Ru} \quad (4.61)$$

Donc en injectant (4.61) dans (4.60) :

$$x_{max} = x(t_1) = \frac{1}{2} \frac{Ru}{k} \left(\frac{Ru}{Ru - F}\right) \quad (4.62)$$

La valeur du déplacement maximum, exprimée par la relation (4.62), n'est valable que si le déplacement dépasse $\frac{Ru}{k}$ et que la force ne dépasse jamais Ru ; c'est-à-dire que les deux conditions (4.63) doivent être respectées :

$$Ru/2 < F < Ru \quad (4.63)$$

Malheureusement, le cas où l'IFS est prise en compte ne peut pas être dérivé analytiquement. En effet, il n'est pas possible de résoudre $x(t_0) = Ru/k$ avec x issu de l'équation (4.49). De plus, si le chargement est de type blast ($p(t) = p_s e^{-t/t_i}$), la résolution n'est pas possible, que ce soit dans le cas d'une structure linéaire ou d'une structure non-linéaire. En effet, les coefficients de l'équation du second ordre régissant le mouvement du ressort équivalent ne sont plus constants. Les techniques usuelles de résolution analytique ou une implémentation dans un code de calcul formel (Maple) ne donnent pas de résultats exploitables.

4.4 Modélisation numérique

Afin d'évaluer les effets de l'IFS sur la modélisation du ressort à un DDL, les deux grandeurs d'intérêt regardées dans cette partie sont :

- Le temps de calcul et mise en œuvre
En effet, il faut prendre en compte le temps de calcul, mais aussi le temps « ingénieur » (celui alloué à l'ingénieur pour la création et au post traitement du modèle) afin d'évaluer le coût de la méthode dans IFS.
- L'erreur faite en ne considérant pas l'IFS
Elle sera évaluée grâce à l'écart sur le déplacement maximum du ressort : Δ_{IFS} .

L'objectif principal est d'évaluer les effets de certaines grandeurs physiques (masse, raideur, impulsion..) sur Δ_{IFS} , afin de déterminer les situations où l'IFS n'influe pas (ou très peu) sur le dimensionnement GC. Pour cela, dans un premier temps, les modèles numériques utilisés seront présentés (modèle mixte éléments finis / volumes finis et modèle par différences finies). Puis les résultats obtenus par le logiciel de calcul commercial Radioss seront comparés avec les solutions de référence analytiques ou celles obtenues par différences finies, afin de s'assurer de la pertinence du modèle mixte. Plus particulièrement, les résultats de l'analyse 4.3 aboutissant à Δ_{IFS} (voir équation (4.54)) seront comparés aux résultats des modélisations numériques dans le cadre d'une structure linéaire. Enfin, les résultats précédents seront étendus à des situations non modélisables analytiquement (structure non-linéaire et/ou onde de pression exponentielle).

4.4.1 Modèle mixte éléments finis / volumes finis

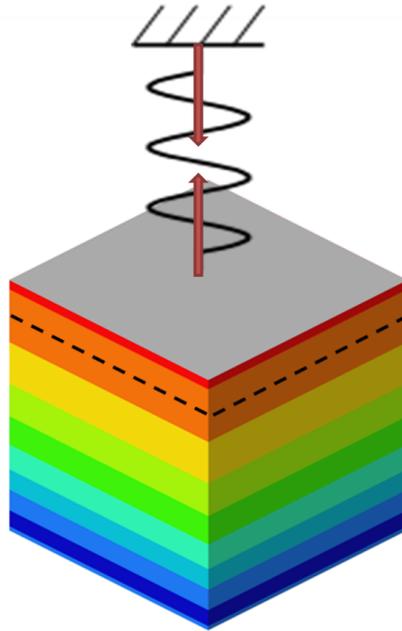
Pour étudier numériquement les effets de l'interaction fluide-structure, deux modèles sont nécessaires :

1. Un modèle avec IFS. La structure est plane. Le couplage réalisé est direct : les nœuds du fluide et de la structure sont fusionnés à la surface, la vitesse matérielle des composants est donc la même dans toutes les directions. Plus particulièrement, elle est identique dans la seule direction du mouvement, celle du ressort.
2. Un modèle sans IFS. Ce modèle est séparé en deux simulations : une première avec, uniquement la modélisation du fluide et de la propagation de l'onde. À la place de la structure se trouve une frontière rigide indéformable et la pression réfléchie est relevée sur cette frontière. Dans la seconde simulation, la structure est chargée par la pression réfléchie issue du calcul précédent.

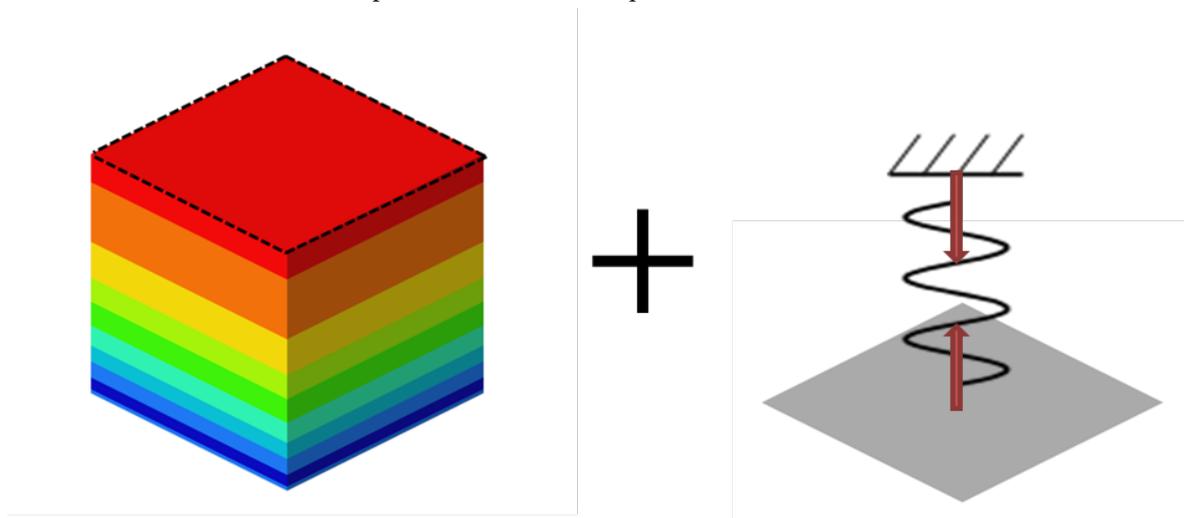
Les deux modèles sont illustrés sur la figure 4.11. La surface en pointillé représente la position initiale du ressort et la flèche, la force de compression dans le ressort.

Ce découplage est l'unique différence entre les deux modèles. Les autres paramètres (dimensions, matériaux, conditions aux limites, type d'élément et de formulation) sont équivalents. Les sections suivantes présentent ces différents paramètres.

Le modèle éléments finis illustré sur la figure 4.12 est réalisé grâce au logiciel explicite Radioss présenté au chapitre 1. Le repère (X,Y,Z) utilisé est également introduit.



(a) Représentation schématique du modèle avec IFS



(b) Représentation schématique des modèles sans IFS

FIGURE 4.11 – Modèle numérique du ressort à un degré de liberté soumis à une onde de choc avec IFS 4.11a et sans IFS 4.11b

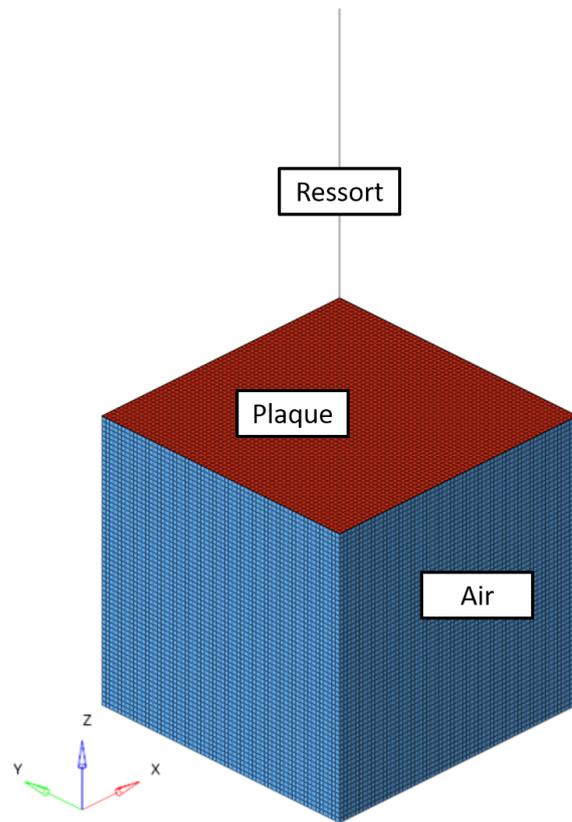


FIGURE 4.12 – Modèle éléments finis représentant l'air et le ressort - modèle avec IFS.

Des liaisons cinématiques sont appliquées aux nœuds de la plaque afin d'obtenir un mouvement strictement 1D.

- Tous les degrés de liberté en rotation sont bloqués,
- Les translations selon les deux axes transversaux X et Y sont bloquées,
- La translation selon Z de chacun des nœuds est liée. Ainsi, la plaque aura un mouvement homogène dans la direction Z.

La plaque se comporte comme une structure rigide et indéformable. Concernant le modèle sans IFS, la même géométrie est utilisée. Les deux calculs (fluide et structure) sont en revanche séparés (voir figure 4.11b).

Chargement

Dans le modèle à une dimension utilisé, le chargement est uniforme sur toute la surface de structure. Comme pour le chapitre 2, deux chargements sont considérés :

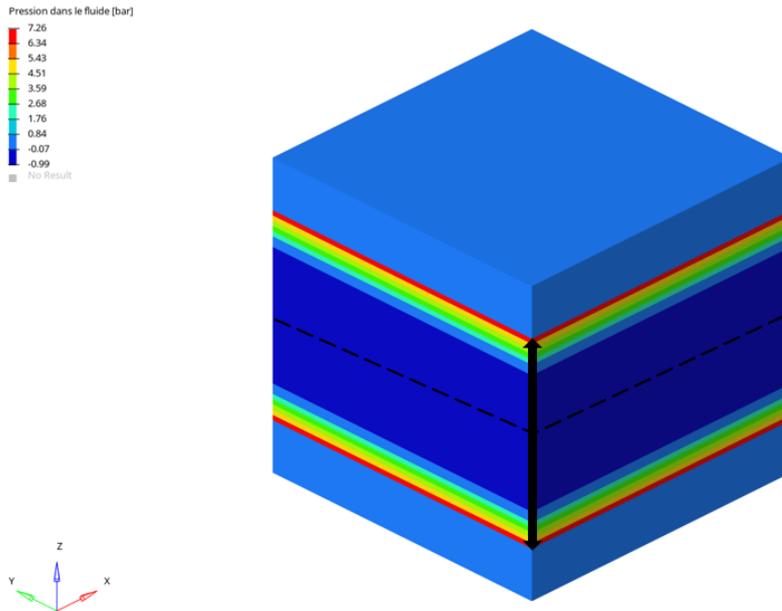
1. Le chargement de type « onde de souffle » aussi appelé « blast »

Ce type de pression est représentatif du profil se dégageant de la détonation aérienne d'une charge d'explosif. On parle également de « blast ». L'expression analytique approchant ce profil de pression s'exprime sous la forme $p(t) = p_s e^{-t/t_i}$. C'est la pression la plus représentative du chargement issu d'une explosion (voir chapitre 1), connue sous le nom de Friedlander. Pour obtenir ce chargement, un premier modèle est réalisé grâce au code volume fini Clawpack. Comme présenté dans le chapitre 3, Clawpack utilise la méthode du ballon comprimé pour simuler l'explosion de TNT. Ce premier calcul est réalisé en 1D avec un terme source supplémentaire afin d'obtenir une propagation radiale de l'onde de choc. Le solveur utilisé est un celui d'Harten, Lax et van Leer (HLL) [39]. Le chargement est ensuite projeté sur le maillage de la partie fluide du modèle numérique sous Radioss à 50cm de la structure (figure 4.13a). La surface en pointillé est la position initiale du choc qui se propage dans le sens des flèches noires. Les derniers centimètres de la propagation de l'onde se font donc en géométrie plane, ce qui modifie légèrement la forme de l'onde sans que cela n'ait d'impact sur l'étude.

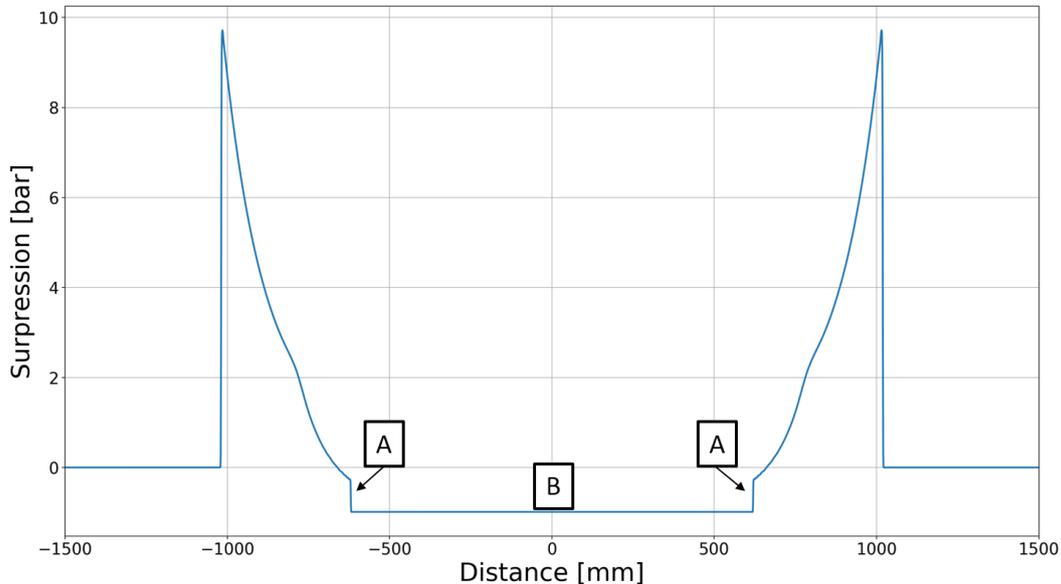
2. Le chargement de type « choc »

La pression est un créneau constant, appelé plateau d'Hugoniot (voir chapitre 2), pendant toute la durée de la sollicitation. Il y a deux intérêts principaux à étudier ce chargement : le premier est qu'il représente le chargement dans un tube à choc. Le second est qu'il correspond à une situation bien comprise d'un point de vue analytique 4.3. Ainsi, il est possible de valider les deux modélisations avec et sans IFS en utilisant l'écart relatif fourni par Δ_{IFS} numérique et analytique (équation (4.54)). Cette partie a pour but de présenter comment les deux chargements sont obtenus numériquement et comment ils sont appliqués à la structure.

Concernant la pression de type **blast**, elle est symétrique dans l'air afin d'agrandir le modèle numérique et ainsi éviter des réflexions parasites au niveau du plan d'introduction de la condition de chargement et/ou de la surface absorbante (voir figure 4.13). Les figures 4.13 montrent la représentation du chargement de pression calculé dans le modèle 1D (figure 4.13b) et projeté dans le modèle numérique 3D, visible sur la figure 4.13a.



(a) Visualisation dans le modèle 3D - Radioss



(b) Visualisation dans le modèle 1D - Clawpack. La position A est celle du choc secondaire, et la B est celle de la chute de pression.

FIGURE 4.13 – Pression initiale dans le modèle numérique, enregistrée 0.53 ms après la détonation de 1 kg de TNT.

Le front de montée de l'onde de choc n'est pas parfaitement raide; c'est une limitation du modèle utilisé. Elle est due à la taille de maille du modèle pseudo 1D, plus importante que celle utilisée par Clawpack dans la première simulation. De plus, on observe bien le choc secondaire (en A sur la figure 4.13b) se propageant dans le sens inverse de la propagation de l'onde, ainsi que la chute de pression au niveau de la position centrale de la charge (en B sur la figure 4.13b) aux alentours de 20mbar. Ce phénomène, déstabilisant au premier abord, a été mis en évidence dans les modèles de ballon comprimé par Brode [40]. Pour aller plus loin, le diagramme de marche d'une explosion aérienne issue de [40] est représenté en annexe D, avec en particulier la position du choc secondaire en fonction du temps. L'onde se propage ensuite dans les mailles modélisées par des volumes finis dans

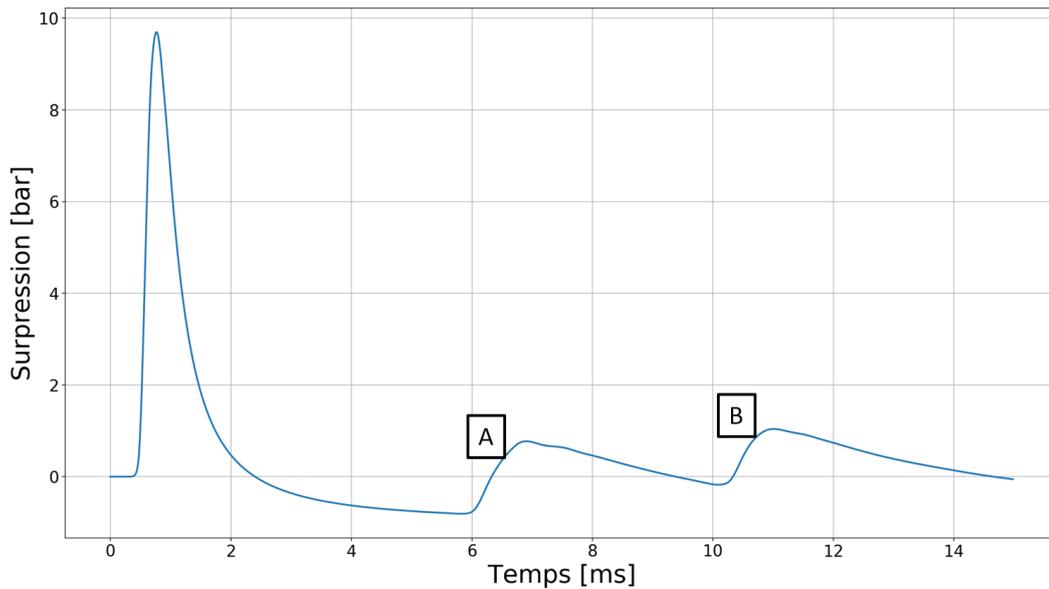


FIGURE 4.14 – Exemple de pression réfléchi en fond de tube consécutivement à l'explosion de 1kg de TNT à 1m50

Radioss, puis se réfléchit sur la structure. L'onde réfléchi a bien un profil exponentiel de type blast également (figure 4.14).

Le second choc observé (A sur la figure 4.14) est le choc secondaire qui s'est réfléchi au niveau du centre de symétrie. En revanche, le troisième choc (B sur la figure 4.14) visible est dû à la surface absorbante qui réfléchit une partie du choc au fond du tube (à l'opposé de la plaque).

Concernant le chargement de type **choc**, l'objectif n'est pas d'obtenir une sollicitation réaliste sur la structure, mais un chargement de pression dynamique pour permettre un calcul analytique du ressort (voir paragraphe 4.3). Pour cela, le fluide est comprimé de manière isotherme dans tout le domaine; c'est-à-dire que les propriétés de l'air sont changées :

- P_0 devient $n \times p_0$,
- ρ_0 devient $n \times \rho_0$.

Ainsi, juste avant le début du calcul à $t = 0^-$, la structure et le fluide sont au repos. A un temps $t = 0^+$, la structure est « impactée » par une pression instantanée de n bar. Ce modèle permet le maintien de la pression voulue tout au long du calcul et, par conséquent, une comparaison beaucoup plus juste avec le modèle analytique présenté au paragraphe 4.3.

Propriété géométrique

Le problème ainsi simplifié est purement à une dimension. Les dimensions orthogonales à la direction du déplacement sont donc sans importance. La profondeur du modèle varie selon la distance voulue entre la charge et le mur afin d'optimiser le temps de calcul. Afin de conserver des calculs suffisamment rapides pour effectuer des études paramétriques riches, la plage de variation de la profondeur est fixée entre 2.0 et 7.0m. Pour respecter la symétrie du profil de pression et retarder au maximum l'arrivée du troisième choc (en B

sur la sur la figure 4.14), la charge est donc placée à mi chemin entre la surface absorbante et la plaque, soit entre 1.0 et 3.5m.

Propriété des matériaux

Le fluide

La loi décrivant l'état de l'air est l'équation d'état des gaz parfaits $p = \rho r T$ où $r = 287 \text{ J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ pour l'air, avec les paramètres rassemblés dans le tableau 4.3 :

Paramètres	Symboles	Valeur	Unités
Masse volumique	ρ	1.225	$\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$
Rapport des chaleurs spécifiques	γ	1.4	-
Température	T	293	K
Surpression minimum	P_{min}	-1.0	bar

TABLEAU 4.3 – Paramètres utilisés pour modéliser l'air à l'état initial dans le modèle numérique.

Dans l'environnement Radioss, cette loi est désignée par « Law6 ». Les deux coefficients de viscosité linéaire et quadratique sont laissés par défaut à 10^{-20} ; le coefficient de viscosité de hourglass est lui de $h=0.1$

La structure

La plaque indéformable à l'extrémité du ressort est modélisée grâce à des éléments finis 2D linéaires. Leur épaisseur est de 1.0mm et il n'y a qu'un seul point d'intégration dans l'épaisseur. Le matériau de cette plaque importe peu car tous ces nœuds sont liés cinématiquement entre eux. Le seul impératif est que sa masse soit faible devant celle du ressort pour ne pas influencer l'analyse des résultats. Le choix s'est donc porté sur de l'aluminium 4.4.

Paramètres	Symboles	Valeur	Unités
Masse volumique	ρ	2630	$\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$
Coefficient de Poisson	ν	0.33	-
Module d'Young	E	70	GPa

TABLEAU 4.4 – Paramètres utilisés pour modéliser la structure dans le modèle numérique.

Le ressort

Le ressort est modélisé par une masse, une force de rappel et, éventuellement, un amortissement. Dans tous les calculs, l'amortissement est nul et il est important de noter que seule la moitié de la masse renseignée va effectivement intervenir dans le déplacement de la structure. En effet, elle est séparée à part égale entre les deux nœuds à chaque extrémité du ressort et l'un de ces nœuds est encasté ; il n'intervient donc pas dans le calcul du déplacement du ressort. Concernant la force de rappel, plusieurs choix sont faits en fonction du mode de fonctionnement souhaité pour le ressort (élastique ou élastoplastique). Dans le premier, la force est directement proportionnelle à la raideur $F = k \times dx$ quelle que soit la déformation dx , on parle alors de ressort (ou structure) linéaire. Dans le second, la force de rappel va dépendre de la déformation (voir relation (4.55)). La force de rappel est donc non-linéaire, par abus de langage on parle de structure non-linéaire dans la suite de ce mémoire. De plus, l'écroûissage du ressort est découpé en traction et en compression. La figure 4.15 montre un exemple du cycle d'écroûissage non-linéaire du ressort.

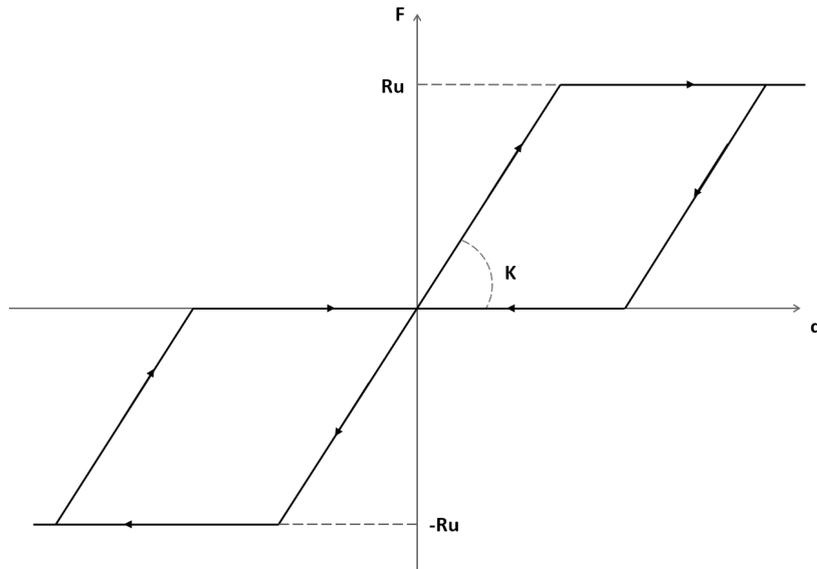


FIGURE 4.15 – Schéma de la loi d'écroissage non-linéaire du ressort. Les flèches représentent les trajectoires de charge/décharge du ressort

Aucun endommagement n'est présent dans le modèle. C'est cette dualité entre l'air modélisé par des volumes finis et la structure modélisée en éléments finis qui donne le nom mixte éléments/volumes finis à la méthode.

Conditions aux limites

Une des extrémités du ressort est donc encastrée, l'autre étant attachée à la plaque.

Les surfaces sur les côtés du tube sont dites « glissantes » ; c'est-à-dire que le flux normal à travers la paroi est nul et qu'aucune contrainte n'est appliquée sur le flux tangent. La surface de l'extrémité opposée au ressort est dite « absorbante ». La variation du flux normal est nulle à travers la surface. Mathématiquement, la dérivée du flux est nulle pour toutes les grandeurs suivantes : masse, quantité de mouvement et énergie.

4.4.2 Modèle par différences finies

Le modèle par différences finies est une méthode numérique qui consiste à résoudre l'équation du mouvement du modèle analytique du ressort à un DDL (4.32) grâce à la méthode des différences centrées. On pose alors :

- x_n le déplacement de l'oscillateur équivalent à l'instant n ,
- $v_n = \frac{x_n - x_{n-1}}{\Delta t}$ la vitesse de l'oscillateur équivalent à l'instant n ,
- $a_n = \frac{x_{n+1} - 2x_n + x_{n-1}}{\Delta t^2}$ l'accélération de l'oscillateur équivalent à l'instant n .

On obtient donc la relation de récurrence entre le déplacement de l'oscillateur à l'instant $n+1$ et les états précédents, où F est l'ensemble des forces appliquées au système à l'instant n :

$$x_{n+1} = 2x_n - x_{n-1} + \frac{\sum F}{M_e g} \Delta t \quad (4.64)$$

et où $F = F_f + F_R$ est la somme des forces du fluide sur la plaque et du ressort sur la plaque.

Dans le cas étudié, la force F_f est obtenue en multipliant la pression réfléchie calculée par le modèle numérique des volumes finis, sans IFS, par la surface de plaque accrochée au ressort à chaque instant. Les effets de l'IFS sont pris en compte en multipliant cette force par le coefficient présenté à l'équation (4.65). Ce coefficient est dû à la détente de l'onde après réflexion sur une paroi mobile (plus de détails au chapitre 2).

$$F_f(\text{avec IFS}) = F_f(\text{Sans IFS}) \left(1 - \frac{\gamma - 1}{2} \frac{v}{a_0}\right)^{\frac{2\gamma}{\gamma - 1}} \quad (4.65)$$

F_R est la force de rappel du ressort, à l'instant n , elle ne dépend que de la position du ressort et de la force à l'instant précédent. Elle est obtenue à partir du diagramme élasto-plastique 4.15 et des équations suivantes :

$$dx = x_{n-1} - x_{n-2} \quad (4.66)$$

$$F_{Rn} = \begin{cases} \min(F(x_{n-1}) + K_e dx, R_u) & \text{si } dx > 0 \\ \max(F(x_{n-1}) + K_e dx, -R_u) & \text{si } dx < 0 \end{cases} \quad (4.67)$$

La méthode de résolution par les différences finies impose de choisir un pas de temps suffisamment faible pour assurer la stabilité du schéma. Pour la méthode des différences centrées, présentées ici, le pas de temps doit être inférieur à la période divisée par Π ($\delta t < t_0/\Pi$). Par souci de cohérence, un pas du même ordre de grandeur que celui du calcul numérique par éléments finis (modèle avec IFS) est retenu, car il obéit à la condition de CFL, à celle de stabilité et qu'il permet de comparer les deux méthodes à pas de temps constant.

4.4.3 Détails de l'étude paramétrique

Étude	1		2	
Structure	Linéaire		Non linéaire	
Force	Constante		Constante	
	Paramètres	Nombre de valeurs	Paramètres	Nombre de valeurs
	Raideur	5	Raideur	3
	Masse	5	Masse	3
	Force	10	Force	5
			limite élastique	5
Nombre total de calculs		250		225

TABLEAU 4.5 – Détails de l'étude paramétrique réalisée - chargement constant.

Une étude paramétrique a été conduite dans les quatre situations d'étude. Les tableaux 4.5 et 4.6 montrent les conditions de l'étude ainsi que les paramètres ayant varié pendant l'étude. Chacune des valeurs des paramètres est équidistante des autres ; c'est-à-dire que pour un paramètre p et un nombre de valeurs n , le paramètre numéro i vaut :

$$p_i = p_1 + \frac{p_n - p_1}{n} (i - 1) \quad (4.68)$$

Étude	3		4	
Structure	Linéaire		Non linéaire	
Force	Blast		Blast	
	Paramètres	Nombre de valeurs	Paramètres	Nombre de valeurs
	Raideur	5	Raideur	3
	Masse	5	Masse	3
	Distance structure-charge	3	Distance structure-charge	3
	Masse de la charge	3	Masse de la charge	3
			limite élastique	5
Nombre total de calculs		225		243

TABLEAU 4.6 – Détails de l'étude paramétrique réalisée - chargement de type blast.

	Borne inférieure	Borne supérieure	Unités
Raideur	2.22	142	<i>MN/m</i>
Masse	6.01	24.2	<i>Tonnes</i>
Limite élastique	1.0	45.1	<i>MN</i>
Pression	0.1	200.0	<i>MPa</i>
Masse de TNT	1	50	<i>Kg</i>
Distance à la charge	1.5	3.5	<i>M</i>

TABLEAU 4.7 – Valeurs maximum et minimum prises par les grandeurs variant dans l'étude paramétrique.

De plus, dans l'étude numéro 2 les variations de la limite élastique (Ru) et de la force appliquée (F) sont liées, de manière à ce que la plasticité soit toujours atteinte, mais que les résultats soient toujours comparables au modèle analytique présenté au chapitre 4.3. Ainsi :

$$Ru/2 < F < Ru \quad (4.69)$$

Le tableau 4.7 résume les bornes supérieure et inférieure des paramètres utilisés. Pour la structure, ils correspondent aux archétypes de murs « fins » et « épais » présentés au chapitre 4.2.2.

L'étude numéro 3 présentait des résultats très dispersés. Elle a donc été complétée trois fois afin d'obtenir des résultats exploitables. L'interprétation des résultats et les courbes correspondantes représentent donc $3 \times 225 = 675$ calculs.

4.5 Résultats

Si la méthode proposée permet de réduire les coûts associés au calcul numérique (temps CPU et ingénieur), cela se fait aux dépens de la précision. La conséquence directe est un mauvais dimensionnement de la structure béton armé et donc un impact sécuritaire, écologique, financier pour le maître d'ouvrage plus important. Il est donc indispensable d'évaluer les effets de l'IFS sur les méthodes de dimensionnement. Dans un premier temps, et afin de s'assurer de la pertinence des modèles mixtes volumes/éléments finis, les résultats de calculs sans IFS, impossibles à obtenir expérimentalement, sont comparés à la solution analytique quand elle existe ou, dans le cas contraire, à la solution obtenue par différences finies. Pour cela, un historique de déplacement, avec et sans IFS, est montré pour un cas paramétrique pertinent. Ensuite, la donnée d'intérêt (déplacement maximum) sans IFS est tracée pour le calcul numérique en fonction de celui obtenu par la méthode de référence (analytique ou différences finies). Enfin, l'historique du chargement, c'est-à-dire de la pression réfléchie, est tracé pour un exemple pertinent afin de comparer les chargements avec et sans IFS.

Dans un second temps, les deux modèles mixtes éléments/volumes finis avec et sans IFS seront comparés en se basant sur le déplacement maximum (Δ_{IFS}). C'est une grandeur physique facilement appréhendable, pertinente pour le dimensionnement et indépendante du type de structure (charpente, béton armé, *etc.*). En se basant sur l'étude analytique précédente, le paramètre adimensionnel ξ est utilisé comme premier critère discriminant pour déterminer l'importance des effets de l'IFS. Si ce critère s'avère très pertinent dans le cas linéaire – force constante, il l'est beaucoup moins dès que la structure devient élastoplastique ou que la force n'est plus constante. D'autres solutions pour modifier ce critère sont alors explorées.

4.5.1 Structure linéaire, force constante

Initialement, le cas le plus simple est étudié : la structure est élastique linéaire et la pression est constante dans le fluide.

Validation du modèle numérique

La comparaison des historiques de déplacement avec et sans IFS pour les calculs analytiques et numériques donne des résultats identiques (figure 4.16). Ils ont été obtenus pour un mur de masse équivalente de 6.01 tonnes, de raideur équivalente de 2.22 GN/m. C'est donc un mur léger chargé par une pression constante de 44.5 MPa. Les déplacements de la masse équivalente montrent une période d'environ 10ms, ce qui correspond à la période théorique : $T = \frac{2\pi}{\sqrt{k/m}}$. L'autre grandeur analysable sur la figure 4.16 est le déplacement maximum. D'après (4.39), il doit être égal à $x_m = \frac{2F}{k} = \frac{2 \times 44.5 \text{ MPa}}{2.22 \text{ GN/m}} = 40.1 \text{ mm}$.

Il n'est pas possible de distinguer les résultats des calculs analytiques et numériques.

Afin de s'assurer que tous les cas paramétriques donnent également des résultats corrects, la figure 4.17 présente le déplacement maximal sans IFS pour le calcul numérique (en ordonnée) et le déplacement sans IFS pour le calcul de référence analytique en abscisse. Tous les points sont sur la droite $y=x$ et donc les deux déplacements maximum représentés en abscisse et en ordonnée sont égaux.

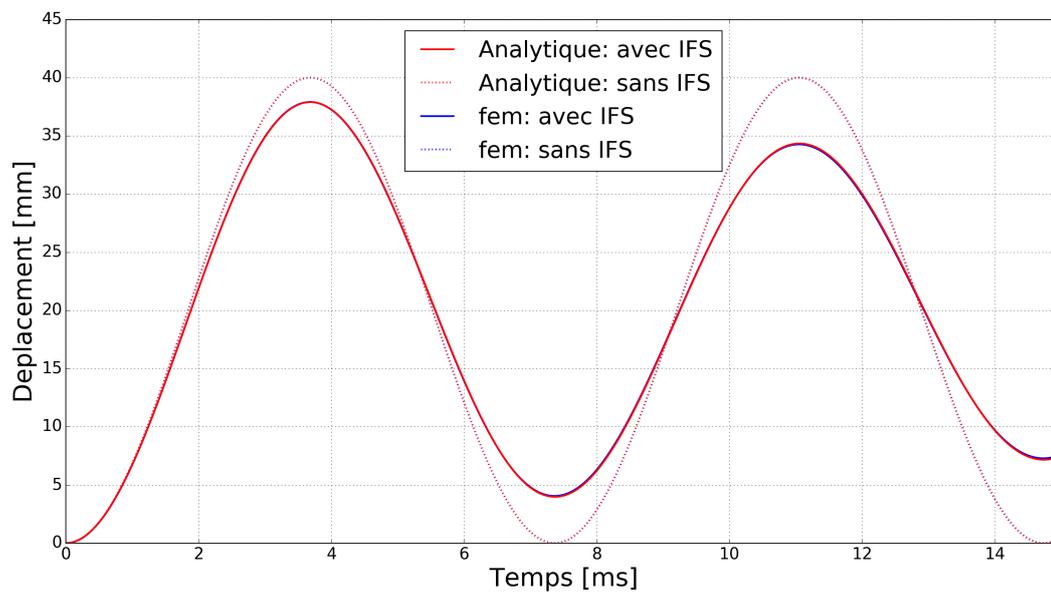


FIGURE 4.16 – Exemple de déplacement avec et sans IFS pour les méthodes FEM et analytique (les courbes sont superposées). Structure linéaire – force constante. masse = 6.01 tonnes, raideur = 2.22 GN/m, pression = 44.5 MPa

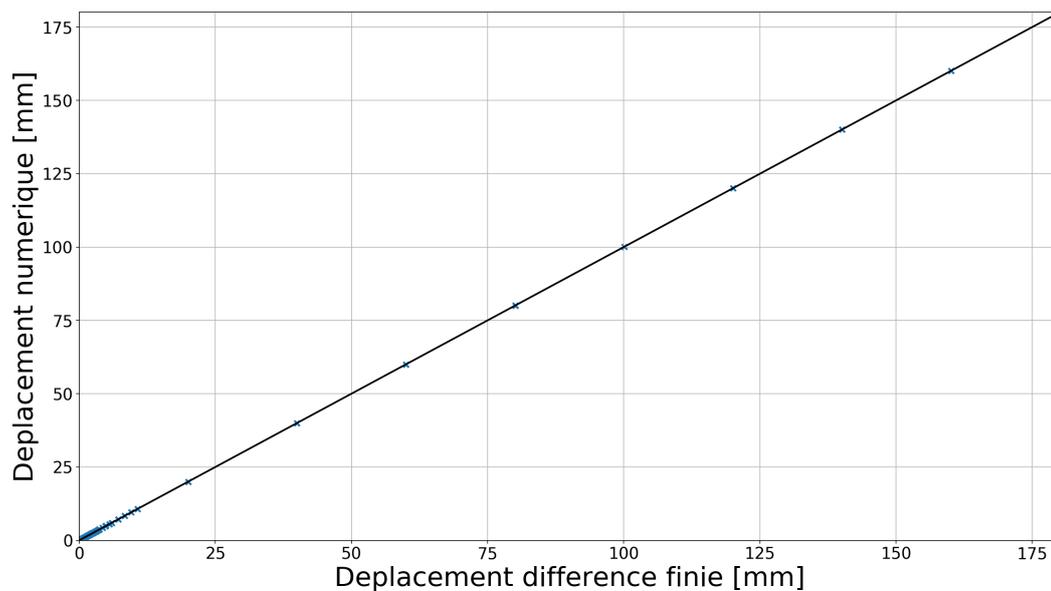


FIGURE 4.17 – Comparaison du déplacement maximum sans IFS pour les deux méthodes FEM et analytique. Structure linéaire – force constante.

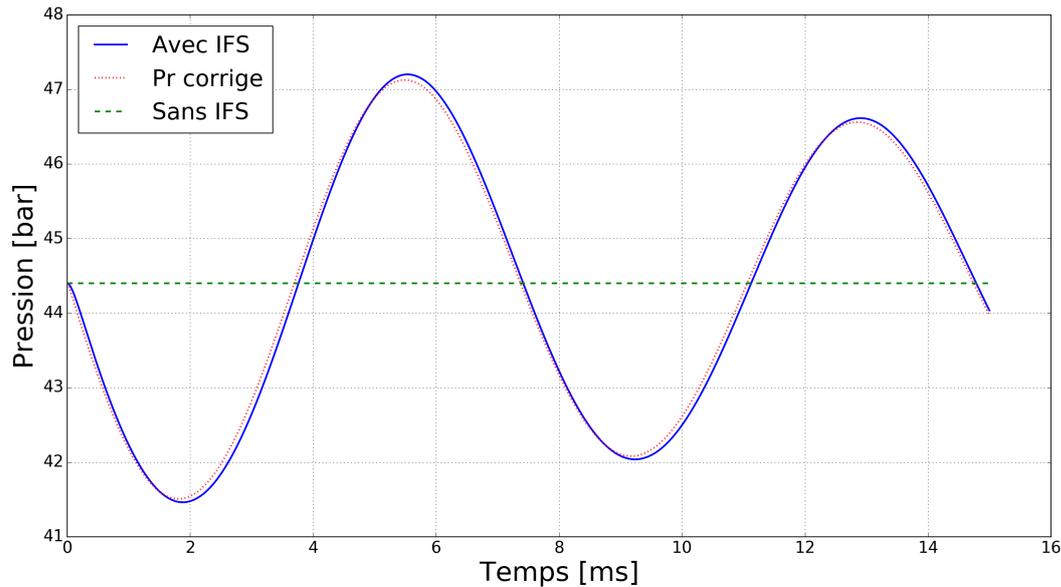


FIGURE 4.18 – Exemple de pression réfléchiée avec et sans IFS – chargement constant et structure linéaire. Pr corrige est la pression calculée par la relation (4.65) masse = 6.01 tonnes, raideur = 2.22 GN.m⁻¹, pression = 44.5 MPa

Ensuite, afin de s'assurer de la formule (4.65), la pression réfléchiée (c'est-à-dire le chargement) obtenue dans les deux calculs numériques (avec et sans IFS) est tracée en fonction du temps sur la figure 4.18. De plus, la pression réfléchiée « corrigée » c'est-à-dire celle calculée grâce à l'équation (4.65) est ajoutée au graphique. La vitesse v utilisée est celle de la structure dans le modèle numérique avec IFS. Les deux courbes de pression (avec IFS et pression corrigée) sont très proches, ce qui valide la méthode de calcul numérique.

Paramètres d'influence de l'IFS

En se basant sur les résultats de l'étude analytique, la figure 4.19 montre l'évolution de Δ_{IFS} en fonction du paramètre $\xi = \frac{Y^F}{2a_0\sqrt{km}}$. La courbe « analytique » est l'équation (4.54) obtenue précédemment.

Encore une fois, la corrélation est extrêmement bonne entre les deux modèles (analytique et numérique). Le coefficient de Pearson est de $r = 0.999$ entre ces deux courbes car elles ont les mêmes variations. Un biais est cependant visible pour des valeurs plus élevées de ξ mais il est resté inférieur à 1%. Ce biais est dû au développement limité nécessaire pour le calcul analytique 4.42 qui devient moins précis pour des valeurs importantes de ξ .

4.5.2 Structure non-linéaire, force constante

Une loi de comportement plus réaliste pour une structure béton est donc la loi élasto-plastique parfait, présentée précédemment. Ainsi, les calculs précédents sont repris avec cette loi plus adaptée pour le ressort. Afin d'observer de la plasticité, sans divergence des déplacements, la condition (4.63) doit être respectée (voir paragraphe 4.3). Pour cela, les valeurs de F/Ru sont fixées à 0.7, 0.75, 0.8, 0.85 et 0.9. Le temps de réponse des ressorts dans quelques modèles est trop élevé et le maximum du déplacement n'est pas encore atteint à la fin du calcul. Dans ces situations, le modèle n'est pas retenu dans l'analyse des résultats. Au total 45 modèles sont ainsi écartés sur les 225 considérés.

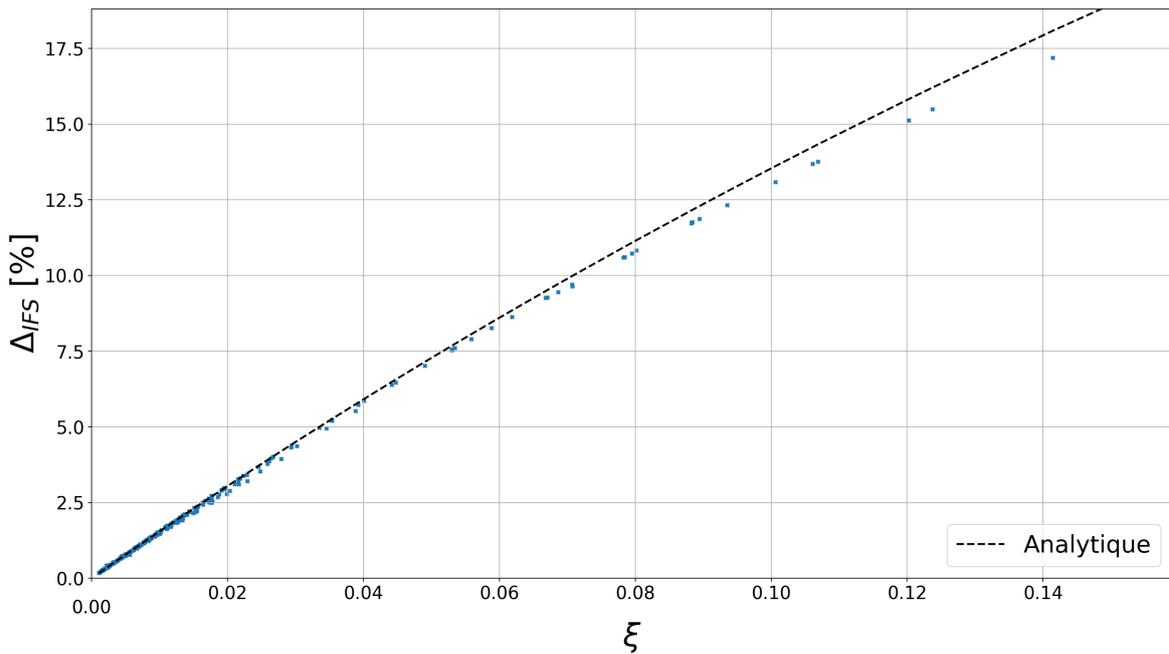


FIGURE 4.19 – Écart avec et sans IFS en fonction de ξ - chargement constant et structure linéaire. $r = 0.999$

Validation du modèle numérique

Un exemple est choisi pour représenter l'historique des déplacements. Comme dans le cas linéaire, les déplacements avec et sans IFS du modèle numérique correspondent à ceux calculés grâce à la méthode de référence, ici les différences finies présentées au paragraphe 4.4.2. Ils ont été obtenus pour un mur de masse équivalente de 6.01 tonnes, de raideur équivalente de 2.22 GN/m. C'est donc un mur léger chargé par une pression constante de 25.5 MPa ce qui fixe le rapport force sur résistance ultime $F/Ru = 0.75$.

La figure 4.20 montre une parfaite superposition entre les modèles éléments finis et différences finies ce qui valide la modélisation. De plus, comme attendu, les déplacements sans IFS (notés « NO IFS ») surestiment le déplacement d'environ 5-10% en prenant le déplacement avec IFS comme référence.

À l'instar du paragraphe précédent sur les structures linéaires, les déplacements maxima de chacun des cas paramétriques sont tracés en fonction du déplacement maximum de la méthode de référence. Encore une fois, les points se trouvent tous sur la droite d'équation $y=x$ (figure 4.21). Ainsi les deux méthodes de calcul (mixte et différences finies) donnent des résultats similaires pour le déplacement maximum sans IFS.

Concernant la pression, la non-symétrie observée sur la première partie de la courbe de pression avec IFS (figure 4.22) vient des déplacements non-linéaires de la structure. En effet, du fait de la plasticité, le ressort va se déplacer de manière non-linéaire avant d'osciller autour de sa position d'équilibre. La pression appliquée sur la plaque étant liée à la vitesse de la plaque par l'équation (4.65), (voir chapitre 2) et donc à ses déplacements, il est normal de voir apparaître les effets de la non linéarité du déplacement sur le niveau de surpression.

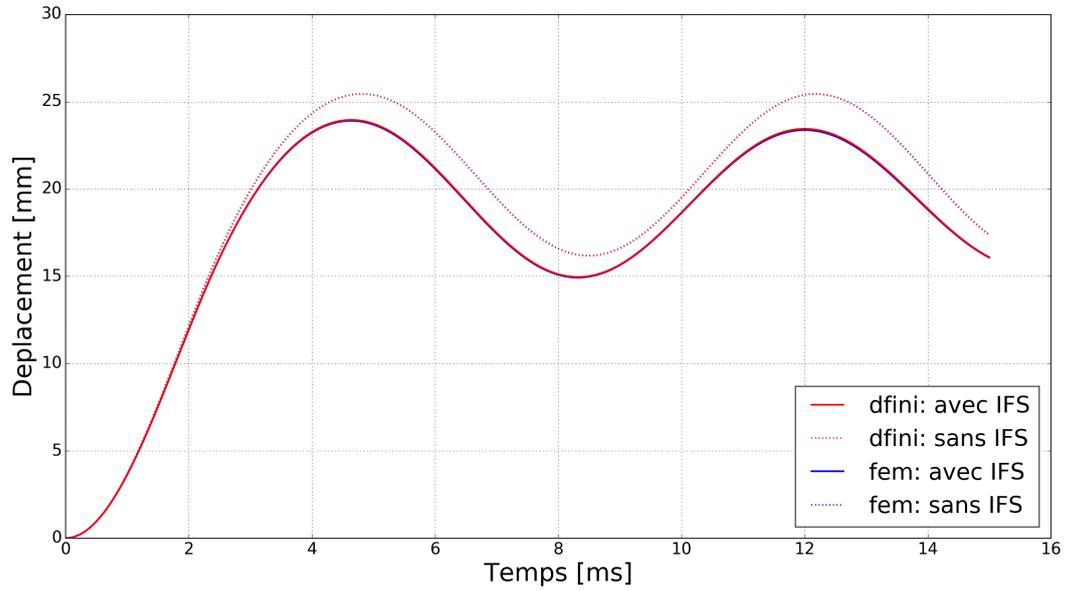


FIGURE 4.20 – Exemple de déplacement avec et sans IFS – chargement constant et structure non-linéaire – méthode FEM et différences finies (courbe superposée). Structure non-linéaire – force constante. masse = 6.01 tonnes, raideur = 2.22 GN/m, pression = 25.5 MPa, Ru = 34.1 MN

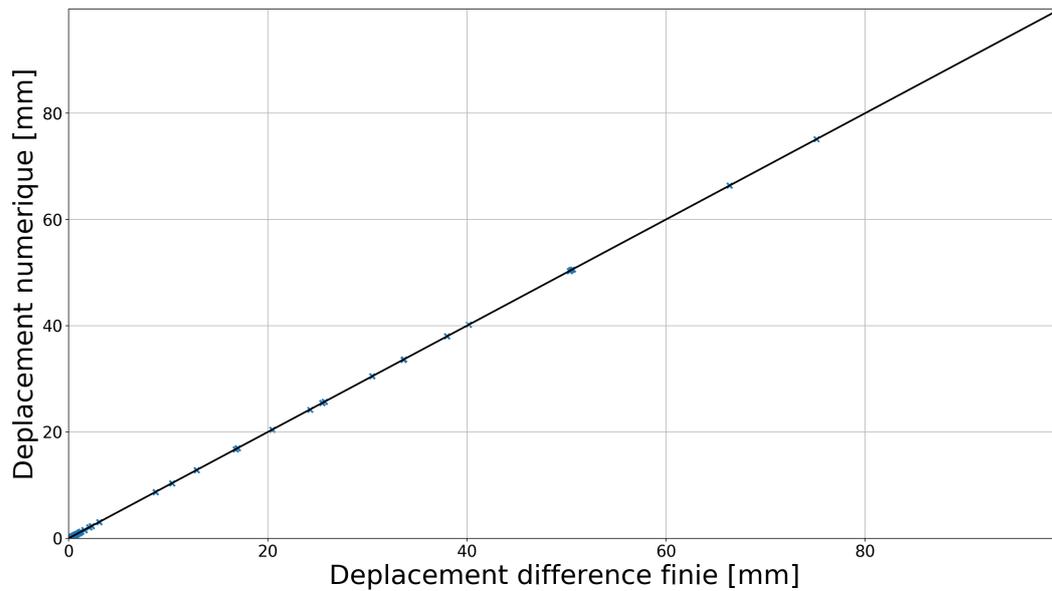


FIGURE 4.21 – Comparaison du déplacement maximum sans IFS pour les deux méthodes FEM et différences finies.

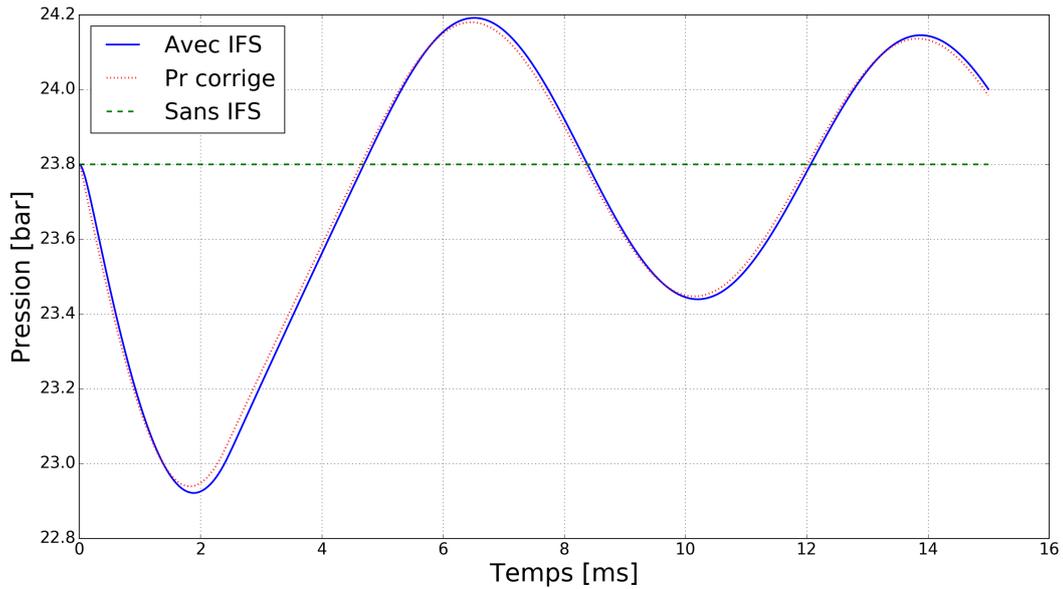


FIGURE 4.22 – Pression vue par le ressort avec et sans IFS. Structure non-linéaire – force constante. masse = 6.01 tonnes, raideur = 2.22 GN/m, pression = 25.5 MPa, $R_u = 34.1$ MN

Paramètres d'influence de l'IFS

Le même raisonnement que pour la structure linéaire est appliqué, et Δ_{IFS} est tracé en fonction du paramètre ξ et comparé avec la relation analytique (4.54).

Les effets de l'IFS sont bien plus importants que ceux anticipés avec le modèle linéaire. Il apparaît clairement que le coefficient ξ ne suffit plus. Cependant, certaines tendances sont visibles, notamment des faisceaux de courbes pour chaque valeur de F/R_u retenue (figure 4.23)

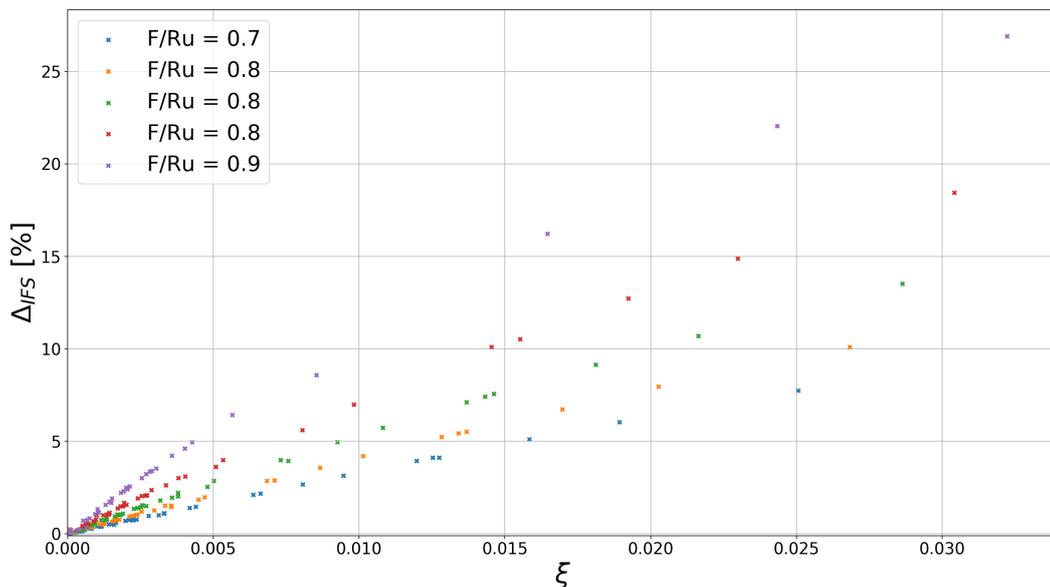


FIGURE 4.23 – Écart, sur le déplacement maximum, avec et sans IFS en fonction de ξ - Structure non-linéaire – force constante – influence de la plasticité.

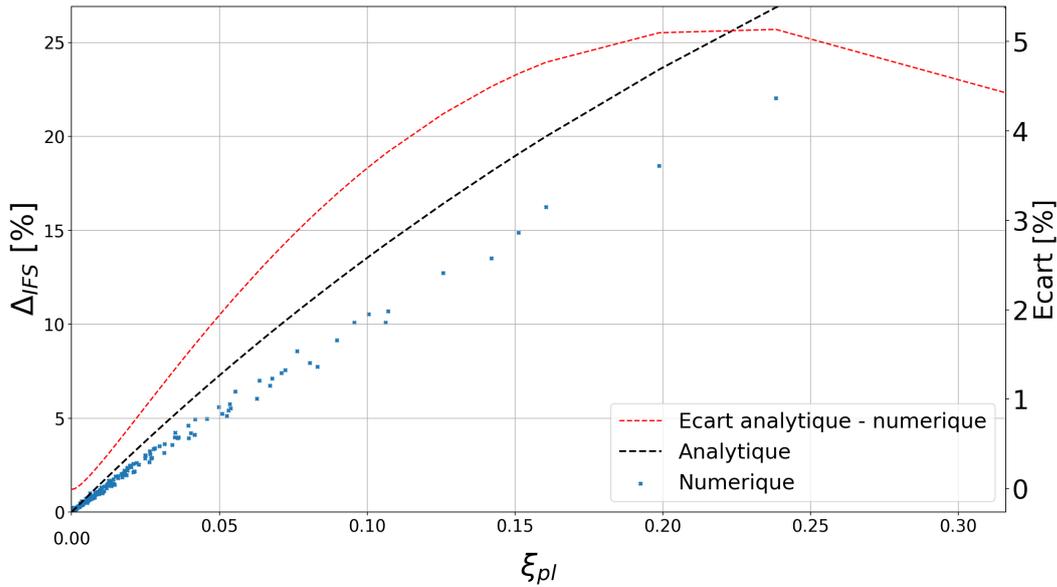


FIGURE 4.24 – Écart, sur le déplacement maximum, avec et sans IFS en fonction de ξ_{pl} - Structure non-linéaire – force constante.

Plus la valeur F/Ru s'approche de 1, plus la variable delta IFS est importante, avec un raidissement accru lorsque F/Ru tend vers 1. Cela signifie que l'IFS joue un rôle plus important. De plus, lors du calcul analytique du déplacement maximum du ressort non-linéaire (chapitre 4.3), le coefficient F/Ru apparaît sous la forme $\frac{Ru}{Ru-F}$ dans le résultat (4.62). En utilisant les deux informations ci-dessus, un nouveau critère plastique ξ_{pl} peut être calculé selon l'équation (4.70).

$$\xi_{pl} = \xi \frac{Ru}{Ru-F} = \frac{\gamma F}{2a_0 m \omega_0} \frac{Ru}{Ru-F} \quad (4.70)$$

L'influence de l'interaction fluide-structure sur le déplacement maximum du ressort Δ_{IFS} est donc tracée en fonction de ξ_{pl} sur la figure 4.24. De plus, la courbe analytique représente $\Delta_{IFS}(\xi_{pl})$ calculé grâce à l'équation (4.54).

Le modèle analytique linéaire adapté avec une variable ξ_{pl} non-linéaire surestime de 5% les résultats obtenus par le modèle numérique, pour les valeurs de ξ voisines de 0.2. De plus, le coefficient de Pearson de 0.997 indique une bonne corrélation entre les deux modèles. Il est, encore une fois, très fortement influencé par le fait que la direction des deux courbes est identique. Ce résultat a des conséquences pratiques importantes. En effet, s'il n'est pas possible de dériver une solution analytique précise, dans le cas d'une force constante et d'un ressort non-linéaire, il est possible d'obtenir une borne supérieure des effets de l'IFS en utilisant le critère Δ_{IFS} (4.54) adapté à un coefficient ξ_{pl} plastique (4.70).

Ces premiers résultats sont prometteurs, mais ont peu d'applications réelles. En effet l'onde de souffle issue d'une explosion réelle a un profil exponentiel et on ne retrouve le cas d'une force constante que dans le contexte très académique du tube à choc. Dans le cadre de cette thèse CIFRE-Défense, une application à une sollicitation de type « onde de souffle », c'est-à-dire de profil de Friedlander, est nécessaire. C'est ce qui est réalisé dans les deux prochains paragraphes de ce chapitre.

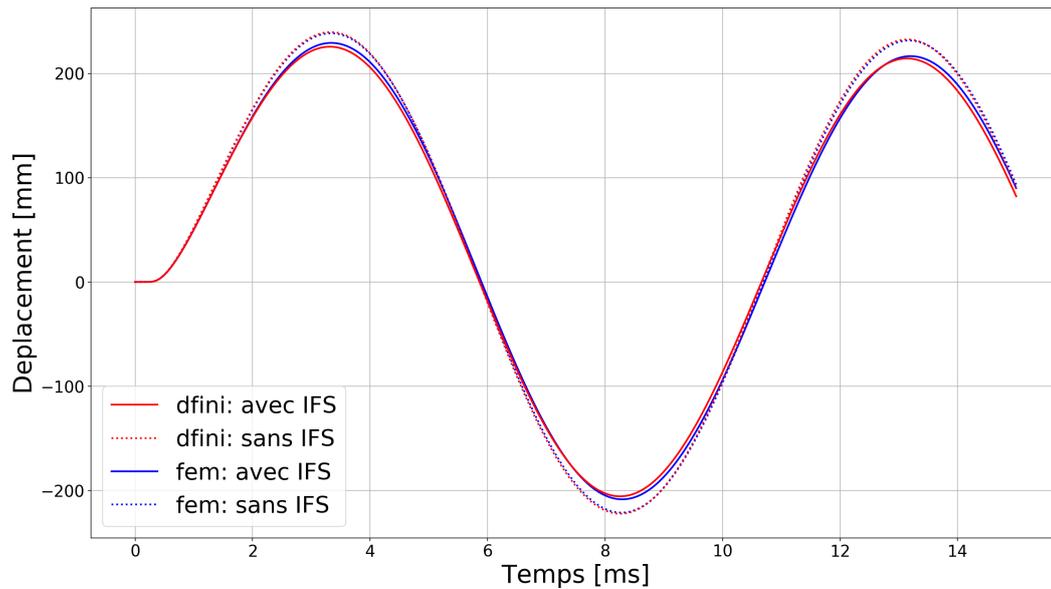


FIGURE 4.25 – Exemple d'historique de déplacement avec et sans IFS, dans le cas d'un blast. Calcul FEM et différences finies (dfini). 50kg de TNT à 1m, masse = 10.7 tonnes, raideur = 2.22 GN.m⁻¹

4.5.3 Structure linéaire, onde de souffle

Afin de faciliter les calculs et la compréhension du problème, la structure (c'est-à-dire le ressort) est, dans un premier temps, choisie linéaire dans cette partie. L'onde réfléchie (et donc le chargement) est cette fois de type Friedlander modifié : (4.71)

$$p(t) = p_s \left(1 - \frac{t}{t_i}\right) e^{-t/t_i} \quad (4.71)$$

Ce chargement est connu pour être représentatif d'un chargement réel consécutif à une explosion accidentelle ou malveillante comme vu aux chapitres 1 et 2.

Validation du modèle numérique

Contrairement au cas de la force constante, un écart perceptible de quelques pourcents apparaît entre les deux méthodes de calcul avec IFS (lignes continues sur la figure ci-dessous), ce qui peut s'expliquer par la mauvaise prise en compte de la surpression réfléchie avec interaction fluide-structure dans le modèle par différences finies. En effet, la surpression calculée grâce à l'équation (4.65) est utilisée; or cette équation a été obtenue pour une onde de choc (voir chapitre 2.1.2) et elle repose sur le fait qu'une onde de choc, présentant un plateau d'Hugoniot, se propage avec un nombre de Mach constant, ce qui n'est pas le cas pour une onde exponentielle. Pour se rapprocher au plus des conditions du choc, l'onde de souffle exponentielle devrait se propager à un nombre de Mach proche de 1 pour que sa variation soit négligeable. Cependant, ce n'est pas réaliste dans le cas d'une explosion accidentelle ou malveillante.

La figure 4.25 est un exemple de déplacement d'une structure linéaire de masse 10.7 tonnes, de raideur 2.22 GN.m⁻¹ soumise à une explosion équivalente de 50kg de TNT à 1m.

De manière équivalente aux paragraphes précédents, la figure 4.26 montre bien une très forte cohérence entre les méthodes numériques mixtes et la méthode de référence, les différences finies.

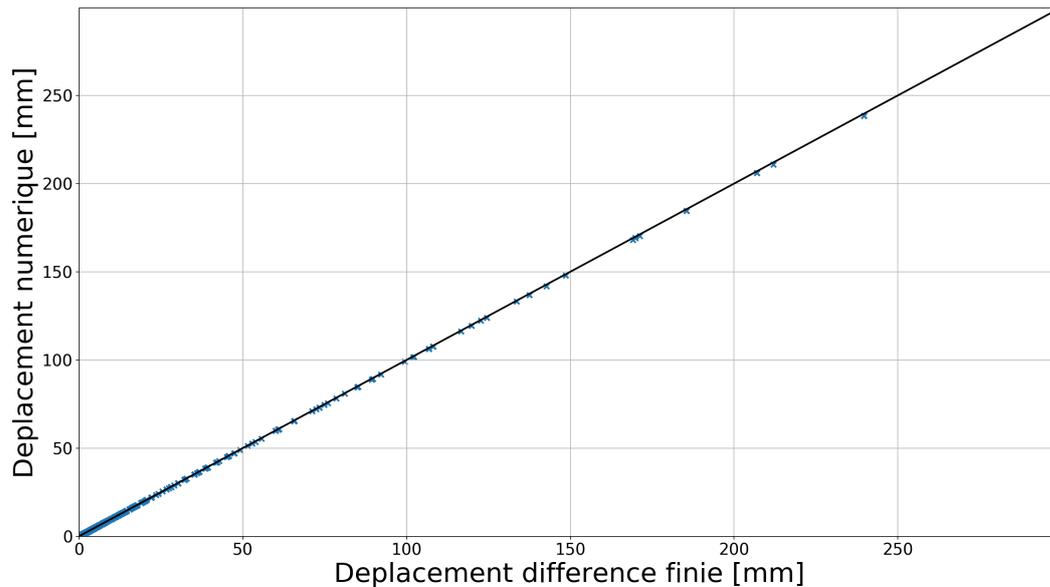


FIGURE 4.26 – Comparaison du déplacement maximum sans IFS pour les deux méthodes FEM et différence finie. Structure non-linéaire – force de type Friedlander.

Concernant la pression (figure 4.27), les deux historiques de pression (avec et sans IFS) sont très proches. Ils ont été obtenus en traitant le cas d'une charge de 50 kg de TNT à 1.5 mètres d'un mur. Le premier mètre de la propagation est réalisé grâce à la méthode des volumes finis 1D; la propagation de l'onde est radiale. Ensuite le champ de pression et de vitesse associés à l'onde sont projetés dans un maillage 3D et l'onde se propage de manière plane sur les 50 derniers centimètres afin d'obtenir un chargement plan sur le ressort.

Il est important de noter la valeur importante de la surpression maximum (14 MPa). Ainsi si, visuellement, il y a très peu de différence entre les deux courbes avec et sans IFS, il peut néanmoins y avoir plusieurs bars de différence.

Étude des paramètres d'influence de l'IFS

Lors de la présentation des premières avancées sur ces travaux, il semblait naturel à une partie de la communauté présente à la conférence Military Aspect of Blast and Shock (MABS) organisée à La Hague en septembre 2018, que le critère Δ_{IFS} dépende directement du rapport de la pulsation propre de la structure sur le temps de maintien du chargement. Cependant, la figure 4.28 montre que les effets de l'IFS ne dépendent pas directement de ce rapport. Il est néanmoins possible d'observer des familles de courbes de type hyperboles pour des valeurs constantes de masse. Il n'est pas possible de réaliser un fit de ces courbes car plusieurs courbes correspondent à une seule valeur de masse.

C'est pourquoi une approche dans la continuité des travaux précédents est présentée. Le coefficient ξ est, encore une fois, utilisé pour estimer les effets de l'interaction fluide-structure sur le déplacement maximum du ressort. Mais il n'est pas adapté à la sollicitation d'une onde de souffle de type Friedlander (figure 4.29). La courbe « analytique » est également tracée. Elle correspond toujours à la prédiction des effets de l'IFS effectuée au paragraphe 4.3, et la relation 4.54.

En effet, le calcul analytique, avec une force constante égale à la surpression maximum, surestime largement le chargement réel et donc les effets de l'interaction fluide-structure.

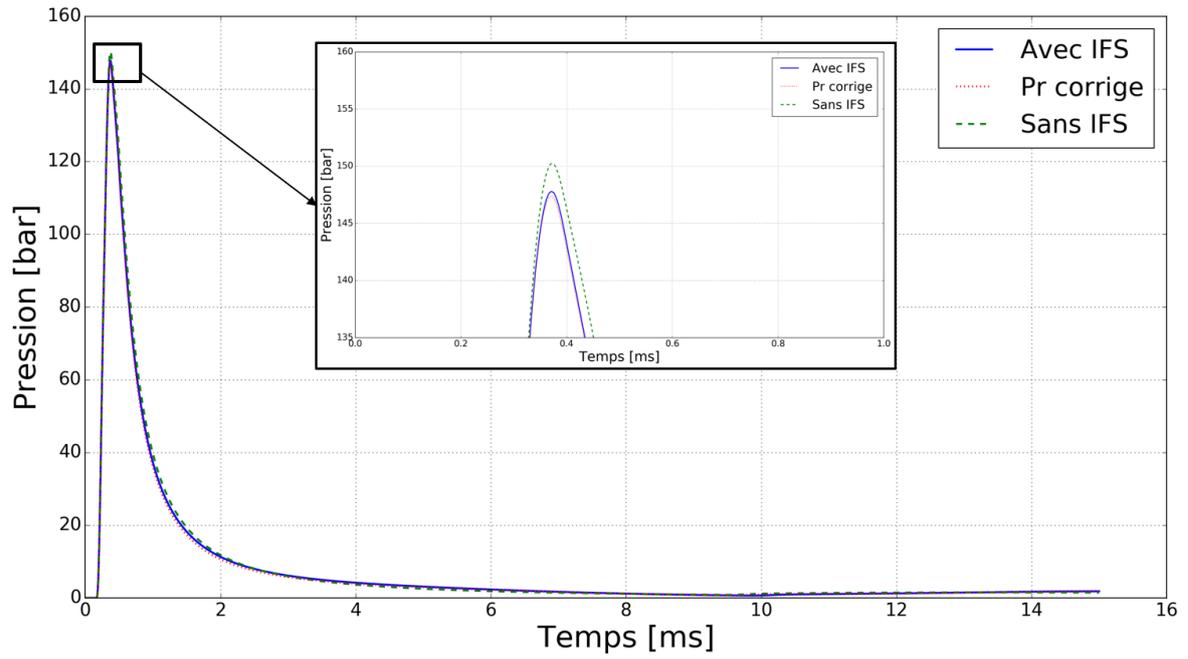


FIGURE 4.27 – Exemple d'historique de pression avec et sans IFS dans le cas d'un blast. Calcul FEM et Pr corrigé calculée par la relation (4.65). 50kg de TNT à 1m, masse = 10.7 tonnes, raideur = 2.22 GN.m⁻¹

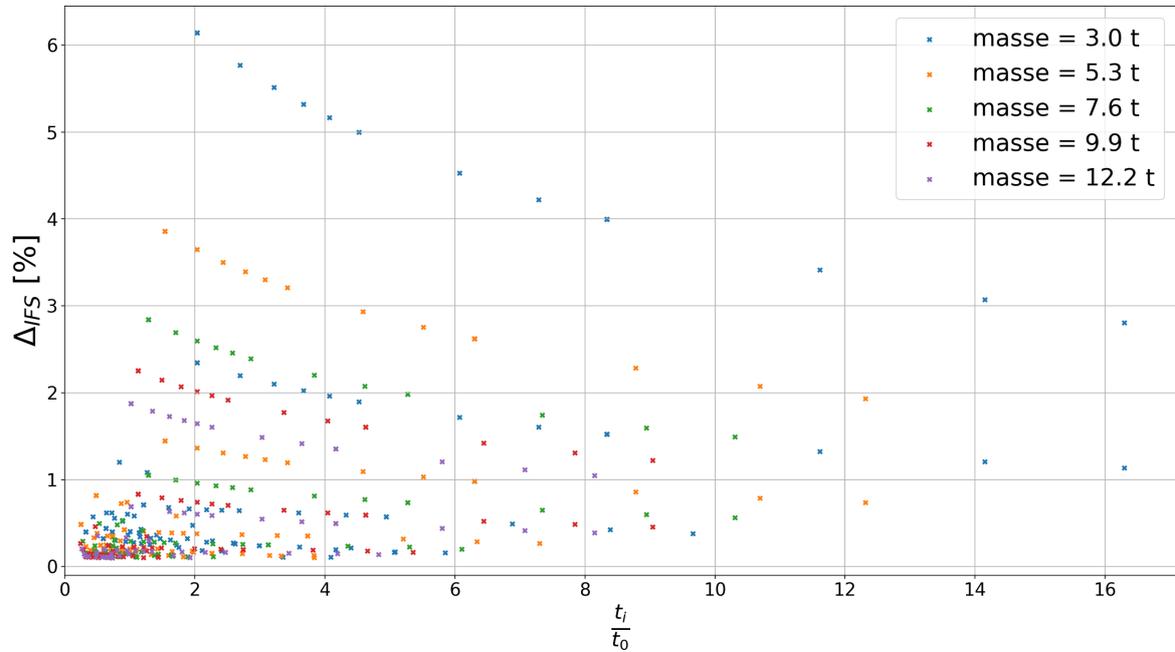


FIGURE 4.28 – Écart sur le déplacement maximum avec et sans IFS en fonction de $\frac{t_i}{t_0}$, Structure linéaire – force de type « blast ».

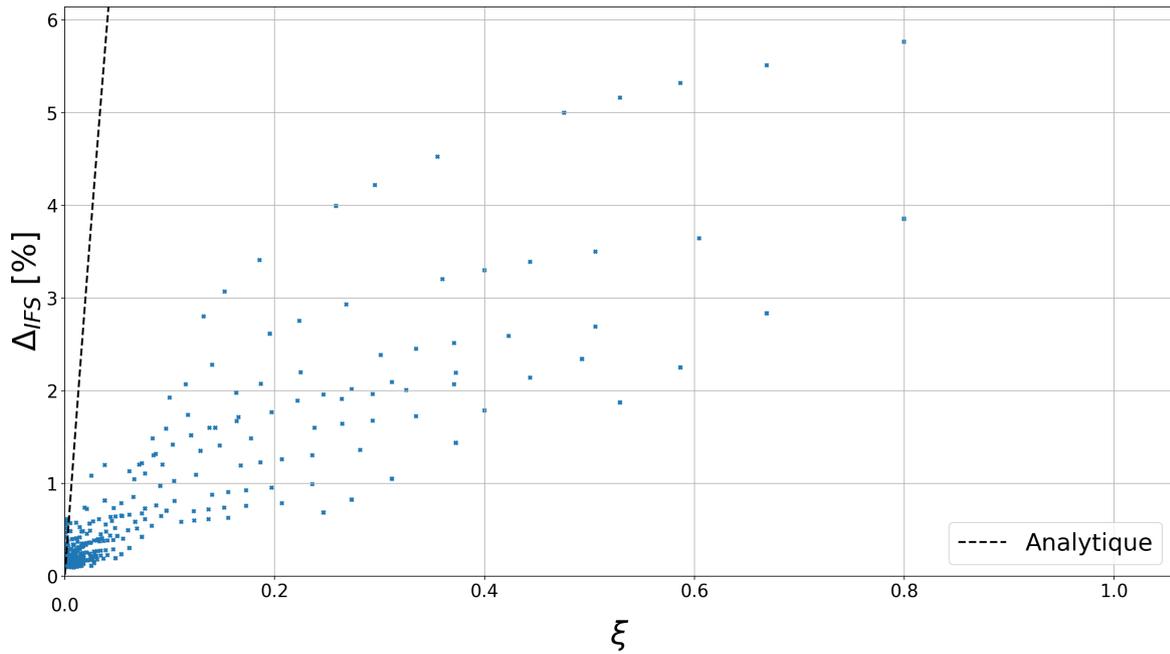


FIGURE 4.29 – Écart avec et sans IFS en fonction de ξ , Structure linéaire – force de type « blast », courbe analytique issu de la relation (4.54)

La dispersion des résultats ne permet pas d'analyser plus finement cette figure. De plus, la résolution analytique des équations du mouvement avec une force exponentielle est également impossible, car si la solution $x(t)$ peut être trouvée, le maximum ne peut pas s'exprimer analytiquement. La solution envisagée est alors d'utiliser le théorème de Vaschy-Buckingham afin d'effectuer une analyse dimensionnelle du problème. Pour rappel, il s'énonce comme suit : Si une équation physique met en jeu n variables physiques, celles-ci dépendant de k unités fondamentales, alors il existe une équation équivalente mettant en jeu $n - k$ variables sans dimension construites à partir des variables originelles. L'équation à résoudre ici est l'équation du mouvement d'un ressort à un degré de liberté soit (4.72) :

$$ma = F(t) - kx \quad (4.72)$$

où $F(t)$ est la force appliquée à la structure en prenant en compte les effets de l'interaction fluide-structure. La force $F(t)$ n'est donc pas connue. Cependant, en se basant sur la force obtenue dans le cadre d'un choc, il est possible de supposer que cette force dépend, au moins, des grandeurs physiques suivants

- L'onde incidente,
- La vitesse du son dans l'air,
- La vitesse de la structure,
- Le rapport des chaleurs spécifiques de l'air à pression et à volume constant $\frac{C_p}{C_v} = \gamma = 1.4$.

Il est donc possible de réécrire l'équation (4.72) par (4.73) :

$$ma = f(a_0, \gamma, F_s(1 - \frac{t}{t_i})e^{-t/t_i}, v) - kx \quad (4.73)$$

où f est une fonction inconnue et F_s la pression incidente multipliée par la surface de la plaque rigide accrochée au bout du ressort. Ainsi les variables physiques sont :

- La masse m ,
- La raideur k ,
- La pression p ,
- La durée de la phase positive t_i ,
- La vitesse du son dans l'air a_0 .

Et les unités fondamentales :

- Masse,
- Distance,
- Temps.

D'après le théorème de Vashy-Bukingham, il existe donc une équation équivalente mettant en jeu deux variables sans dimension construites à partir des variables physiques initiales. Pour trouver ces deux variables sans dimension, il faut exprimer chacune des variables physiques dans un espace vectoriel ayant pour base les trois unités fondamentales. C'est ce qui est réalisé au tableau 4.8.

	m	t_i	F	k	a_0
Distance	0	0	1	1	1
Masse	1	0	1	1	0
Temps	0	1	-2	-2	1

TABLEAU 4.8 – Variables physiques dans l'espace des unités fondamentales. Les chiffres représentent l'exposant de l'unité.

Il est alors évident que la masse et le temps de maintien de la phase positive sont des vecteurs de base de cet espace. Il reste donc à trouver le dernier vecteur correspondant à une distance. Pour cela il est utile de poser une de ces variables comme combinaison des variables physiques restantes, par exemple pour la distance avec la relation (4.74).

$$[\text{Distance}] = [F]^\alpha [k]^\beta [a_0]^\gamma \quad (4.74)$$

D'après le tableau 4.8, le système à résoudre est exprimé par (4.75).

$$\begin{cases} \alpha + \gamma = 1 \\ \alpha + \beta = 0 \\ -2\alpha - 2\beta - \gamma = 0 \end{cases} \quad (4.75)$$

Ce qui équivaut à :

$$\begin{cases} \alpha + \gamma = 1 \\ \alpha = -\beta \\ -2\alpha - 2\beta - \gamma = 0 \end{cases} \quad (4.76)$$

Et donc :

$$\begin{cases} \alpha = 1 \\ \beta = -1 \\ \gamma = 0 \end{cases} \quad (4.77)$$

On pose donc X, vecteur de base pour la distance comme :

$$X = \frac{F}{k} \quad (4.78)$$

Il est possible d'exprimer les grandeurs physiques dans la base des unités fondamentales (m, X, t_i) :

$$\begin{cases} F &= m^1 X^1 t_i^{-2} = \frac{mF}{kt_i^2} \\ k &= m^1 t_i^{-2} = \frac{m}{t_i^2} \\ a_0 &= X^1 t_i^{-1} = \frac{F}{kt_i} \end{cases} \quad (4.79)$$

Et donc les deux coefficients Π_1 et Π_2 sans dimensions :

$$\begin{cases} \Pi_1 &= \frac{m}{kt_i^2} \\ \Pi_2 &= \frac{F}{ka_0 t_i} \end{cases} \quad (4.80)$$

Π_1 peut être vu comme un rapport des temps : celui caractéristique de la structure $1/\omega_0^2$ et celui du maintien de la phase positive de fluide. Il est possible de combiner ces deux rapports sans dimension pour faire apparaître des quantités physiques d'intérêt pour estimer les effets de l'interaction fluide-structure, notamment en faisant disparaître le temps de maintien de la phase positive t_i (4.81) :

$$\Pi'_1 = \Pi_2 \Pi_1^{-1/2} = \frac{F}{a_0 \sqrt{km}} \quad (4.81)$$

On retrouve, à un coefficient $\gamma/2$ prêt, le coefficient ξ calculé analytiquement au paragraphe 4.3. Cependant, ce coefficient ne suffit pas à décrire les effets de l'IFS c'est pourquoi le deuxième coefficient sans dimension est calculé par la relation 4.82 :

$$\Pi'_2 = \Pi_2 \Pi_1^{-1} = \frac{F t_i}{a_0 m} \quad (4.82)$$

Le coefficient Π'_2 peut être réécrit grâce à $\Pi'_1 = \xi$:

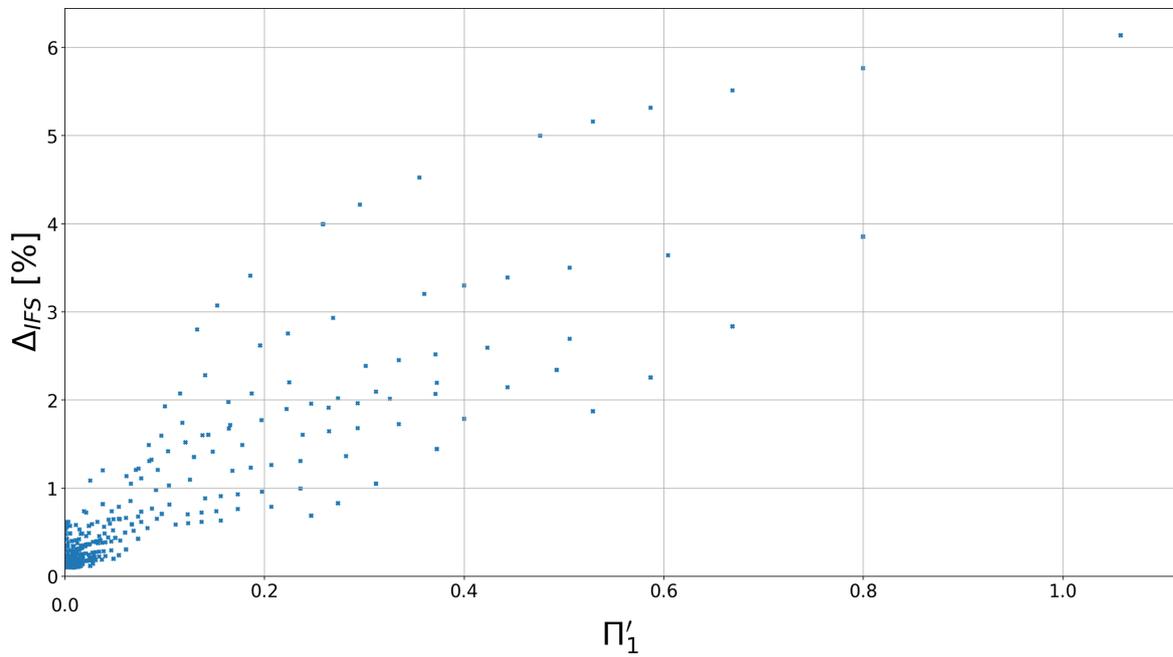
$$\Pi'_2 = \Pi'_1 \Pi_1^{-1/2} = \xi \frac{t_i}{t_0} \quad (4.83)$$

Au final les deux coefficients sont :

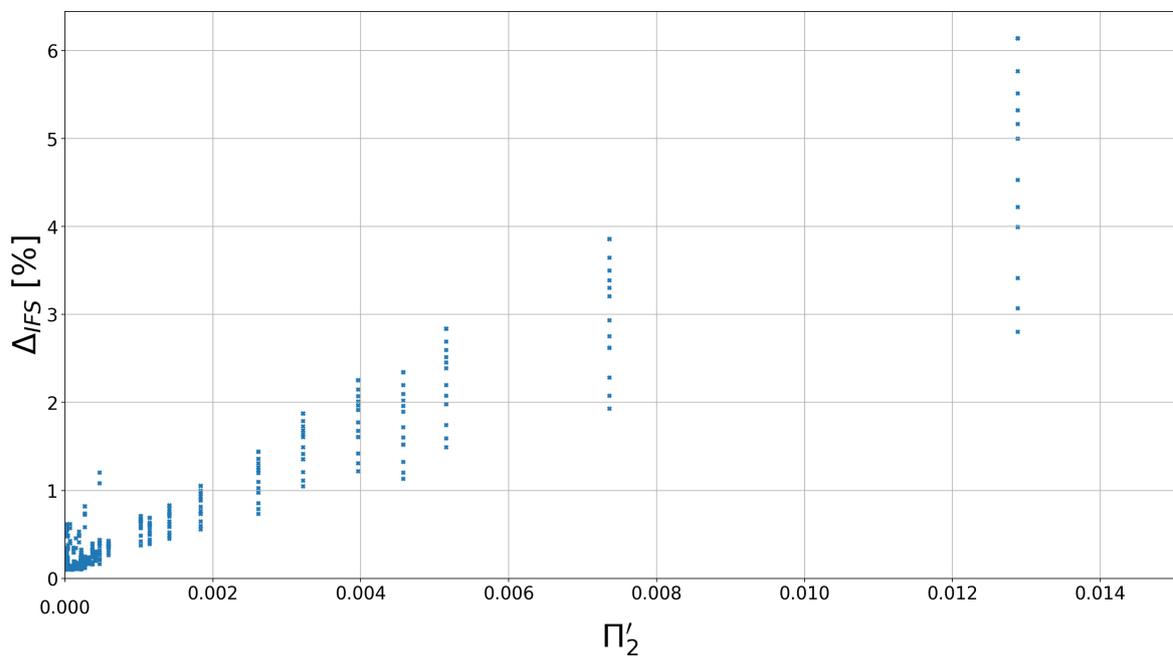
$$\begin{cases} \Pi'_1 &= \xi \\ \Pi'_2 &= \xi \frac{t_i}{t_0} \end{cases} \quad (4.84)$$

Même s'il est possible de dégager des tendances, notamment sur Π'_2 , les figures 4.30a et 4.30b montrent que ces paramètres isolés ne fournissent pas individuellement une compréhension aisée de l'IFS.

En revanche, il est très intéressant de tracer les effets de l'IFS dans le plan (Π'_1, Π'_2) . Sur la figure 4.31, les zones en blanc sont celles où il n'y a pas de résultats de calcul ; les autres zones résultent des interpolations des points obtenus dans les deux graphes précédents. Une tendance plus claire se dégage. En effet, il faut que les deux variables adimensionnelles (Π'_1, Π'_2) soient grandes pour que l'interaction fluide-structure ait un effet significatif sur le déplacement maximum de la structure.



(a) Écart avec et sans IFS en fonction de Π'_1



(b) Écart avec et sans IFS en fonction de Π'_2

FIGURE 4.30 – Écart sur le déplacement maximum avec et sans IFS, structure linéaire - force de type « blast »

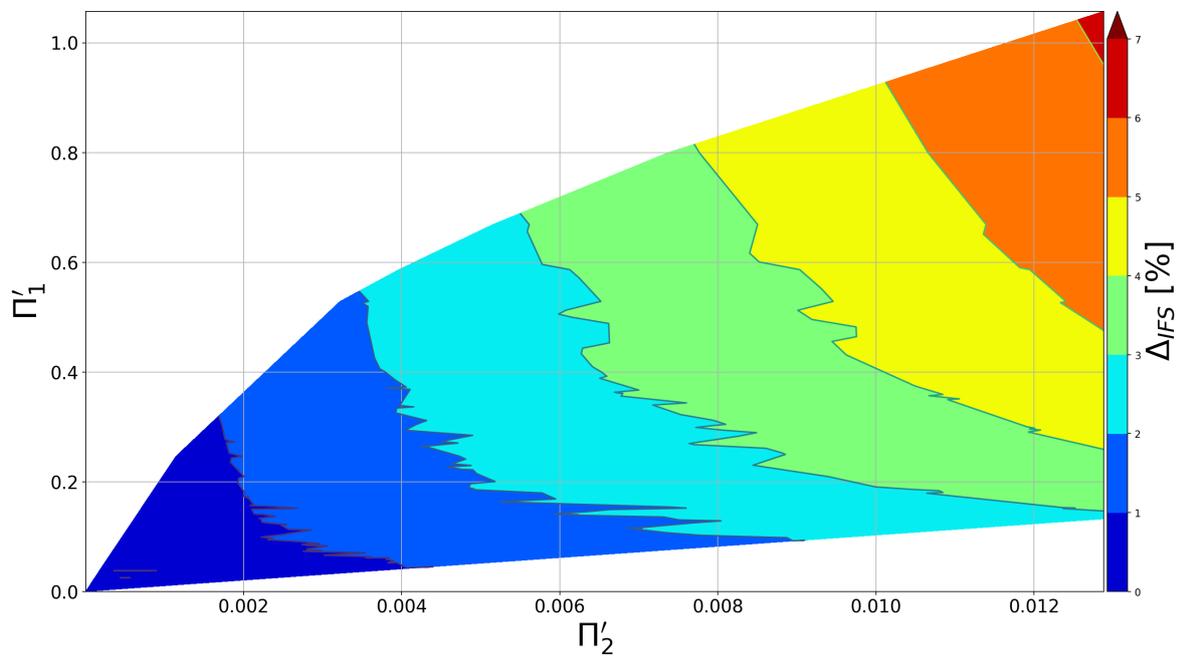


FIGURE 4.31 – Écart sur le déplacement maximum avec et sans IFS en fonction de Π'_1 et Π'_2 , Structure linéaire – force de type « blast »

De plus, la forme des iso-valeurs de Δ_{IFS} est une hyperbole, ce qui rappelle les courbes d'iso-dommages dans un diagramme pression-impulsion. Il est en effet possible de voir le paramètre $\Pi'_1 = \xi$ comme une mesure de la pression maximum adimensionnée, et le paramètre $Pi'_2 = \xi \frac{t_i}{t_0}$ comme celle de l'impulsion adimensionnée. Cette illustration met en exergue que plus la pression est intense et plus l'impulsion est longue, plus l'interaction fluide-structure joue un rôle important pour une structure donnée. On comprend mieux pourquoi il n'y a pas encore de consensus scientifique sur le sujet. En effet, un unique paramètre adimensionnel ne suffit pas à décrire l'importance des phénomènes liés à l'interaction fluide-structure. Il est possible de remarquer cependant que :

- Plus la structure est légère, plus les coefficients Π' sont importants, et donc plus l'interaction fluide-structure est importante,
- La raideur se simplifie dans le calcul de Π'_2 et donc à toutes autres variables constantes (chargement, masse, *etc.*), si la raideur k diminue, le coefficient Π'_1 augmente et donc les effets de l'interaction fluide-structure également.

Le jeu de paramètres adimensionnels a été retenu, car il renvoie à des quantités physiques rapidement identifiables (Force, impulsion, *etc.*). Cependant il n'est pas unique et d'autres paramètres pourraient être trouvés pour décrire les effets de l'IFS.

D'un point de vue bureau d'études, il est facile de se baser sur des abaques tels que l'UFC 3-340-2 [37] pour déterminer les valeurs de pression et d'impulsion nécessaires au calcul des deux coefficients adimensionnels. Ainsi, il est possible de connaître pour un chargement et un mur donné l'écart relatif Δ_{IFS} réalisé lorsque le calcul est effectué sans considérer les effets de l'IFS.

Dans le cas de quantités modérées (<50kg de TNT), ce qui correspond environ à une valise chargée de TNT, et à une distance de quelques mètres, les effets de l'IFS sur le déplacement maximum d'un mur en béton donnent un écart relatif inférieur à 10%.

4.5.4 Structure non-linéaire - onde de souffle

Cette partie est analogue au paragraphe 4.5.2 pour une pression incidente de type blast. Cependant, le critère doit être adapté au cas d'une force de type Friedlander et c'est beaucoup plus complexe. Parmi les 243 calculs lancés initialement, seulement 63 ont un déplacement maximum atteint pendant les 15 premières millisecondes de calcul. Plusieurs solutions ont donc été envisagées :

- Augmenter le temps de calcul. Dans ce cas, les ondes réfléchies sur la surface supposée absorbante viendraient perturber le chargement. Le problème vient d'un défaut du modèle de la surface absorbante implémentée dans RADIOSS et n'a pas pu être résolu dans le temps imparti. Mais le problème a été signalé et la résolution est en cours au moment de la rédaction de ce mémoire.
- Augmenter la taille du modèle. Théoriquement faisable, cette solution s'est heurtée à un manque de moyens de calcul disponibles. En effet, le temps de calcul d'un modèle devient trop important pour effectuer des calculs paramétriques.

Ainsi, il n'a pas été possible d'obtenir des résultats de qualité satisfaisante pour les inclure dans ce mémoire de thèse.

4.6 Incidence sur le temps de calcul

Les modèles présentés précédemment ne permettent pas l'évaluation des performances de la méthode dans un contexte de bureau d'études pour deux raisons :

1. Les pas de temps des éléments liés cinématiquement entre eux (la plaque en aluminium dans le modèle utilisé ici) ne sont pas pris en compte dans le calcul du pas de temps du modèle global.

Pour pallier ce problème, les résultats de cette partie ne montreront pas la moyenne du pas de temps dans le cas des calculs avec IFS, mais le pas de temps minimum de tous les éléments plaque 2D, avant application des liaisons cinématiques. Étant donné que la taille de maille et les paramètres matériaux de la plaque sont maintenus constants durant toutes les études paramétriques, le pas de temps lié au calcul de structure est également constant. Avant l'apparition des liaisons cinématiques nécessaire au mouvement 1D du ressort, le pas de temps minimum est de $8.4 \mu\text{s}$. Cependant, ce pas de temps théorique doit être multiplié par le coefficient de CFL égal à 0.32 pour assurer la stabilité numérique du calcul. La valeur de 0.32 est celle conseillée par le support de développement de Radioss afin d'éviter de probables instabilités non-linéaires. Le pas de temps utilisé pour le calcul avec IFS est donc de $2.7 \mu\text{s}$.

2. Le nombre de mailles composant la structure est très faible devant le nombre de mailles dans le domaine fluide.

Dans le cas d'un bâtiment, le nombre de mailles composant l'air et le nombre de mailles dans la structure sont plus ou moins équivalents. Un exemple, pris parmi les études réalisées dans la société SIXENSE NECS, est utilisé pour estimer le gain de temps CPU pour la modélisation d'un cas réel. Dans la situation académique, utilisée ici pour identifier les paramètres qui influent sur l'IFS, le nombre de mailles de la structure est au minimum 60 fois moins élevé que le nombre de mailles de l'air. Le temps de calcul alloué au calcul du comportement de la structure est donc très largement négligeable devant celui du fluide dans le calcul sans IFS.

4.6.1 Gain en temps de calcul

Comme expliqué dans la définition du modèle numérique, dans toutes les études à force constante, la vitesse du son dans l'air est identique. Ainsi le pas de temps, pour le calcul fluide sans IFS, est constant et égal à $23 \mu\text{s}$. C'est-à-dire qu'il est plus de dix fois supérieur à celui de la structure. En supposant le même temps de calcul par pas de temps, le calcul sans IFS permettrait d'aller dix fois plus vite que le calcul avec IFS. Dans le cas plus réaliste de l'onde exponentielle arrivant sur le ressort, le gain est moins évident. En effet, la vitesse du son va changer suite au passage de l'onde de souffle et donc modifier le pas de temps. La figure 4.32 montre le calcul du pas de temps avec IFS (avant application des contraintes cinématiques), et sans IFS (pour le fluide uniquement). La valeur représentée avec IFS est la moyenne du pas de temps pour tous les calculs dans le domaine fluide; le trait noir représente les valeurs enveloppes minimum et maximum.

La première constatation est que la valeur minimum du pas de temps sans IFS reste supérieure à la valeur du pas de temps avec IFS. Ainsi, pour toutes les situations étudiées, le calcul sans IFS permet de gagner en performance. Plus précisément, il permet de gagner entre 65% et 85% du temps de calcul.

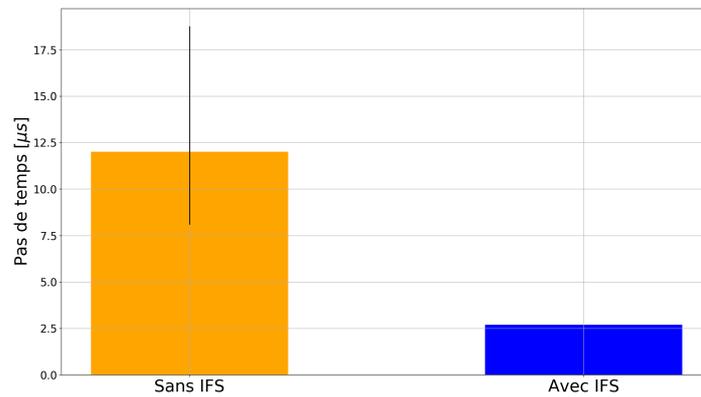


FIGURE 4.32 – Pas de temps du calcul numérique avec et sans IFS. Écart type (trait noir)

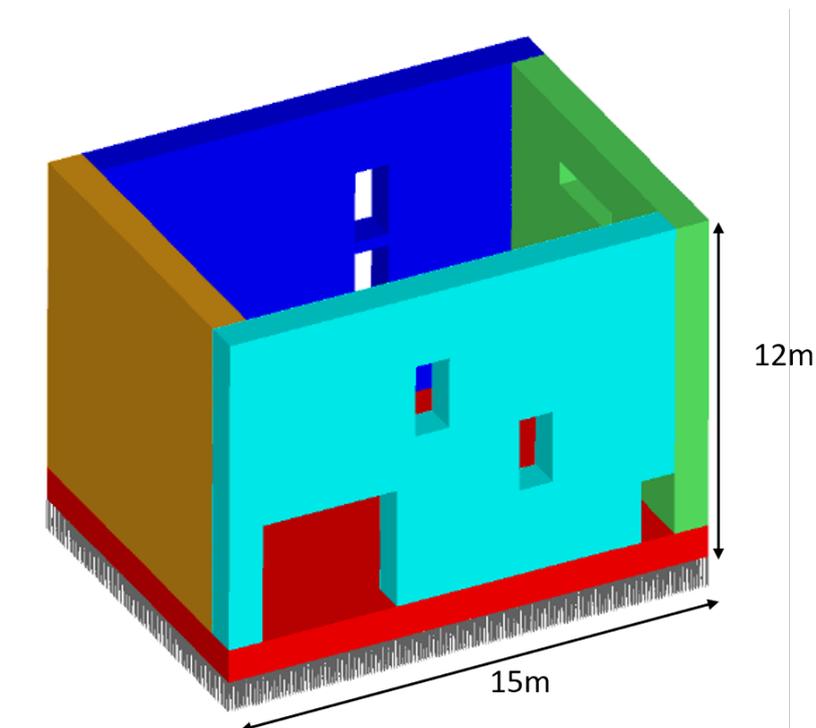


FIGURE 4.33 – Modèle éléments finis utilisé pour évaluer la méthode sans IFS sur un cas réel.

4.6.2 Exemple d'application

Afin d'évaluer les performances de la méthode dans un cas réel traité en bureau d'études, une structure semblable à un bâtiment étudié dans le cadre de son dimensionnement pour résister aux effets pyrotechniques (surpression, impact, *etc.*), a été choisie pour appliquer la méthode sans IFS. Le bâtiment est un parallélépipède de base $15 \times 15 \text{ m}^2$ et de hauteur 12m. Ce bâtiment est de type « bunker » avec des ouvertures pour les fenêtres (figure 4.33). Les murs sont en béton armé et les armatures sont modélisées explicitement par des barres en acier noyées dans le béton. La charge explosive est placée au centre de la pièce.

Comme expliqué précédemment, le calcul est donc séparé en deux phases :

1. Calcul de la propagation d'onde dans le domaine fluide

Les parois sont considérées rigides et indéformables; les surfaces absorbantes au niveau des ouvertures sont toujours présentes. La pression réfléchie au droit de la charge est relevée.

2. Calcul de la réponse mécanique de la structure

La pression relevée dans le calcul précédent est appliquée à toutes les parois. Pour le moment, il n'est pas possible d'enregistrer la pression en fonction du temps sur une surface 2D ; c'est pourquoi le même chargement est appliqué sur tous les murs en même temps. Cette modélisation n'est donc pas équivalente au calcul couplé mais elle permet néanmoins d'estimer les gains en temps de calcul CPU.

Cette fois, le nombre de mailles dans la structure est du même ordre de grandeur que celui dans le domaine fluide et le temps de calcul alloué à la déformation de la structure seule ne peut pas être négligé. Cependant, la condition de CFL n'a pas besoin d'être aussi sévère dans le fluide et dans la structure. En effet s'il est recommandé de ne pas dépasser un coefficient de 0.5 dans le fluide, la structure peut, elle, être calculée avec un pas de temps plus proche de la condition de CFL (coefficient de 0.7 ou 0.9 dans le cas considéré).

Le tableau 4.9 résume les temps de calcul (total et pas de temps) ainsi que le coefficient de CFL utilisé pour chacun des calculs. Le temps total est le temps réellement mis par le serveur de calcul utilisé pour effectuer chacun des calculs dans les mêmes conditions (pas d'utilisation du nœud de calcul en parallèle des calculs, 16 processeurs, 32 Go de ram disponible).

	Air seul	Structure seule	Air et structure
Condition de CFL	0.5	0.7	0.5
Pas de temps moyen [μ s]	53	9.8	13
Temps total en seconde [s]	3540	27100	65126
	30640		
Gain de temps de calcul	-53%		

TABLEAU 4.9 – Temps de calcul des modèles numériques, avec et sans IFS.

Ainsi il est possible de gagner plus de 50% du temps de calcul dans un cas d'application concrète pour l'industrie. Sur cet exemple c'est entre 4 et 5 jours de calcul qui peuvent être économisés.

Le dimensionnement initial de la structure n'était pas suffisant pour assurer une résistance du bâtiment à l'explosion. Des itérations ont donc été effectuées afin d'affiner les ferrailages. Au total trois itérations de calculs ont été réalisées. Le gain en temps de calcul passe donc de 4 à 12 jours.

De plus, les modèles comprenant et le fluide et la structure sont extrêmement volumineux, surtout pour les ordinateurs de bureau servant à effectuer les post-traitements des résultats des calculs. En ne modifiant que le modèle structure, l'ingénieur qui a effectué le travail estime un gain de temps d'environ un jour et demi.

Au total ce sont donc un jour et demi de temps ingénieur et 12 jours de calcul qui auraient été économisés sur cette étude. Au final, presque 1000 € sont ainsi économisés (temps ingénieur 1.5 jours = 700€ et temps machine 300€). On obtient donc une meilleure réactivité pour une étude devant être rendue dans un délai serré et une meilleure expérience pour

l'ingénieur qui se concentre sur les problèmes de dimensionnement et non les problèmes d'espace machine. C'est cette réactivité qui pourra débloquer de nombreuses situations où la réponse doit être apportée rapidement (opération extérieure, chantier en cours *etc.*).

Une autre façon de voir ce gain est d'un point de vue de la qualité et de la précision. En effet, pour représenter fidèlement l'onde de souffle, il est nécessaire d'avoir une taille de maille très petite (de l'ordre du millimètre). Ce n'est pas réalisable dans le cadre d'une application dû au fait de la taille importante du modèle (plusieurs dizaines de mètres). Mais il est possible de réduire fortement la taille de maille dans le fluide en découplant le fluide et la structure. En effet, d'après le tableau 4.9, le gain en temps de calcul est directement lié au calcul dans le milieu fluide qui s'effectue avec un pas de temps moyen 5 fois supérieur à celui du calcul structure. Il n'est pas possible d'effectuer directement une règle de trois pour diminuer également la taille des mailles par 5, car le temps de calcul d'un pas de temps doit être pris en compte. Cependant, avec une mémoire vive légèrement supérieure il est possible de diminuer par 2.5 la taille des mailles ce qui augmente considérablement la précision du calcul. D'après le chapitre 3 (et plus particulièrement la figure 3.20b), passer d'une taille de maille réduite de $10 \text{ mm.kg}^{1/3}$ à $4 \text{ mm.kg}^{1/3}$ permet d'augmenter la précision sur le pic de surpression d'environ 16% pour un maillage radial.

4.7 Conclusion

La méthode consistant à négliger l'interaction fluide-structure, dont l'influence a été étudiée dans cette partie, repose sur la séparation des calculs dans les domaines fluides et dans la structure. Dans un cas d'application en bureau d'études, elle permet au choix :

- d'économiser plusieurs jours de travaux ingénieurs, et la moitié du temps machine total,
- d'augmenter le nombre de mailles fluides et donc d'augmenter la précision sur le pic de surpression d'environ 10 à 15% à temps de calcul équivalent.

Cependant, elle va également surestimer le déplacement de la structure et donc les quantités de béton et d'acier nécessaires. Ainsi, pour réduire l'impact économique et environnemental du bâtiment il est important de quantifier cette surestimation. Pour évaluer l'influence de chacun des paramètres physiques importants (raideur, masse, *etc.*), la structure en béton armé est modélisée par un ressort à un degré de liberté, ce qui permet d'obtenir un modèle purement 1D. Ensuite, les effets de l'IFS sur le déplacement maximum du ressort sont évalués grâce à plusieurs méthodes.

Une méthode exacte basée sur la résolution analytique des équations du mouvement, dans un cas avec et dans un cas sans interaction fluide-structure. Cette deuxième approche est, évidemment, la méthode la plus précise, mais elle ne peut être appliquée que dans le cas très précis d'une sollicitation constante et d'un ressort linéaire. Elle permet néanmoins de trouver une expression analytique pour l'écart du déplacement maximum (avec et sans IFS) qui fait apparaître un paramètre sans dimension $\xi = \frac{\gamma F}{2a_0 \sqrt{mk}}$. L'interaction fluide-structure apparaît alors comme un amortissement mécanique. Dans un second temps, une modélisation numérique (différences, éléments ou volumes finis) est utilisée pour évaluer la réponse d'une structure non-linéaire à une sollicitation plus réaliste, c'est-à-dire un profil de pression exponentielle de type « Friedlander ». L'analyse des écarts avec et sans IFS, montre que le paramètre ξ est toujours pertinent dans l'étude de Δ_{IFS} , cependant :

- Dans le cas d'une structure élastoplastique, il faut multiplier ξ par un coefficient $Ru/(F - Ru)$ évaluant le degré de plasticité atteint,
- Dans le cas d'une sollicitation de type Friedlander (ou « blast »), il faut ajouter un deuxième coefficient $\xi \frac{t_i}{t_0}$ pour prendre en compte le rapport des temps caractéristiques de la structure et de l'onde incidente.
- Dans le cas d'une structure élastoplastique et d'une sollicitation de type Friedlander, des études supplémentaires seront nécessaires afin de s'assurer que les trois coefficients évoqués précédemment suffisent.

En effet, cette étude n'a pas pu être menée jusqu'au bout et il faudrait poursuivre l'analyse d'une structure non-linéaire à une sollicitation de type « blast ». Pour cela, la structure ne peut pas être considérée comme élastoplastique parfaite, car la perte totale de rigidité au-dessus de la limite élastique ne permet pas d'obtenir assez de résultats convergés. De plus, l'étude pourrait être étendue à des cas 2D ou 3D. Mais ce n'est pas possible dans l'état actuel des logiciels commerciaux, il serait ainsi possible de prendre en compte des effets de diffraction ou de déformation plus importante du maillage.

4.8 Références

- [1] Hetherington J, Smith P. Blast and Ballistic Loading of Structures. CRC Press; 2014. [148](#)
- [2] Biggs JM. Introduction to Structural Dynamics. New York : McGraw-Hill; 1964. [148](#)
- [3] Subramaniam KV, Nian W, Andreopoulos Y. Blast Response Simulation of an Elastic Structure : Evaluation of the Fluid–Structure Interaction Effect. International Journal of Impact Engineering. 2009 Jul;36(7) :965–974. [148](#), [153](#), [154](#), [171](#)
- [4] Gopalakrishnan S, Rajapakse Y. Blast Mitigation Strategies in Marine Composite and Sandwich Structures. Springer; 2017. [148](#)
- [5] Deshpande V, Fleck N. One-Dimensional Response of Sandwich Plates to Underwater Shock Loading. Journal of the Mechanics and Physics of Solids. 2005 Nov;53(11) :2347–2383. [153](#)
- [6] Xue Z, Hutchinson JW. A Comparative Study of Impulse-Resistant Metal Sandwich Plates. International Journal of Impact Engineering. 2004 Nov;30(10) :1283–1305. [153](#)
- [7] Hutchinson JW, Xue Z. Metal Sandwich Plates Optimized for Pressure Impulses. International Journal of Mechanical Sciences. 2005 Apr;47(4-5) :545–569. [153](#)
- [8] Schiffer A, Tagarielli VL. One-Dimensional Response of Sandwich Plates to Underwater Blast : Fluid-Structure Interaction Experiments and Simulations. International Journal of Impact Engineering. 2014 Sep;71 :34–49. [153](#)
- [9] Yuan Y, Tan PJ, Shojaei KA, Wrobel P. The Influence of Deformation Limits on Fluid–Structure Interactions in Underwater Blasts. International Journal of Impact Engineering. 2017 Mar;101 :9–23. [153](#)
- [10] Teich M, Gebbeken N. Analysis of FSI Effects of Blast Loaded Flexible Structures. Engineering structures. 2013;55 :73–79. [153](#)
- [11] Tan PJ, Reid SR, Harrigan JJ. Discussion : 'The Resistance of Clamped Sandwich Beams to Shock Loading' (Fleck, N.A. and Deshpande, V.S., 2004, ASME J. Appl. Mech., 71, Pp.386-401). Journal of Applied Mechanics. 2005;72 :978–979. [153](#)
- [12] Kambouchev N, Noels L, Radovitzky R. Numerical Simulation of the Fluid–Structure Interaction between Air Blast Waves and Free-Standing Plates. Computers & Structures. 2007 Jun;85(11-14) :923–931. [153](#)
- [13] Kambouchev ND. Analysis of Blast Mitigation Strategies Exploiting Fluid-Structure Interaction. Massachusetts Institute of Technology; 2007. [153](#)
- [14] Kambouchev N, Noels L, Radovitzky R. Nonlinear Compressibility Effects in Fluid-Structure Interaction and Their Implications on the Air-Blast Loading of Structures. Journal of Applied Physics. 2006 Sep;100(6) :063519. [153](#)
- [15] Von Neumann J, Richtmyer RD. A Method for the Numerical Calculation of Hydrodynamic Shocks. Journal of Applied Physics. 1950 Mar;21 :232–237. [153](#)

- [16] Vaziri A, Hutchinson JW. Metal Sandwich Plates Subject to Intense Air Shocks. *International Journal of Solids and Structures*. 2007 Mar;44(6) :2021–2035. [153](#)
- [17] Main JA, Gazonas GA. Uniaxial Crushing of Sandwich Plates under Air Blast : Influence of Mass Distribution. *International Journal of Solids and Structures*. 2008 Apr;45(7-8) :2297–2321. [153](#)
- [18] Dharmasena KP, Wadley HNG, Xue Z, Hutchinson JW. Mechanical Response of Metallic Honeycomb Sandwich Panel Structures to High-Intensity Dynamic Loading. *International Journal of Impact Engineering*. 2008 Sep;35(9) :1063–1074. [153](#)
- [19] Yuan Y, Tan PJ. Energy and Momentum Transfer to a 'fully-Clamped' Elastic Plate in an Air-Blast. *Journal of Physics : Conference Series*. 2013 Jul;451 :012017. [153](#), [154](#), [155](#)
- [20] Gauch HL, Montomoli F, Tagarielli VL. On the Role of Fluid–Structure Interaction on Structural Loading by Pressure Waves in Air. *Journal of Applied Mechanics*. 2018 Aug;85(11) :111007. [153](#), [154](#), [155](#)
- [21] Børvik T, Hanssen AG, Langseth M, Olovsson L. Response of Structures to Planar Blast Loads – A Finite Element Engineering Approach. *Computers & Structures*. 2009 May;87(9-10) :507–520. [154](#)
- [22] Aune V, Fagerholt E, Langseth M, Børvik T. A Shock Tube Facility to Generate Blast Loading on Structures. *International Journal of Protective Structures*. 2016 Sep;7(3) :340–366. [155](#)
- [23] Casadei F, Halleux JP, Sala A, Chillè E. Transient Fluid–Structure Interaction Algorithms for Large Industrial Applications. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*. 2001 Mar;190(24-25) :3081–3110. [155](#)
- [24] Faucher V. Advanced Parallel Strategy for Strongly Coupled Fast Transient Fluid-Structure Dynamics with Dual Management of Kinematic Constraints. *Advances in Engineering Software*. 2014 Jan;67 :70–89. [155](#)
- [25] Chaudhary AB, Bathe KJ. A Solution Method for Static and Dynamic Analysis of Three-Dimensional Contact Problems with Friction. *Computers & Structures*. 1986;24(6) :855–873. [155](#)
- [26] Casadei, Larcher, Leconte. Strong and Weak Forms of a Fully Non-Conforming FSI Algorithm in Fast Transient Dynamics for Blast Loading of Structures. In : *CompDyn 2011*. Corfu, Grèce; 2011. . [155](#)
- [27] Donea J, Huerta A, Ponthot JP, Rodríguez-Ferran A. Arbitrary Lagrangian–Eulerian Methods. In : *Encyclopedia of Computational Mechanics*. American Cancer Society; 2004. . [155](#)
- [28] Casadei F, Leconte N. Coupling Finite Elements and Finite Volumes by Lagrange Multipliers for Explicit Dynamic Fluid-Structure Interaction. *International Journal for Numerical Methods in Engineering*. 2011 Apr;86(1) :1–17. [155](#)
- [29] Faucher V. Méthodes numériques et algorithmes parallèles pour la dynamique rapide des systèmes fluide-structure fortement couplés. [thesis]. INSA de Lyon; Université Claude Bernard - Lyon I; 2014. [155](#)

- [30] Jamond O, Faucher V. Regularized Immersed Boundary-Type Formulation for Fast Transient Dynamics with Fluid-Structure Interaction. *Advances in Engineering Software*. 2017 Jun;108 :1–23. [156](#)
- [31] Valsamos G, Casadei F, Larcher M, Faucher V. Combined Fluid and Structure Mesh Adaptivity with Fluid-Structure Interaction in EUROPLEXUS; 2015. [156](#)
- [32] Smith AE, Coit DW. Constraint-Handling Techniques C 5 . 2 Penalty Functions; 1997. . [156](#)
- [33] Huněk I. On a Penalty Formulation for Contact-Impact Problems. *Computers & Structures*. 1993 Jul;48(2) :193–203. [156](#)
- [34] Vincent S, Sarthou A, Caltagirone JP, Sonilhac F, Février P, Mignot C, et al. Augmented Lagrangian and Penalty Methods for the Simulation of Two-Phase Flows Interacting with Moving Solids. Application to Hydroplaning Flows Interacting with Real Tire Tread Patterns. *Journal of Computational Physics*. 2011 Feb;230(4) :956–983. [156](#)
- [35] Hetherington J, Askes H. Penalty Methods for Time Domain Computational Dynamics Based on Positive and Negative Inertia. *Computers & Structures*. 2009 Dec;87(23-24) :1474–1482. [157](#)
- [36] Morison CM. Dynamic Response of Walls and Slabs by Single-Degree-of-Freedom Analysis—a Critical Review and Revision. *International Journal of Impact Engineering*. 2006 Aug;32(8) :1214–1247. [158](#)
- [37] National institute of building science. UNIFIED FACILITIES CRITERIA (UFC) : Structures to Resist the Effects of Accidental Explosions; 2014. UFC 3-340-02. [158](#), [159](#), [162](#), [165](#), [199](#)
- [38] Batchelor GK. *The Scientific Papers of Sir Geoffrey Ingram Taylor : Volume 1, Mechanics of Solids*. Cambridge University Press; 1958. [171](#)
- [39] Toro EF. The HLL and HLLC Riemann Solvers. In : Toro EF, editor. *Riemann Solvers and Numerical Methods for Fluid Dynamics : A Practical Introduction*. Berlin, Heidelberg : Springer; 1997. p. 293–311. [177](#)
- [40] Brode HL. Blast Wave from a Spherical Charge. *Physics of Fluids*. 1959;2(2) :217. [178](#)

CONCLUSION

Synthèse

Les logiciels commerciaux actuels ont de grandes difficultés à effectuer la simulation numérique d'une structure soumise à une explosion, en satisfaisant simultanément les critères de précision et de rapidité. En effet, l'étude des phénomènes physiques liés à la détonation d'une charge explosive impose l'utilisation d'une taille de maille et d'un pas de temps qui ne sont pas compatibles avec la modélisation de l'effondrement d'un bâtiment de plusieurs dizaines de mètres. Cette thèse avait pour objectif de proposer une méthodologie permettant d'optimiser l'approche numérique permettant de traiter la réponse d'une structure soumise à une onde de souffle consécutive à une explosion. Cette méthode doit présenter un meilleur rapport « coût sur précision » que celles utilisées actuellement.

- Les coûts sont identifiés par du temps, machine et ingénieur,
- La précision a été évaluée par rapport à des données expérimentales. Elles peuvent être obtenues en laboratoire ou extraites de la littérature scientifique. Dans ce dernier cas, l'UFC 3-340-2 est utilisé car c'est le document de référence et, par conséquent, il a une valeur juridique.

Le temps a été évalué avec aisance. En revanche, la détermination de la précision est plus délicate car elle dépend de nombreux facteurs (géométrie du problème, taille de maille ou référence choisie). Ainsi, une campagne expérimentale a été menée pour évaluer la capacité des codes de calculs commerciaux à reproduire une situation simple et décrite analytiquement : une onde de choc générée par un tube à choc impacte uniformément une plaque en aluminium. Certains phénomènes physiques liés à l'explosion (détonation, boule de feu, *etc.*) ne sont donc pas pris en compte. Les relevés expérimentaux ont été réalisés à l'aide de capteurs piézoélectriques PCB (pour la pression) et d'une mesure par vélocimétrie hétérodyne (pour le déplacement du centre de la plaque). Par la physique des écoulements compressibles en géométrie confinée, il a été possible d'obtenir deux profils de chargement : l'un correspond à un plateau de pression (appelé plateau d'Hugoniot), l'autre à un pic de pression suivi d'une décroissance exponentielle (type Friedlander). La plaque cible a également varié en épaisseur afin d'obtenir plusieurs rigidités et donc plusieurs configurations (ou couples structures-chargements).

Le code de calcul utilisé (Radioss) sous-estime la détente de l'onde en configuration «

blast » par rapport aux résultats expérimentaux. Par conséquent, l'impulsion transmise et les déplacements de la structure sont également sous estimés. En revanche, en configuration choc, les résultats sont bien meilleurs (5% de différence avec les expériences) surtout quand la plastification renforce la condition d'encastrement. Dans les deux situations, le contenu fréquentiel du déplacement est correctement reproduit. Cependant, la taille de maille reste faible (4mm) ce qui n'est pas adaptable à une structure réelle et la détonation n'est pas modélisée.

Cette précision est bien meilleure que celle observée sur la propagation d'une onde de souffle issue d'une explosion aérienne lorsque l'UFC 3-340-2 sert de référence (écart entre 20 et 40%). Une méthode de modélisation où la détonation n'est pas représentée a donc été évaluée : celle du ballon de Brode². Les résultats obtenus sont meilleurs que lorsque l'équation d'état JWL est utilisée pour décrire la détente des produits de détonation. Pour aller plus loin, le volume du ballon a été augmenté, tout en conservant l'énergie et la masse totale de l'explosif. Ainsi, les gradients de pression et d'énergie diminuent ce qui atténue également la viscosité artificielle. Les conséquences sont particulièrement visibles lorsque la modélisation est faite grâce à la méthode des éléments finis où la dissipation numérique est nécessaire pour stabiliser le calcul. Vis-à-vis de l'UFC, pour des distances déduites de 0.5 à 5m.kg^{-1/3}, le gain en précision moyenne sur le pic de surpression et sur l'impulsion est d'environ 10%. En ce qui concerne le temps de calcul, les bénéfices sont également visibles. En effet, diminuer les gradients de pression et de masse volumique permet d'augmenter le pas de temps maximum autorisé par la condition de CFL d'un facteur entre 2 et 9 lorsque le maillage a une géométrie radiale. Finalement, ne pas modéliser la détonation permet de :

- améliorer la précision, vis-à-vis de l'UFC, à taille de maille équivalente,
- augmenter la taille de maille d'un facteur 2 à 3 à précision constante (et donc diminuer le temps de calcul de presque 70%),
- diminuer le temps de calcul d'un facteur entre 2 et 9, si le maillage a une géométrie radiale.

Tous ces bénéfices sont spécifiques à une modélisation par éléments finis et ne sont pas tous directement applicables à une simulation par volumes finis, car elle est, intrinsèquement, conservative en énergie et donc plus précise. En revanche, cette méthode par volumes finis ne permet pas d'effectuer des calculs d'interaction fluide-structure (IFS) dans toutes les situations et notamment lorsque la structure subit de grandes déformations et s'effondre.

La dernière partie de ces travaux de thèse a donc cherché à déterminer les situations où le temps de calcul imputé à l'IFS devient préjudiciable au regard du peu de précision apporté. Pour cela, la structure a été simplifiée pour l'assimiler à un ressort à un degré de liberté. Le problème a pu donc se réduire à une situation purement à une dimension. Une première situation, simplifiée, consistant en un ressort élastique (linéaire) et un chargement constant (type « choc ») a été analysée, car elle permet de résoudre analytiquement les équations du mouvement avec et sans IFS. Dans ce cas précis, l'écart relatif entre les déplacements maxima avec et sans IFS vaut :

$$\Delta_{IFS} = \frac{1 - e^{-\frac{\xi}{\sqrt{1-\xi^2}}\pi}}{2}$$

2. Brode, H. L. (1959). Blast wave from a spherical charge. *The Physics of Fluids*, 2(2), 217-229.

Avec : $\xi = \frac{\gamma F}{2a_0 m \omega_0}$, F la force appliquée à la structure, γ le rapport des chaleurs spécifiques, a_0 la vitesse du son, m la masse de la structure et ω_0 sa pulsation propre.

Cette formule dérivée analytiquement a été parfaitement retrouvée par la simulation numérique. Sur toutes les configurations étudiées, les écarts avec et sans IFS varient entre 0 et 20%. Ensuite, la situation a été complexifiée pour s'approcher davantage d'un mur réel. La force de rappel du ressort est donc devenue bilinéaire par morceaux avec un plateau plastique constant (non-linéaire). La même équation que dans le cas linéaire permet de fournir une estimation à moins de 5% de l'écart avec et sans IFS. Le seul changement est sur l'expression de ξ , pour y introduire une estimation de la plasticité atteinte par la structure. Enfin la force exercée par le fluide sur la structure a été modifiée pour être plus proche d'un profil de type « blast » ou « Friedlander » comme pour une explosion aérienne. L'ajout d'une composante temporelle au chargement implique la nécessité de trouver un deuxième paramètre pour estimer la différence sur le déplacement maximum avec et sans IFS. Avec l'aide du théorème de Vashy-Bunkingam, il a été possible de trouver les deux paramètres Π'_1 Π'_2 permettant de quantifier les effets de l'IFS.

$$\begin{cases} \Pi'_1 = \xi \\ \Pi'_2 = \xi \frac{t_i}{t_0} \end{cases}$$

Avec : t_i le temps de maintien de la phase positive et t_0 la période propre de la structure.

Pour tous les types de murs linéaires, les déplacements maximum calculés avec et sans IFS sont différents de moins de 10%. En contrepartie de cette perte de précision, le modèle sans IFS permet de découpler les pas de temps minimum du fluide et de la structure et ainsi diminuer le temps de calcul par 2 pour un calcul complet. Il est également possible d'augmenter le nombre de mailles de fluide pour gagner environ 10% de précision sur le pic de surpression sans augmenter le temps de calcul. De plus, il est bien plus facile pour l'ingénieur d'étudier deux modèles peu coûteux en mémoire qu'un seul, global, forcément plus lourd.

En couplant les approches proposées, il est donc possible de diminuer le temps de calcul par 2 (calcul sans IFS) tout en augmentant la précision de l'onde vis-à-vis de l'UFC de 15 à 20% (modèle du « β -ballon »).

Perspectives

Pour consolider ces travaux, il faudrait dans un premier temps consolider les essais au tube à choc, notamment en mesurant plus précisément la pression dans la chambre motrice grâce à un remplissage asservi et des capteurs étalonnés. Ensuite, une étude paramétrique, permettant d'obtenir des résultats exploitables, dans le cas d'une structure non-linéaire et d'une force de type « blast » est nécessaire pour obtenir une approximation des effets de l'IFS dans un cas plus proche de la réalité.

Pour aller encore plus loin, des campagnes expérimentales pourrait être menées pour valider le modèle du ballon de grande dimension et l'absence de prise en compte de l'IFS. Dans le premier, il faudrait comparer les surpressions aériennes d'une charge de TNT avec celle d'un ballon d'air comprimé de grandes dimensions. Dans le second, une presse dynamique pourrait servir à créer un chargement « sans IFS » sur une structure. Ce chargement serait ensuite comparé avec des données obtenues au tube à choc où la plaque en aluminium serait remplacée par un ressort.

Enfin, les modèles numériques pourraient aussi être poussés encore plus loin, notamment en prenant en compte les effets des réactions de post-détonation dans les β -ballons avec une libération d'énergie résiduelle après la détonation, comme c'est le cas dans certains modèles reposant sur l'utilisation de l'équation d'état JWL.

ANNEXE A

RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX AU TAC

A.1 Coefficient de la loi de Ludwik

Le tableau A.1 montrent tous les résultats obtenus par la méthode des moindres carrés pour les plaques de 2mm.

	Limite élastique	Coefficient d'écroûissage	Exposant d'écroûissage	Module d'Young
A1	54.8	700	0.667	62.7
A2	75.0	460	0.558	64.5
A3	79.0	356	0.522	59.9
A4	79.0	356	0.477	61.5
A5	79.0	356	0.488	56.6
A6	79.0	356	0.500	64.9
A7	79.0	356	0.515	59.4
B1	80.8	520	0.510	78.7
B2	75.0	425	0.508	68.2
B3	79.0	356	0.422	70.3
B4	79.0	356	0.411	71.3
B5	79.0	356	0.449	68.2
B6	79.0	356	0.404	48.1
B7	75.0	350	0.431	66.6
Moyenne	75.4	273	0.322	46.8
Écart type	1.08	27.5	0.026	3.1
Coefficient de variation	1%	10%	8%	7%

TABLEAU A.1 – Paramètres de la loi de Ludwik issus de l'optimisation par les moindres carrés sur les plaques de 2mm

Le tableau A.2 montre tous les résultats obtenus par la méthode des moindres carrés pour les plaques de 0.5mm.

	Limite élastique	Coefficient d'écroutissage	Exposant d'écroutissage	Module d'Young
A1	79.0	356	0.400	48.4
A2	76.0	274	0.310	42.7
A3	75.0	306	0.353	49.9
A4	75.0	270	0.323	44.4
A5	75.0	267	0.324	45.1
A6	75.0	266	0.317	46.1
A7	75.0	266	0.315	54.0
B1	75.0	266	0.315	47.4
B2	75.0	276	0.334	46.8
B3	75.0	257	0.308	46.3
B4	75.0	254	0.301	50.0
B5	75.0	254	0.301	44.2
B6	75.0	248	0.299	46.7
B7	75.0	267	0.315	42.9
Moyenne	76.5	404.2	0.49	64.4
Écart type	6.5	99.2	0.07	7.4
Coefficient de variation	9%	25%	14%	11%

TABLEAU A.2 – Paramètres de la loi de Ludwik issus de l'optimisation par les moindres carrés sur les plaques de 0.5mm

A.2 Surpression relevées en configuration «blast»

Le tableau A.3 présente en détail les relevés expérimentaux des surpressions maximum obtenues dans les essais au tube à choc en configuration blast. Plus de détails sont donnés au chapitre 2.

Pression maximum (en bar)						
Numéro du capteur	1	2	3	4	5	6
Essais de mars 2018						
	0.73	0.66	0.71	0.70	0.67	0.65
	0.74	0.68	0.73	0.72	0.69	0.67
	0.77	0.68	0.74	0.72	0.70	0.68
	0.76	0.69	0.74	0.73	0.70	0.72
	0.70	0.69	0.75	0.73	0.70	0.70
	0.69	0.68	0.74	0.72	0.70	0.70
	0.76	0.67	0.73	0.72	0.69	0.68
	0.76	0.68	0.73	0.72	0.69	0.67
	0.75	0.68	0.73	0.72	0.69	0.67
	0.75	0.67	0.72	0.70	0.69	0.66
	0.76	0.68	0.73	0.72	0.70	0.70
Moyenne	0.74	0.68	0.73	0.72	0.69	0.68
Écart type	0.026	0.010	0.010	0.009	0.009	0.019
Coefficient de variation	3%	1%	1%	1%	1%	3%
Essais de mai 2018						
	0.70	0.79	0.76	0.75	0.73	0.72
	0.70	0.76	0.76	0.74	0.73	0.70
	0.69	0.75	0.76	0.75	0.72	0.70
Moyenne	0.70	0.77	0.76	0.75	0.73	0.71
Écart type	0.004	0.018	0.004	0.003	0.003	0.010
Coefficient de variation	1%	2%	0%	0%	0%	1%

TABLEAU A.3 – Pression maximum de l'onde incidente (en bar) pour tous les essais en configuration choc.

A.3 Surpression relevées en configuration «choc»

Le tableau A.4 présente en détail les relevés expérimentaux des surpressions maximum obtenues dans les essais au tube à choc en configuration choc. Plus de détails sont donnés au chapitre 2.

Pression maximum (en bar)						
Numéro du capteur	1	2	3	4	5	6
Configuration 1						
Essai 1	1.54	1.60	1.58	1.52	1.44	1.46
Essai 2	1.54	1.60	1.58	1.52	1.43	1.46
Essai 3	1.53	1.59	1.57	1.52	1.42	1.45
Essai 4	1.49	1.54	1.52	1.48	1.37	1.41
Essai 5	1.51	1.57	1.53	1.49	1.38	1.42
Moyenne	1.52	1.58	1.55	1.50	1.41	1.44
Écart type	0.02	0.02	0.02	0.02	0.03	0.02
Coefficient de variation	2%	2%	2%	1%	2%	2%
Configuration 2						
Essai 1	1.29	1.34	1.30	1.27	1.17	1.19
Essai 2	1.41	1.44	1.45	1.40	1.32	1.33
Essai 3	1.39	1.43	1.42	1.37	1.30	1.31
Essai 4	1.37	1.41	1.40	1.36	1.27	1.29
Moyenne	1.36	1.40	1.39	1.35	1.26	1.28
Écart type	0.05	0.05	0.07	0.06	0.07	0.06
Coefficient de variation	4%	3%	5%	4%	5%	5%
Configuration 3						
Essai 1	1.23	1.27	1.27	1.21	1.12	1.13
Essai 2	1.31	1.34	1.35	1.30	1.22	1.24
Essai 3	1.25	1.29	1.29	1.25	1.16	1.18
Essai 4	1.10	1.10	1.13	1.09	1.03	1.04
Moyenne	1.22	1.25	1.26	1.21	1.13	1.15
Écart type	0.09	0.10	0.09	0.09	0.08	0.08
Coefficient de variation	7%	8%	7%	7%	7%	7%

TABLEAU A.4 – Valeurs expérimentales de pression (en bar) obtenues dans les trois configurations.

ANNEXE B

CARACTÉRISTIQUES DES CAPTEURS PCB

Les deux pages suivantes montrent les caractéristiques des capteurs de la marque PCB 113B21 et 113B28 données par le fabricant

Performance	ENGLISH	SI	
Measurement Range(for ±5V output)	200 psi	1379 kPa	
Useful Overrange(for ± 10V output)	400 psi	2758 kPa	[2]
Sensitivity(± 15 %)	25 mV/psi	3.6 mV/kPa	
Maximum Pressure	1 kpsi	6895 kPa	
Resolution	1.0 mpsi	0.007 kPa	[1]
Resonant Frequency	≥ 500 kHz	≥ 500 kHz	
Rise Time	≤ 1.0 μ sec	≤ 1.0 μ sec	
Low Frequency Response(-5 %)	0.5 Hz	0.5 Hz	
Non-Linearity	≤ 1.0 % FS	≤ 1.0 % FS	[3]
Environmental			
Acceleration Sensitivity	≤ 0.002 psi/g	≤ 0.0014 kPa/(m/s ²)	
Temperature Range(Operating)	-100 to +275 °F	-73 to +135 °C	
Temperature Coefficient of Sensitivity	≤ 0.03 %/°F	≤ 0.054 %/°C	[1]
Maximum Flash Temperature	3000 °F	1649 °C	
Maximum Vibration	2000 g pk	19,614 m/s ² pk	
Maximum Shock	20,000 g pk	196,140 m/s ² pk	
Electrical			
Output Polarity(Positive Pressure)	Positive	Positive	
Discharge Time Constant(at room temp)	≥ 1.0 sec	≥ 1.0 sec	
Excitation Voltage	20 to 30 VDC	20 to 30 VDC	
Constant Current Excitation	2 to 20 mA	2 to 20 mA	
Output Impedance	<100 Ohm	<100 Ohm	
Output Bias Voltage	8 to 14 VDC	8 to 14 VDC	
Physical			
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)	0.21 oz	6.0 gm	

OPTIONAL VERSIONS		
Optional versions have identical specifications and accessories as listed for the standard model except where noted below. More than one option may be used.		
E - Emralon coating		[5]
Coating	Emralon	Emralon
Electrical Isolation	10 ⁸ Ohm	10 ⁸ Ohm
Supplied Accessory : Model 065A08 Isolation ring 0.250"OD x 0.218" ID x 0.027" thk anodized aluminum (3)		
Supplied Accessory : Model 065A22 Isolation Seal, .250" OD x .218" ID x .015", Torlon or Vespel (3)		
H - Hermetic Seal		[5]
Sealing	Welded Hermetic	Welded Hermetic
J - Ground Isolated		[5][6]
N - Negative Output Polarity		[5]
S - Stainless Steel Diaphragm		[5]
Diaphragm	316L Stainless Steel	316L Stainless Steel
W - Water Resistant Cable		[7][5]
Supplied Accessory : Model 060A03 Clamp nut, 5/16-24-2A thd, 1/4" hex, stainless steel (1)		
WM - Water Resistant Cable		[7][5]
Supplied Accessory : Model 060A05 Clamp nut M7 x 0.75-6g thd (1)		

NOTES:

[1] Typical.
 [2] For +10 volt output, minimum 24 VDC supply voltage required. Negative 10 volt output may be limited by output bias.
 [3] Zero-based, least-squares, straight line method.
 [4] See PCB Declaration of Conformance PS023 for details.
 [5] For sensor mounted in thread adaptor, see adaptor installation drawing for supplied accessories.
 [6] Used with optional mounting adaptor.
 [7] Clamp nut installed prior to cable attachment

SUPPLIED ACCESSORIES:

Model 060A03 Clamp nut, 5/16-24-2A thd, 1/4" hex, stainless steel (1)
 Model 060A05 Clamp nut M7 x 0.75-6g thd (1)
 Model 065A02 Seal ring, sensor flush mount, 0.248" OD x 0.219" ID x 0.015" thk, brass (3)
 Model 065A05 Seal sleeve sensor recess mount 0.248" OD x 0.221" ID x 0.240" thk 17-4 (1)

Entered: AP	Engineer: MJK	Sales: KWW	Approved: BAM	Spec Number:
Date: 3/19/2013	Date: 3/19/2013	Date: 3/19/2013	Date: 3/19/2013	40640



[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.

Model Number 113B28	ICP® PRESSURE SENSOR		Revision: D ECN #: 44078	
Performance	ENGLISH	SI	OPTIONAL VERSIONS	
Measurement Range(for ±5V output)	50 psi	344.7 kPa	Optional versions have identical specifications and accessories as listed for the standard model except where noted below. More than one option may be used.	
Useful Overrange(for ± 10V output)	100 psi	689.4 kPa		[1]
Sensitivity(± 15 %)	100 mV/psi	14.5 mV/kPa		[2]
Maximum Pressure	1000 psi	6895 kPa		[3]
Resolution	0.001 psi	0.007 kPa		
Resonant Frequency	≥ 500 kHz	≥ 500 kHz		
Rise Time	≤ 1.0 μ sec	≤ 1.0 μ sec		
Low Frequency Response(-5 %)	0.5 Hz	0.5 Hz		
Non-Linearity	≤ 1.0 % FS	≤ 1.0 % FS		
Environmental				
Acceleration Sensitivity	≤ 0.002 psi/g	≤ 0.0014 kPa/(m/s ²)		
Temperature Range(Operating)	-100 to +275 °F	-73 to +135 °C		
Temperature Coefficient of Sensitivity	≤ 0.03 %/°F	≤ 0.054 %/°C		
Maximum Flash Temperature	3000 °F	1649 °C		
Maximum Vibration	2000 g pk	19,614 m/s ² pk		
Maximum Shock	20,000 g pk	196,140 m/s ² pk		
Electrical				
Discharge Time Constant(at room temp)	≥ 1.0 sec	≥ 1.0 sec		
Excitation Voltage	22 to 30 VDC	22 to 30 VDC		
Constant Current Excitation	2 to 20 mA	2 to 20 mA		
Output Impedance	<100 Ohm	<100 Ohm		
Output Bias Voltage	8 to 15 VDC	8 to 15 VDC		
Physical				
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)	0.16 oz	4.5 gm		
NOTES:				
[1]For +10 volt output, minimum 26 VDC supply voltage required. Negative 10 volt output may be limited by output bias.				
[2]Typical.				
[3]Zero-based, least-squares, straight line method.				
[4]See PCB Declaration of Conformance PS023 for details.				
[5]For sensor mounted in thread adaptor, see adaptor installation drawing for supplied accessories.				
[6]Used with optional mounting adaptor.				
[7]Clamp nut installed prior to cable attachment				
SUPPLIED ACCESSORIES:				
Model 060A03 Clamp nut, 5/16-24-2A thd, 1/4" hex, stainless steel (1)				
Model 060A05 Clamp nut M7 x 0.75-6g thd (1)				
Model 065A02 Seal ring, sensor flush mount, 0.248" OD x 0.219" ID x 0.015" thk, brass (3)				
Model 065A05 Seal sleeve sensor recess mount 0.248" OD x 0.221" ID x 0.240" thk 17-4 (1)				
Entered: AP	Engineer: RPF	Sales: RWM	Approved: RPF Spec Number:	
Date: 4/9/2015	Date: 4/9/2015	Date: 4/9/2015	Date: 4/9/2015 40624	
 [4]			PCB PIEZOTRONICS 3425 Walden Avenue, Depew, NY 14043	
<i>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.</i>			Phone: 716-684-0001 Fax: 716-684-0987 E-Mail: info@pcb.com	

ANNEXE C

DISTANCE CRITIQUE POUR LE BALLON

C.1 Vue globale du maillage

La figure C.1 présente une vue globale des deux maillages radial et cartésien pour le β -ballon de rayon $\beta = 10$

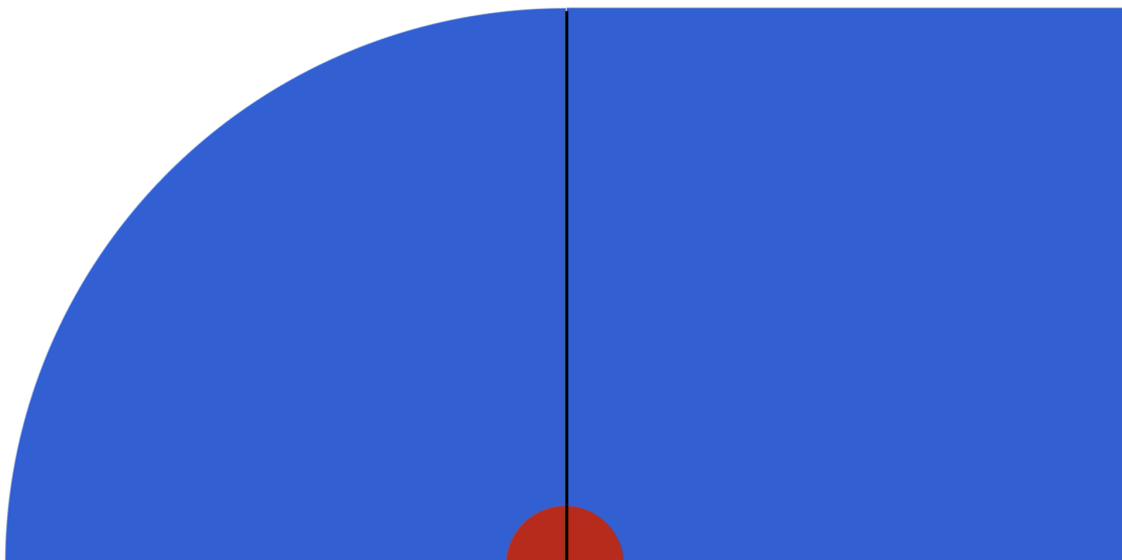


FIGURE C.1 – Vue globale des deux maillages pour $\beta = 10$

C.2 Maillage cartésien

Les graphiques suivants montrent la distance d_β à laquelle la modélisation grâce à un ballon comprimé de rayon $\beta \times R$ est plus précise que la celle où l'équation d'état JWL est employé pour modéliser la détente des produits de détonation. Dans ce premier paragraphe, le maillage est cartésien.

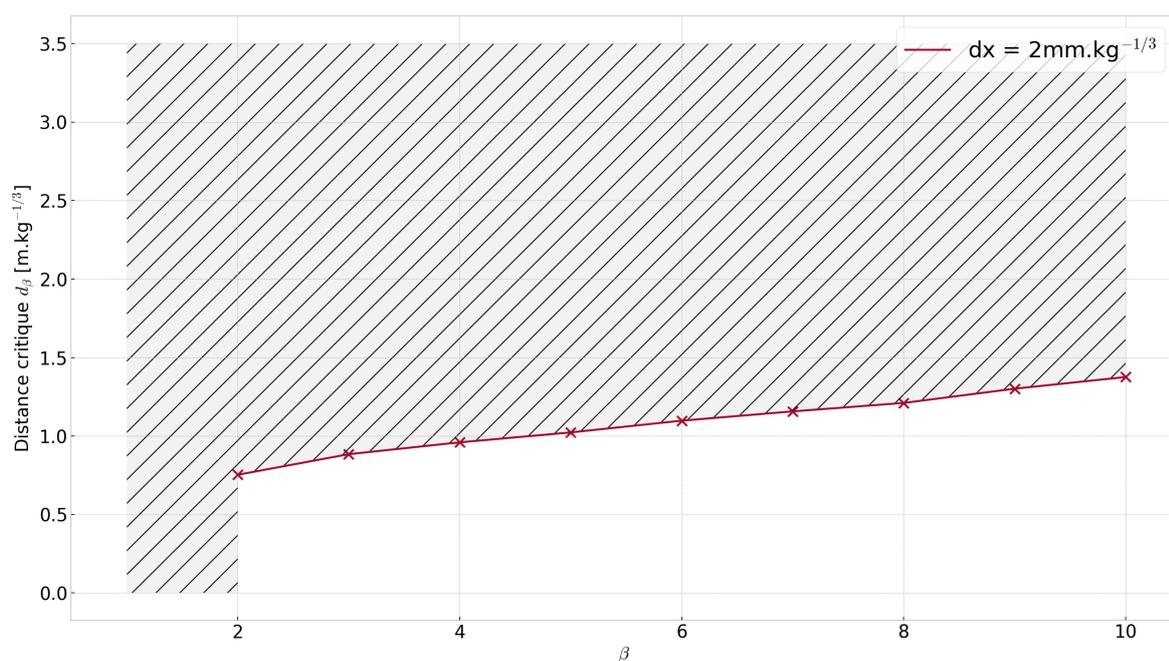


FIGURE C.2 – d_β pour le maillage cartésien et une taille de maille de 2mm

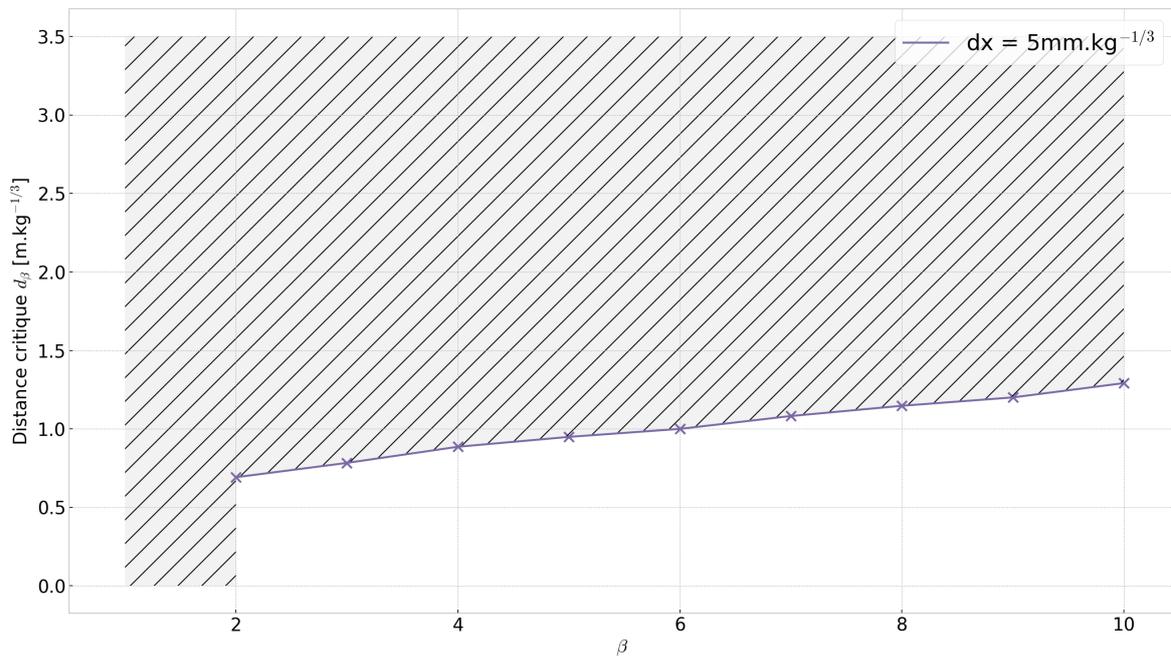


FIGURE C.3 – d_β pour le maillage cartésien et une taille de maille de 5mm

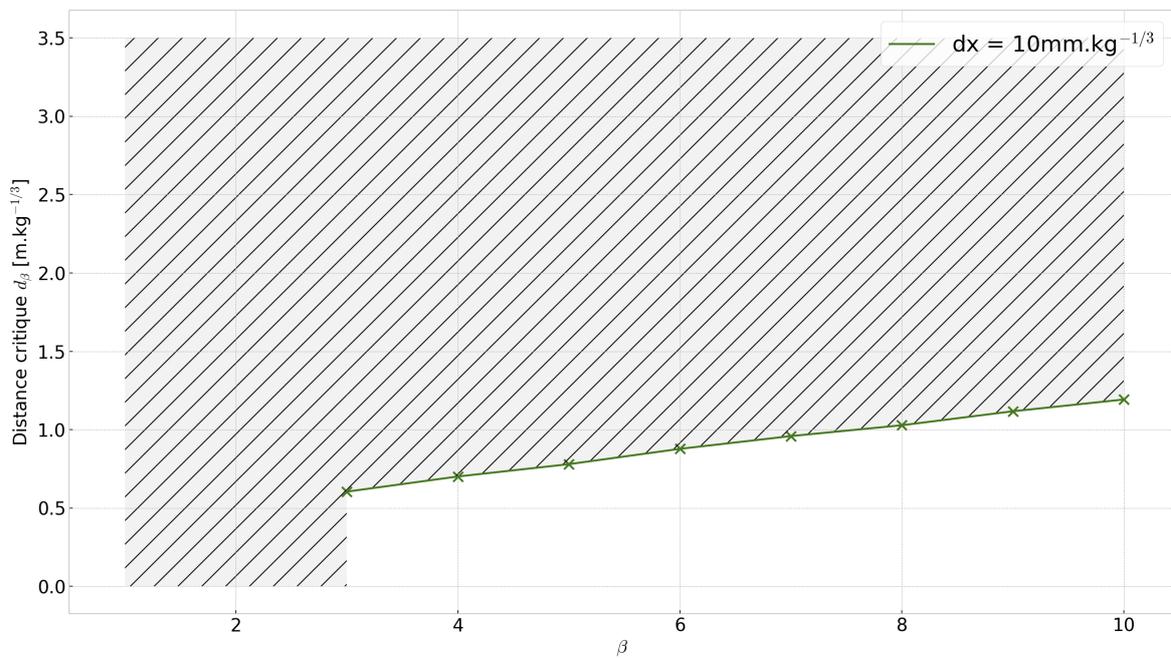


FIGURE C.4 – d_β pour le maillage cartésien et une taille de maille de 10mm

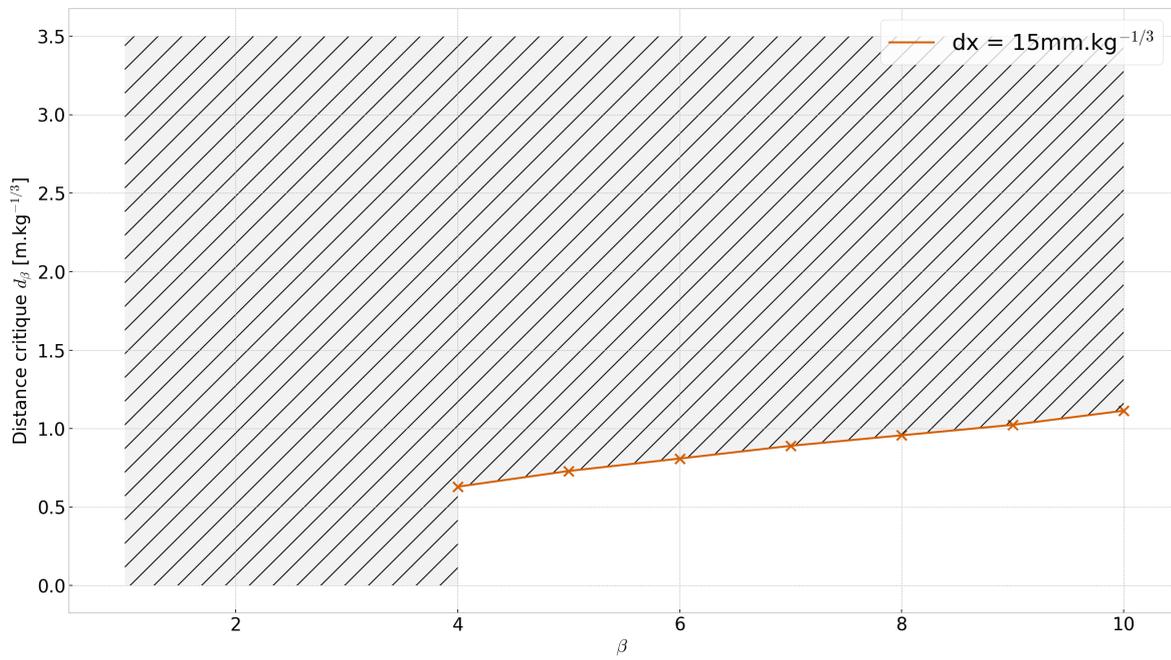


FIGURE C.5 – d_β pour le maillage cartésien et une taille de maille de 15mm

C.3 Maillage radial

Les graphiques suivants montrent la distance d_β à laquelle la modélisation grâce à un ballon comprimé de rayon $\beta \times R$ est plus précise que la celle où l'équation d'état JWL est employé pour modéliser la détente des produits de détonation. Dans ce premier paragraphe, le maillage est radial.

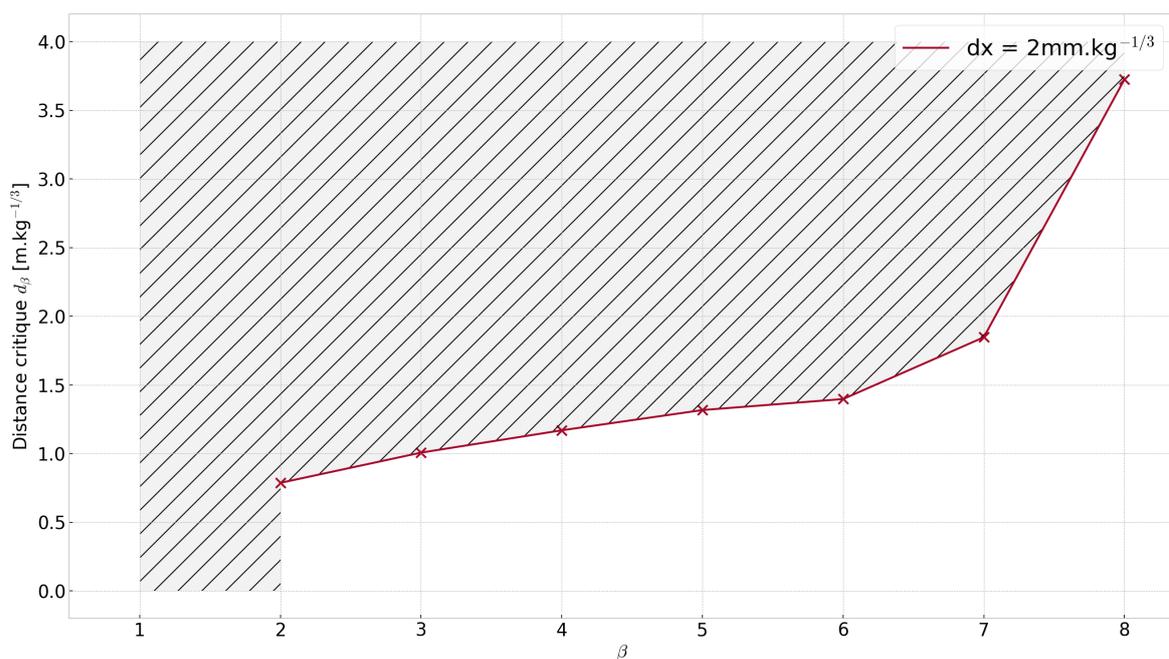


FIGURE C.6 – d_β pour le maillage radial et une taille de maille de 2mm

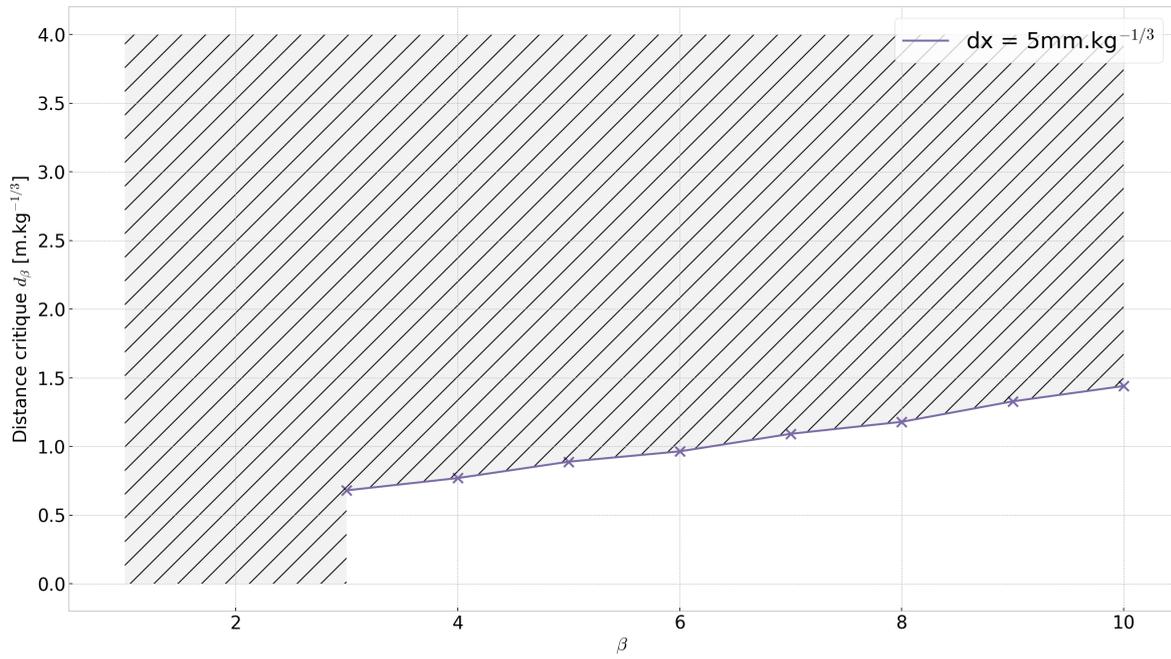


FIGURE C.7 – d_β pour le maillage radial et une taille de maille de 5mm

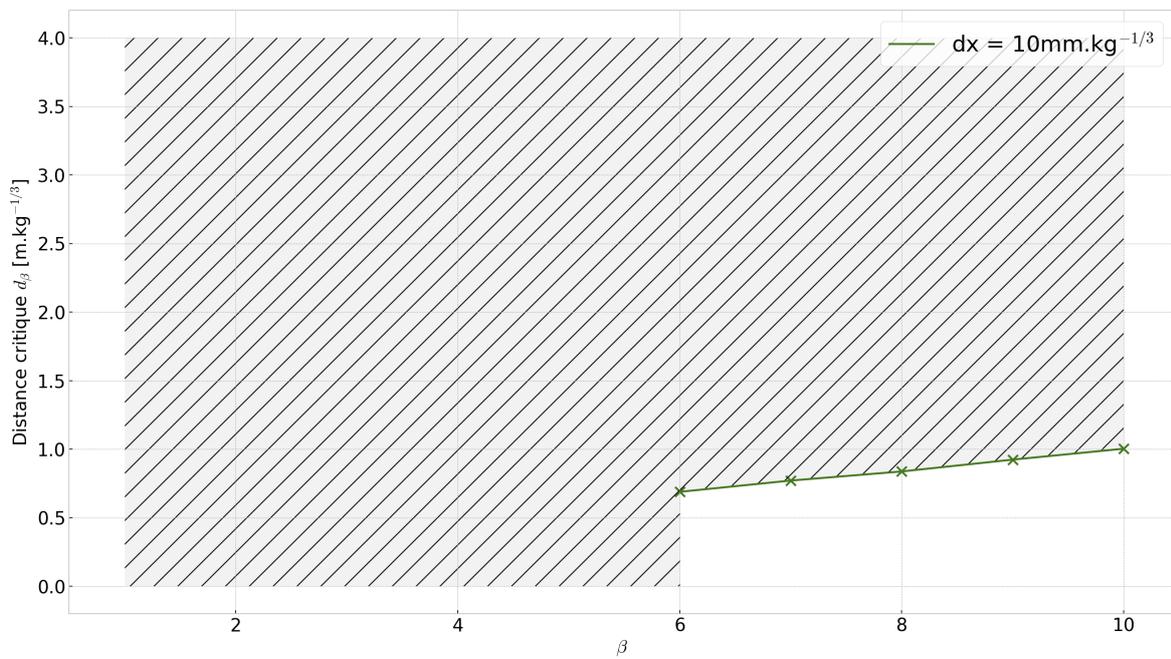


FIGURE C.8 – d_β pour le maillage radial et une taille de maille de 10mm

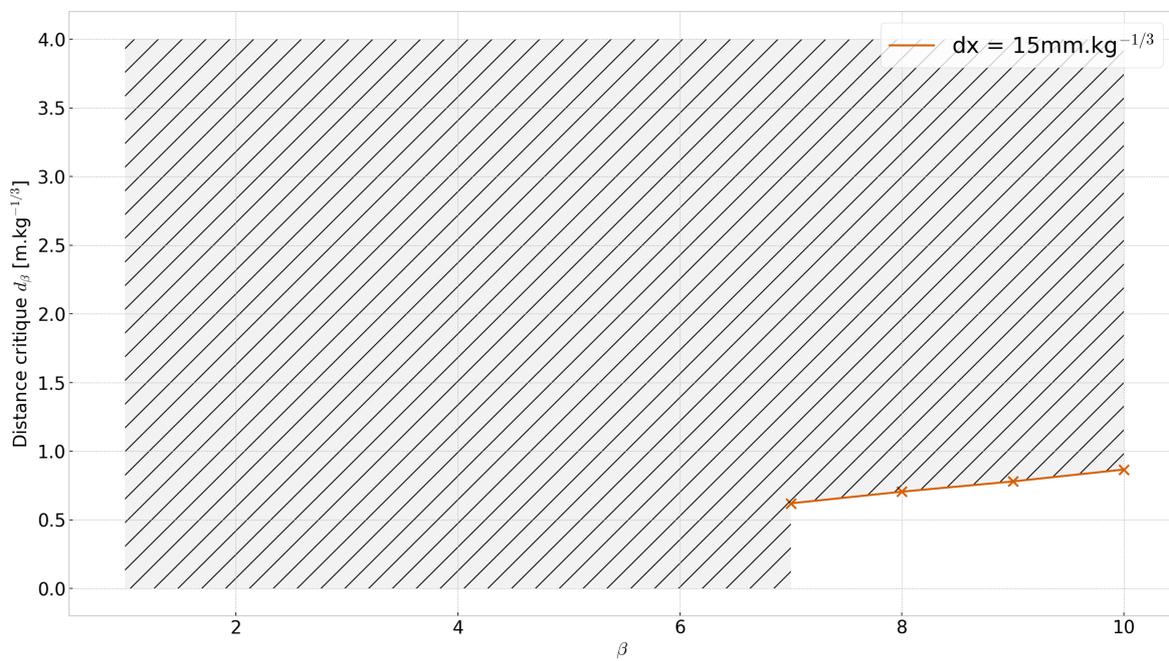


FIGURE C.9 – d_β pour le maillage radial et une taille de maille de 15mm

ANNEXE D

DIAGRAMME DE MARCHE D'UNE ONDE AÉRIENNE

Sur le diagramme de marche [D.1](#) issu de l'étude de Brode publié en 1959¹, la position du choc secondaire est représentée en trait plein (position A et indice « s2 » par Brode). Aux premiers instants de la propagation, le choc secondaire se déplace dans le sens de l'onde incidente avant de retourner vers le centre de l'explosion. Il s'y réfléchit et repart, une nouvelle fois, dans le sens de l'onde incidente.

1. Brode, H. L. (1959). Blast wave from a spherical charge. *The Physics of Fluids*, 2(2), 217-229.

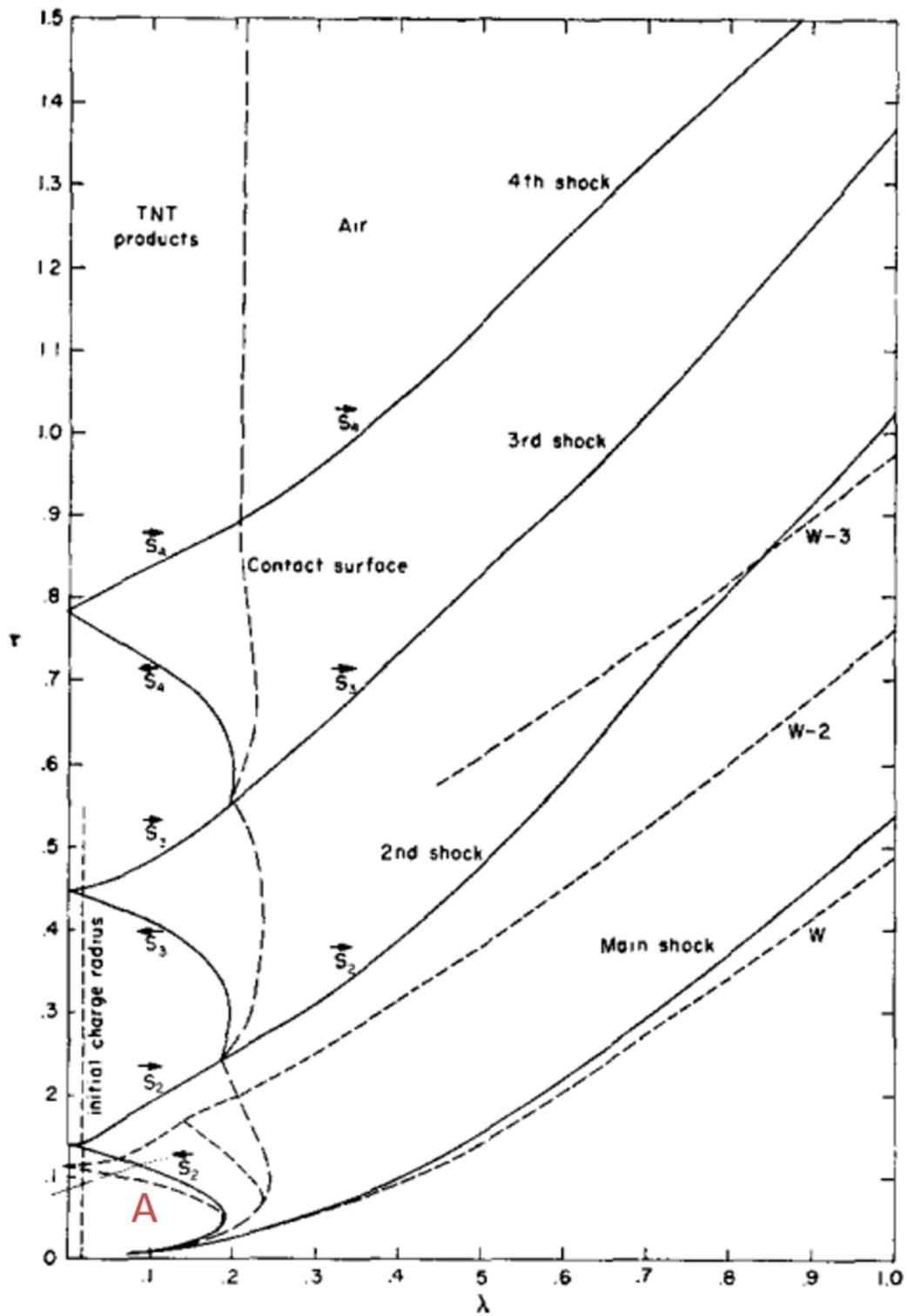


FIGURE D.1 – Diagramme espace - temps pour les chocs et la surface de contact pour une explosion aérienne de TNT issue du papier de Brode. A est la position du choc secondaire.

Titre : Modélisation des effets d'une onde de souffle sur les structures de génie civil : de l'explosif à l'interaction fluide-structure

Mots clés : Modélisation numérique, interaction fluide-structure, tube à choc, onde de choc, dimensionnement.

Résumé : Dans le cadre du calcul numérique d'une structure de génie civil soumise à une explosion, une grande précision dans la modélisation implique un temps de calcul très important et donc une mauvaise réactivité.

Ces travaux de thèse se sont donc focalisés sur l'établissement de méthodes de calcul permettant d'améliorer la précision et/ou la rapidité du calcul numérique.

Dans un premier temps, la précision des méthodes actuelles est évaluée grâce à une campagne d'essais au tube à choc. La simulation numérique permet de reproduire fidèlement les déplacements et pressions

observés. Sur cette base, la détonation est remplacée par la détente d'un gaz à haute pression. Cette méthode permet de diminuer les gradients de pression aux premiers instants de l'explosion et ainsi augmenter la précision loin de la charge. Une seconde modélisation, sans prise en compte de l'interaction fluide structure a également été évaluée. Ces deux nouveaux modèles numériques ont fait l'objet d'études paramétriques permettant de déterminer la perte éventuelle de précision et les grandeurs physiques prépondérantes dans l'estimation de cet écart vis-à-vis de la référence choisie.

Title : Numerical Modeling of blast wave effects on civil engineering structures. Form the explosif to fluid-structure interaction.

Keywords : Numerical simualtion, fluid-structure interaction, shock tube, blast wave, structural design

Abstract : Numerical simulation of blast wave loaded structures required large amount of CPU time in order to achieve reasonable accuracy. Today, there is a trade off needing between accuracy and CPU time, this PhD suggest differents numerical models to enhance the simulation.

In the first time, the current methods are evaluted in comparison with experimental data of pressure and displacement recorded on shock tube experiments. In this particular case, the numerical simulation is showing good accuracy.

Based on these results, the detonation process is replaced the relaxation of high pressure gas.

This method reduces the high pressure gradient at the beginning of the blast wave and thus increase the accuracy at latter stages. The second model consist in overlooking the fluid structure interaction. Both of this models have been studied thanks to a parametric studies showing the accuracy loss. Then the relevant physical parameters for the influence of both simplification are extracted and evaluated.