AVERTISSEMENT

Ce document est le fruit d'un long travail approuvé par le jury de soutenance et mis à disposition de l'ensemble de la communauté universitaire élargie.

Il est soumis à la propriété intellectuelle de l'auteur. Ceci implique une obligation de citation et de référencement lors de l'utilisation de ce document.

D'autre part, toute contrefaçon, plagiat, reproduction illicite encourt une poursuite pénale.

Contact : ddoc-theses-contact@univ-lorraine.fr

LIENS

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 122. 4
Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 335.2- L 335.10
http://www.cfcopies.com/V2/leg/leg_droi.php
http://www.culture.gouv.fr/culture/infos-pratiques/droits/protection.htm

THÈSE DE DOCTORAT DE
L'UNIVERSITÉ DE LORRAINE

Spécialités
Mécanique - Énergétique
École doctorale Énergie, Mécanique et Matériaux (EMMA)

Présentée par
Kévin RABISSE
Pour obtenir le titre de
DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE LORRAINE

Développement d'un modèle numérique de propagation acoustique dans un local délimité par des parois à relief géométrique

Soutenue publiquement le 10 octobre 2017 devant le jury composé de :

M. le Professeur Jean-Jacques EMBRECHTS Institut Montefiore Université de Liège, Belgique	Rapporteur
M. Michel BERENGIER Institut Français des Sciences et Technologies des Transports, de l'Aménagement et des Réseaux Bouguenais, France	Rapporteur
M. le Professeur Joël DUCOURNEAU Laboratoire d'Énergétique et de Mécanique Théorique et Appliquée Université de Lorraine	Directeur de thèse
M. Adil FAIZ Laboratoire d'Énergétique et de Mécanique Théorique et Appliquée Université de Lorraine	Co-directeur de thèse
Mme. le Professeur Marie-Annick GALLAND Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique École Centrale de Lyon	Examinateur
M. le Professeur Alexandre GARCIA Laboratoire de Mécanique des Structures et des Systèmes Couplés Conservatoire National des Arts et Métiers, Paris	Examinateur
M. le Professeur Didier BAPTISTE Institut National de Recherche et de Sécurité Vandœuvre-lès-Nancy, France	Invité
M. Nicolas TROMPETTE Institut National de Recherche et de Sécurité Vandœuvre-lès-Nancy, France	Invité

Remerciements

En premier lieu, je tiens à remercier mon directeur de thèse M. le Professeur Joël DUCOURNEAU. Son soutien, sa disponibilité et ses conseils scientifiques ont été essentiels au bon déroulement de cette thèse. Je tiens aussi à remercier mon co-directeur de thèse M. Adil FAIZ pour son aide et son soutien.

Ensuite, j'adresse mes sincères remerciements à mes collègues du laboratoire ACoustique au Travail (ACT) de l'INRS au sein duquel j'ai mené ces travaux de thèse. Plus particulièrement je tiens à remercier M. Nicolas TROMPETTE, chef du laboratoire, et M. Jacques CHATILLON, chef du département Ingénierie des Équipements de Travail (IET) pour leur encadrement et leur aide scientifique. Je remercie aussi Mme. Isabelle MANET pour ses conseils pratiques ainsi que M. Julien MARCHAND pour son aide lors des parties expérimentales. Je tiens à apporter mes remerciements à Mme. Mélina BOULDI pour ses conseils et son soutien lors de la rédaction de ce manuscrit. Je remercie également M. le Professeur Didier BAPTISTE, directeur scientifique de l'INRS.

Cette thèse étant rattachée au Laboratoire d'Énergétique et de Mécanique Théorique et Appliquée (LEMTA), je tiens à remercier tous les membres du laboratoire qui m'ont apporté leur aide au cours de ces travaux. Plus particulièrement, j'adresse mes remerciements à M. le Professeur Fabrice LEMOINE et à Mme. Irène LEONARD.

J'exprime aussi mes sincères remerciements à M. le Professeur Jean-Jacques EMBRECHTS et M. Michel BERENGIER d'avoir accepté d'être rapporteurs de cette thèse. Je remercie également Mme. le Professeur Marie-Annick GALLAND et M. le Professeur Alexandre GARCIA d'avoir accepté de faire partie du jury en qualité de rapporteur.

Enfin, je remercie chaleureusement mes parents ainsi que tous mes amis qui m'ont soutenu et encouragé tout au long de ces trois années.

Table des matières

Table des matières i

Table des figures v

Liste des tableaux xi

Liste des symboles xiii

Introduction 1

1 Réflexion des ondes sur une paroi irrégulière et propagation en milieu confiné 7
- 1.1 Caractéristiques physiques du milieu de propagation 8
- 1.2 Réflexion d'une onde plane harmonique 10
- 1.3 Réflexion acoustique sur une paroi irrégulière 14
- 1.4 Propagation du son dans un milieu confiné parallélépipédique aux parois parfaitement réfléchissantes 18
- 1.5 Conclusion 21

2 Méthodes de simulation de la propagation du son en milieu confiné 23
- 2.1 Modèles de représentation visuelle de la propagation 24
  - 2.1.1 Rayons lumineux 24
  - 2.1.2 Ondulations à la surface de l'eau 26
  - 2.1.3 Strioscopie 26
- 2.2 Modèles d'acoustique statistiques 28
- 2.3 Modèles d'acoustique géométriques 33
  - 2.3.1 Lancer de rayons 33
  - 2.3.2 Sources images 38
- 2.4 Modèles d'acoustique physiques 63
  - 2.4.1 Éléments finis et éléments finis de frontière 63

2.4.2 Différences finies dans le domaine temporel 65
2.4.3 Décomposition rectangulaire adaptative 66
2.5 Conclusion 67

3 Développement du modèle numérique de simulation de propagation du son dans un milieu délimité des parois complexes 69
3.1 Simulation numérique de la propagation en milieu confiné 70
3.1.1 Principe général de la méthode de décomposition rectangulaire adaptative 70
3.1.2 Calcul itératif de la propagation sonore dans une partition 72
3.1.3 Interface entre deux partitions : transmission des ondes 73
3.1.4 Discussion sur la méthode ARD et la prise en compte de caractéristiques géométriques et acoustiques des parois 79
3.2 Simulation numérique de la diffusion acoustique par des parois à relief géométrique 79
3.2.1 Principe général de la méthode des différences finies dans le domaine temporel 80
3.2.2 Erreur numérique de la structure SLF 83
3.2.3 Calcul aux frontières du domaine 85
3.2.4 Filtre d'impédance numérique pour la prise en compte de parois complexes 88
3.2.5 Discussion sur la méthode FDTD 92
3.3 Combinaison des méthodes ARD et FDTD dans le modèle numérique global 93
3.3.1 Intégration de couches absorbantes parfaitement adaptées dans une partition 93
3.3.2 Création du filtre d'impédance numérique 98
3.3.3 Calcul itératif global 104
3.3.4 Dispersion numérique 106
3.4 Conclusion 109

4 Validation du modèle numérique développé par l'application à différents cas expérimentaux 111
4.1 Comparaison avec le modèle Kobayashi Potential : pression acoustique réfléchie par une paroi à relief géométrique 113
4.1.1 Protocole expérimental 113
4.1.2 Paroi contenant une cavité rectangulaire excitée par une source centrée 114

4.1.3 Paroi contenant une cavité rectangulaire excitée par une source excentrée . . . 118
4.1.4 Paroi contenant un réseau de trois cavités rectangulaires parallèles 121
4.1.5 Discussion . . . 124
4.2 Comparaison avec l'expérience : propagation sonore dans un local réel . . 125
4.2.1 Protocole de mesure et caractéristiques du local expérimental . . 126
4.2.2 Caractérisation de la source sonore expérimentale . . . 128
4.2.3 Mesures du temps de réverbération dans le local . . . 135
4.2.4 Application du modèle numérique à la propagation sonore dans le local . . . 139
4.2.5 Limite du modèle numérique dans le cas d'un local réverbérant . . 143
4.2.6 Discussion . . . 146
4.3 Estimation du coefficient d'absorption acoustique apparent de parois à relief dans un local aux caractéristiques acoustiques modulables . . . 147
4.3.1 Protocole expérimental . . . 147
4.3.2 Caractéristiques acoustiques de la salle d'écoute . . . 153
4.3.3 Propagation sonore dans la salle d'écoute en présence des surfaces à relief : simulations et résultats expérimentaux . . . 156
4.3.4 Estimation du coefficient d'absorption acoustique apparent des surfaces à relief . . . 161
4.3.5 Application du coefficient d'absorption acoustique apparent . . . 171
4.3.6 Discussion . . . 180
4.4 Synthèse des différentes applications du modèle numérique . . . 181

Conclusion générale et perspectives **183**

Annexes **189**

A Configuration de la mesure des réponses impulsionnelles des parois à relief géométrique en chambre semi-anéchoïque **191**

B Calcul du temps de réverbération d'une salle à partir de la réponse impulsionnelle **195**

Bibliographie **199**

Table des figures

0.1 Dispositif de mesure in situ des caractéristiques acoustiques des parois à relief géométrique. 3

1.1 Réfraction d'une onde à l'interface entre deux milieux de propagation. . 9
1.2 Réflexion d'une onde plane harmonique sur une paroi plane infinie. . . . 11
1.3 Trois types de réflexion. (a) Réflexion spéculaire ; (b) Réflexion diffuse ; (c) Diffraction. 15
1.4 Approximation de Kirchhoff. 16
1.5 Propagation entre deux parois planes, parallèles et rigides. 18
1.6 Domaine rectangulaire constitué de six parois planes rigides. 19

2.1 Représentation de la propagation sonore dans une salle avec des sources lumineuses. (a) Répartition sonore ; (b) Étude des réflexions. 25
2.2 Simulation de la propagation sonore dans une maquette. (a) Strioscopie ; (b) Ondulations dans l'eau. 27
2.3 Méthode d'estimation du temps de réverbération. 30
2.4 Estimation du coefficient d'absorption d'une paroi en fonction du temps de réverbération par trois méthodes. 32
2.5 Émission (a) et réception (b) avec la méthode du tir de rayons. 34
2.6 Détections de trajets invalides par le volume récepteur. 35
2.7 Différentes lois de diffusion. 36
2.8 Représentation schématique d'une source image. 38
2.9 Réponse impulsionnelle type d'une salle. 39
2.10 Sources images d'ordre 1 selon les dimensions x et y. 41
2.11 Sources images jusqu'à l'ordre 4. 43
2.12 Sources images et surfaces images jusqu'à l'ordre 2. 46
2.13 Trajet source-image récepteur rencontrant une surface image. 47

2.14 Réponses impulsionnelles simulées sans (bleu) et avec (rouge) la présence d'une surface absorbante. 49
2.15 Évolution du niveau sonore, au récepteur, sans (bleu) et avec (rouge) la surface hétérogène. 50
2.16 Courbes de décroissance du niveau sonore simulé et temps de réverbération théorique. 51
2.17 Cartographies de la différence de niveaux stationnaires entre une salle vide (référence) et cette même salle contenant une surface absorbante placée en différentes positions. 53
2.18 Schéma de montage expérimental de la mesure des réponses impulsionnelles de parois à relief. 54
2.19 Schéma des parois à relief mesurées. 56
2.20 Réponses impulsionnelles mesurées avec le sol réfléchissant ou avec des cavités de 10 cm de profondeur. 57
2.21 Intégration des RI mesurées aux RI simulées. 59
2.22 RI et évolution du niveau de pression. (a ; b) Sans et avec un surface plane absorbante. (c ; d) Avec l'intégration des RI mesurées expérimentalement. 60
2.23 Coefficient d'absorption acoustique apparent (α_{app}) par bandes d'octaves pour les six parois à reliefs étudiées. 61
2.24 Exemple d'une application du logiciel COMSOL. 64

3.1 Maillage et décomposition du domaine avec la méthode ARD. 71
3.2 Interface entre deux partions rectangulaires. 73
3.3 Itération temporelle du calcul dans une partition partageant une interface avec une partition adjacente. 74
3.4 Représentation schématique du maillage et de l'interface entre deux partitions. 75
3.5 Transmission d'une onde sonore entre deux partitions 2D de tailles différentes. 76
3.6 Transmission d'une onde sonore entre deux partitions 2D de tailles différentes (vue en coupe selon l'axe x, pour $y = 2$ m). 77
3.7 Simulation de la propagation d'une impulsion dans un espace 2D pour différentes valeurs de λ_C. 80
3.8 Structure SLF utilisée pour le calcul itératif en 3D. 81
3.9 Dispersion numérique simulée avec la structure SLF pour différentes bandes de fréquences simulées. 84
3.10 Erreur numérique de la méthode FDTD pour une structure SLF 3D en fonction de la fréquence maximale normalisée. 85

3.11 Limites du domaine avec la structure SLF. (a) paroi plane, (b) angle droit, (c) coin sortant. 86
3.12 Schéma de l'intégration des PML à une partition par Raghuvanshi et al. et par notre méthode. 95
3.13 Evolution du terme $e^{-\alpha_{ds}}$ dans la partition et dans la PML selon l'axe x. 96
3.14 Propagation d'une impulsion dans une partition 2D contenant une PML. 97
3.15 Schéma d'une partition contenant une PML ainsi que des conditions aux limites complexes. 99
3.16 Filtres de réflexion numériques obtenus avec les méthodes Parks-McClellan et Yule-Walker. Gain du filtre (haut) ; retard de phase (bas). 101
3.17 Filtres d'impédance numériques obtenus avec les méthodes Parks-McClellan et Yule-Walker. Gain du filtre (haut) ; retard de phase (bas). 102
3.18 Réflexion d'une onde sur une paroi plane caractérisée par un DIF obtenus avec les méthodes Parks-McClellan et Yule-Walker. 103
3.19 Itération temporelle du calcul dans une partition contenant une PML et des parois complexes. 105
3.20 Dispersion de l'impulsion émise au cours de sa propagation. Modèle FDTD standard (haut) ; Modèle ARD/DIF (bas). 107
3.21 Evolution d'une impulsion au cours de sa propagation (trajet direct et réfléchi) avec trois modèles numériques (SI, FDTD et ARD) et trois fréquences maximales. 108

4.1 Protocole expérimental utilisé par Khanfir. 113
4.2 Profil de pression acoustique normalisée au-dessus d'une cavité de dimensions 0,46 x 0,48 x 0,21 m^3 excitée par une source aux coordonnées $(0,00; 0,00; 1,00)$ m pour différentes fréquences. 115
4.3 Profil de pression acoustique normalisée au-dessus d'une cavité de dimensions 0,46 x 0,48 x 0,12 m^3 excitée par une source aux coordonnées $(0,00; 0,00; 0,85)$ m pour différentes fréquences. 116
4.4 Profil de pression acoustique normalisée au-dessus d'une cavité de dimensions 0,46 x 0,48 x 0,21 m^3 excitée par une source excentrée aux coordonnées $(-0,51; 0,00; 0,89)$ m pour différentes fréquences. 118
4.5 Profil de pression acoustique normalisée au-dessus d'une cavité de dimensions 0,48 x 1,00 x 0,21 m^3 excitée par une source excentrée aux coordonnées $(-0,51; 0,00; 0,89)$ m pour différentes fréquences. 119
4.6 Protocole expérimental de la mesure du profil de pression acoustique avec trois cavités rectangulaires parallèles. 121

4.7 Profil de pression acoustique normalisée au-dessus d'un réseau de trois cavités de dimensions 0,48 x 0,50 x 0,21 m^3 espacées de 0,34 m excitée par une source aux coordonnées $(0,00; 0,00; 0,85)$ m pour différentes fréquences. 122
4.8 Profil de pression acoustique normalisée au-dessus d'un réseau de trois cavités de dimensions 0,50 x 0,48 x 0,21 m^3 espacées de 0,12 m excitée par une source aux coordonnées $(0,00; 0,00; 1,00)$ m pour différentes fréquences. 123
4.9 Schéma du protocole expérimental dans le bureau vide : Positions des sources, des microphones et de la paroi à relief. 126
4.10 Trois parois à relief géométriques étudiées. (a) 2 cavités ; (b) 6 cavités ; (c) 12 cavités. 127
4.11 Configuration expérimentale dans le bureau individuel vide. 128
4.12 Réponse en fréquence de la chaine d'émission expérimentale. 130
4.13 Schéma des directivités verticale et horizontale de la source expérimentale. 131
4.14 Mesure des directivités de la source sonore en chambre semi-anéchoïque. 131
4.15 Directivité horizontale de la source sonore par bande de tiers d'octave. . 133
4.16 Directivité verticale de la source sonore par bande de tiers d'octave. . . . 134
4.17 Temps de réverbération moyen dans le bureau individuel. 136
4.18 Coefficient d'absorption moyen $\bar{\alpha}$ dans le local expérimental. 137
4.19 Coefficient d'absorption acoustique apparent expérimental moyen des trois types de relief étudiés. 138
4.20 Réponses impulsionnelles dans le bureau individuel (sans surface à relief). Comparaison de la mesure avec les modèles SI et ARD pour trois configurations source – récepteur. 140
4.21 Réponses impulsionnelles dans le bureau individuel sans (haut) et avec les trois surfaces à relief étudiées (S2M8). 142
4.22 Réponse impulsionnelle (haut) et réponse en fréquence (bas) simulées du local expérimental avec le modèle ARD. 144
4.23 Réponse en fréquence simulée et premiers modes longitudinaux du local expérimental. 145
4.24 Schéma du protocole expérimental dans la salle d'écoute : Positions des sources, des microphones, des panneaux et de la surface à relief. 148
4.25 Trois configurations de panneaux étudiées dans la chambre sourde. . . . 149
4.26 Les trois différentes surfaces à relief étudiées. Relief 1 : rainures de 0,5 m de hauteur (haut) ; Relief 2 : rainures de 0,25 m de hauteur (milieu) ; Relief 3 : cavités de 0,25 x 0,20 m^2 (bas). 151
4.27 Temps de réverbération moyen dans la salle d'écoute. 153

4.28 Coefficient d'absorption moyen dans la salle d'écoute. 154

4.29 Réponses impulsionnelles expérimentales et théoriques pour les trois configurations de panneaux ; Source en position S_2 et microphone en position M_3. 157

4.30 Réponses impulsionnelles expérimentales et théoriques de référence (haut) et pour les trois reliefs de 0,10 m d'épaisseur appliqués sur 2 panneaux ; Source en position S_2 et microphone en position M_5. 159

4.31 Réponses impulsionnelles expérimentales et théoriques de référence (haut) et pour les deux reliefs de 0,20 m d'épaisseur appliqués sur un panneau ; Source en position S_2 et microphone en position M_8. 160

4.32 Temps de réverbération expérimentaux et théoriques par bande de tiers d'octave sans et avec surfaces à relief (relief 1 ; $e = 0,10$ m ; 4 panneaux traités) pour les trois configurations de panneaux. 162

4.33 Coefficient d'absorption acoustique apparent expérimental par bande de tiers d'octave en fonction du nombre de panneaux traités (relief 1 ; $e = 0,10$ m ; configuration 1). 165

4.34 Coefficient d'absorption acoustique apparent par bande de tiers d'octave, expérimental et simulé, en fonction du nombre de panneaux traités (relief 1 ; $e = 0,10$ m ; configuration 1). 166

4.35 Coefficient d'absorption acoustique apparent par bande de tiers d'octave en fonction de la configuration des panneaux (relief 1 ; $e = 0,10$ m ; 4 panneaux traités). Expériences (haut) ; Modèle numérique (bas). 167

4.36 Coefficient d'absorption acoustique apparent par bande de tiers d'octave des trois reliefs ($e = 0,10$ m) en configuration 2. Expériences (haut) ; Modèle numérique (bas). 169

4.37 Coefficient d'absorption acoustique apparent par bande de tiers d'octave des trois reliefs ($e = 0,20$ m) en configuration 2. Expériences (haut) ; Modèle numérique (bas). 170

4.38 Temps de réverbération simulés dans la salle d'écoute avec quatre panneaux plans réfléchissants (bleu), traités par le relief 1 pour $e = 0,10$ m (orange) ou plans, caractérisés par le coefficient α_{app} (jaune) pour les trois configurations de panneaux. 172

4.39 Temps de réverbération simulés dans la salle d'écoute avec quatre panneaux plans réfléchissants (bleu), traités par le relief 2 pour $e = 0,10$ m (orange) ou plans, caractérisés par le coefficient α_{app} (jaune) pour les trois configurations de panneaux. 173

4.40 Temps de réverbération simulés dans la salle d'écoute avec quatre panneaux plans réfléchissants (bleu), traités par le relief 3 pour $e = 0,10$ m (orange) ou plans, caractérisés par le coefficient α_{app} (jaune) pour les trois configurations de panneaux. 174
4.41 Temps de réverbération simulés dans la salle d'écoute avec quatre panneaux plans réfléchissants (bleu), traités par le relief 1 pour $e = 0,20$ m (orange) ou plans, caractérisés par le coefficient α_{app} (jaune) pour les trois configurations de panneaux. 176
4.42 Temps de réverbération simulés dans la salle d'écoute avec quatre panneaux plans réfléchissants (bleu), traités par le relief 2 pour $e = 0,20$ m (orange) ou plans, caractérisés par le coefficient α_{app} (jaune) pour les trois configurations de panneaux. 177
4.43 Temps de réverbération simulés dans la salle d'écoute avec quatre panneaux plans réfléchissants (bleu), traités par le relief 3 pour $e = 0,20$ m (orange) ou plans, caractérisés par le coefficient α_{app} (jaune) pour les trois configurations de panneaux. 178

A.1 Schéma et notation des différentes positions de source et de récepteur dans la salle semi-anéchoïque. 192
A.2 Deux parois à relief étudiées dans la salle semi-anéchoïque. (a) Résonateurs ; (b) Profil aléatoire. 193

B.1 Réponse impulsionnelle mesurée et son enveloppe. 196
B.2 Décroissance du niveau sonore et interpolation polynomiale. 197

Liste des tableaux

3.1 Niveau d'intensité relatif de l'erreur par rapport au niveau de l'onde de référence en fonction de la fréquence. 78
3.2 Niveau relatif de l'onde réfléchie par la frontière « domaine – PML ». . . 98
3.3 Coefficient d'absorption acoustique par bandes d'octaves d'un matériau quelconque. 100

4.1 Erreur quadratique moyenne du modèle KP et de notre modèle pour une cavité rectangulaire excitée par une source sonore centrée. 117
4.2 Erreur quadratique moyenne du modèle KP et de notre modèle pour une cavité rectangulaire excitées par une source sonore excentrée. 120
4.3 Erreur quadratique moyenne du modèle KP et de notre modèle pour un réseau de trois cavités rectangulaires excitées par une source sonore centrée. 124
4.4 Premiers modes longitudinaux du bureau vide individuel. 145
4.5 Coefficient d'absorption par bandes d'octave des matériaux présents dans la salle d'écoute. 155
4.6 RMSE et MAPE entre le temps de réverbération théorique obtenu avec la surface à relief de 0,10 m d'épaisseur et celui avec les panneaux plans absorbants équivalents. 175
4.7 RMSE et MAPE entre le temps de réverbération théorique obtenu avec la surface à relief de 0,20 m d'épaisseur et le temps de réverbération avec les panneaux plans absorbants. 179

Liste des symboles

Grandeurs acoustiques et caractéristiques du milieu de propagation

c	Vitesse de propagation du son
c_0	Vitesse de propagation du son dans l'air
v_p, v_g	Vitesse de phase et vitesse de groupe
n_r	Indice de réfraction du milieu de propagation
ρ	Masse volumique du milieu de propagation
ρ_0	Masse volumique de l'air
ω	Pulsation de l'onde
f	Fréquence de l'onde
λ	Longueur d'onde
k	Nombre d'onde
$\vec{v}$	Vitesse particulaire
p	Pression acoustique
p_i,p_r	Pression acoustique incidente et réfléchie
P_i,P_r	Amplitude de la pression acoustique incidente et réfléchie
$P_{S_{(i_r,j_r,k_r)}R}$	Amplitude de la pression acoustique captée par le récepteur et issue de la source image $S_{(i_r,j_r,k_r)}$
Z_p	Impédance acoustique spécifique de la paroi
Z_0	Impédance acoustique de l'air
β_p,ξ_p	Admittance et impédance spécifiques de la paroi
R	Coefficient de réflexion acoustique

R_{tot}	Coefficient de réflexion acoustique total
R_{i_r},R_{j_r},R_{k_r}	Coefficients de réflexion acoustique totaux selon les axes x, y et z
α	Coefficient d'absorption acoustique
I	Intensité acoustique
I_i,I_r	Intensité acoustique incidente et réfléchie
n_x,n_y,n_z	Nombre de plans nodaux
f_{n_x},f_{n_y},f_{n_z}	Fréquences propres du local rectangulaire
$\Phi\left(x,y,z\right)$	Modes propres de la partition rectangulaire
f_r,f_H	Fréquence de résonance du résonateur quart-d'onde et du résonateur de Helmholtz
p_d	Pression acoustique du trajet direct
p_0	Pression acoustique de référence
p_{ds}	Pression acoustique dans un milieu dissipatif
$\bar{p}$	Pression acoustique dans une partition contenant une PML
Q	Directivité de la source
W_s	Puissance acoustique de la source
W_0	Puissance acoustique de référence
L_p, L_w	Niveau de pression et niveau de puissance acoustique
$\bar{\alpha}$	Coefficient d'absorption acoustique moyen
α_i	Coefficient d'absorption acoustique de la surface d'indice i
$\alpha_{\text{Ey}}, \alpha_{\text{Mil}}$	Coefficient d'absorption acoustique moyen selon Eyring et Millington
$\alpha_x, \alpha_y, \alpha_z$	Coefficient d'absorption moyen des parois parallèles entre elles et perpendiculaires respectivement aux axes x, y et z
α_{app}	Coefficient d'absorption acoustique apparent
α_{ds}	Coefficient d'absorption acoustique du milieu dissipatif
$s\left(t\right)$	Signal temporel capté par le récepteur

$s_B(t)$	Signal aléatoire simulé (bruit blanc)
$RI(t)$	Réponse impulsionnelle du local
T_r	Temps de réverbération
$T_{r_{\mathrm{AP}}}$	Temps de réverbération selon Arau-Puchades
$H(f)$	Fonction de transfert
f_s	Terme force contenant toutes les sources sonores dans la partition
f_{src}	Terme force de la source sonore ponctuelle
$f_{\mathrm{int}_{n/m}}$	Terme force de la source sonore simulée à l'interface entre les partitions n et m
$\widetilde{f_s}$	Transformée en cosinus discrète du terme f_s
$\widetilde{p}$	Transformée en cosinus discrète de la pression acoustique
$P^n_{l,m,i,}(z)$	Transformée en Z de la pression acoustique $p^n_{l,m,i,}$

Grandeurs et coordonnées spatiales et temporelles

t	Temps
n	Indice temporel
x, y, z	Coordonnées spatiales
x_s, y_s, z_s	Coordonnées spatiales de la source sonore
x_r, y_r, z_r	Coordonnées spatiales du récepteur
$x_{i_r}, y_{j_r}, z_{k_r}$	Coordonnées spatiales de la source image $S_{(i_r,j_r,k_r)}$
x_A, y_A, z_A	Coordonnées spatiales du point A_p
$x_{C_n}, y_{C_n}, z_{C_n}$	Coordonnées spatiales du coin C_n
θ, θ'	Angle d'incidence et de réflexion de l'onde par rapport à la normale à la paroi
d_c	Dimension caractéristique du relief
$\vec{r_d}$	Vecteur directeur de la propagation
L_x, L_y, L_z	Dimensions du local rectangulaire
r	Distance source-récepteur

A	Aire d'absorption équivalente
S_{tot}	Somme des surfaces dans le local
S_i	Surface de la paroi d'indice i
S_x, S_y, S_z	Somme de la surface des parois parallèles entre elles et perpendiculaires respectivement aux axes x, y et z
V	Volume du local
$S_{(i_r,j_r,k_r)}$	Source image d'indice (i_r, j_r, k_r)
$d_{S_{(i_r,j_r,k_r)}R}, t_{S_{(i_r,j_r,k_r)}R}$	Distance et temps de propagation entre la source image $S_{(i_r,j_r,k_r)}$ et le récepteur
d_{SR}	Droite passant par une source image et le récepteur
$\overrightarrow{SR}$	Vecteur directeur de la droite d_{SR}
A_p	Point quelconque
$\overrightarrow{SA}$	Vecteur directeur de la droite reliant le point le point $A_p$au récepteur
C_n	Coin n d'une surface image
h, h_1, h_2, h_m	Hauteurs des reliefs expérimentaux
$L_{\text{cav}}, h_{\text{cav}}, e_{\text{cav}}$	Dimensions des cavités
S_H, L_H, V_H	Dimensions du résonateur de Helmholtz
$\Delta h, \Delta x, \Delta y, \Delta z, \Delta t$	Discrétisation spatiale et temporelle du maillage

Paramètres de simulation du modèle numérique

t_A, u_A, v_A	Paramètres du système paramétrique
$[I], [J]$	Matrices du système paramétrique
λ_C	Nombre de Courant
D	Nombre de dimensions spatiales
f_e	Fréquence d'échantillonnage
$f_{\max}$	Fréquence maximale simulée
$O(x)$	Reste du développement en Série de Taylor (erreur de troncature)

n_d	Ordre maximal de la série de Taylor
MAPE	Erreur absolue moyenne en pourcentage
RMSE	Erreur quadratique moyenne
N_b	Nombre de points pour le calcul de la MAPE
σ_{moy}	Écart-type moyen
a_{n_ξ}, b_{n_ξ}	Coefficients du filtre d'impédance numérique
a_{n_R}, b_{n_R}	Coefficients du filtre de réflexion numérique
N_f	Ordre du filtre numérique
ϕ_d, τ_{ϕ_d}	Déphasage et retard de phase du filtre numérique
$x^n_{l,m,i}, y^n_{l,m,i}, g^n_{l,m,i}, r^n_{l,m,i}$	Variables pour le calcul des conditions aux limites avec la méthode FDTD
$X(z), Y(z), G(z),$	Transformée en Z des variables $x^n_{l,m,i}, y^n_{l,m,i}, g^n_{l,m,i}$
c_{ds}	Coefficient directeur de la courbe d'absorption dans la PML
n_{PML}	Dimension spatiale de la PML en nombre de nœuds de maillage
N_x, N_y, N_z	Dimension spatiale de la PML en nombre de nœuds de maillage

Sigles et acronymes

INRS	Institut National de Recherche et Sécurité
ACT	ACoustique au Travail
APLI	Acoustique des Parois dans les Locaux Industriels
LEMTA	Laboratoire d'Énergétique et de Mécanique Théorique et Appliquée
PICB	Protecteur Individuel Contre le Bruit
ARD	Adaptive Rectangular Decomposition
FDTD	Finite Difference in Time Domain
SI	Source Image
STI	Speech Transmission Index

TR	Temps de Réverbération
UTD	Uniform Theory of Diffraction
RI	Réponse Impulsionnelle
FEM	Finite Element Method
BEM	Boundary Element Method
KP	Kobayashi Potential
PML	Perfectly Matched Layer
CPU	Central Processing Unit
GPU	Graphics Processing Unit
SLF	Standard LeapFrog
IWB	Interpolated WideBand
MAPE	Mean Absolute Percentage Error
DIF	Digital Impedance Filter
DRF	Digital Reflection Filter
FIR	Finite Impulse Response
IIR	Infinite Impulse Response
RMSE	Root Mean Square Error

Introduction

Tout le monde est soumis au bruit dans son environnement professionnel, faisant de cette nuisance une des préoccupations majeures pour la protection et la santé des travailleurs. Les effets du bruit sont nombreux sur la santé : gêne, difficultés de concentration, stress, pertes auditives, surdité, etc.... Néanmoins, pour reconnaitre une surdité comme maladie professionnelle, il est nécessaire que les conditions auxquelles sont soumis les travailleurs correspondent aux critères du tableau 42 des maladies professionnelles du régime général [1] (tableau 46 dans le cas du régime agricole). Ces critères sont notamment :

- Une durée d'exposition au bruit d'au minimum un an,
- Le métier effectué,
- Le niveau de perte constaté à l'aide d'une mesure audiométrique normée. La perte moyenne de la meilleure oreille dans la bande 500–4000 Hz doit être supérieure à 35 dBHL.

Même si la classification d'une surdité en maladie professionnelle peut sembler drastique, cela aboutit à la reconnaissance chaque année d'environ 1000 surdités professionnelles. Une seule surdité professionnelle implique, en moyenne, une indemnisation d'environ 100 000 €, prise en charge par l'employeur et les organismes sociaux. Cela en fait une des maladies professionnelles les plus coûteuses. Par conséquent, en plus d'être un problème de santé pour le travailleur touché, la surdité professionnelle peut avoir des répercussions économiques très importantes sur les entreprises. Il est donc essentiel de travailler en amont pour proposer des solutions de traitement ou de protection. Il existe trois principaux axes d'action pour la réduction de l'exposition au bruit :

- Agir directement à la source, soit en créant des machines plus silencieuses, soit par le biais d'encoffrements isolant la machine bruyante. Cet axe est préférable car c'est généralement le moins coûteux et le plus facile à mettre en place,
- Atténuer le son au cours de sa propagation à l'aide d'écrans acoustiques ou de matériaux acoustiques sur les parois,

— Protéger individuellement chaque travailleur à l'aide de Protecteurs Individuels Contre le Bruit (PICB) tels que des casques ou des bouchons d'oreilles. Ce dernier axe est le moins préférable car son efficacité dépend en grande partie de la pose du protecteur et de la volonté du travailleur à le porter.

C'est dans le cadre de la seconde approche que s'inscrit ce travail de thèse. Ces travaux ont été menés au sein de l'Institut National de Recherche et Sécurité (INRS), organisme de recherche visant à améliorer les conditions de sécurité des travailleurs français. Cette étude s'est déroulée dans le laboratoire « ACoustique au Travail » (ACT) qui se focalise sur les nuisances sonores auxquelles sont soumis les travailleurs, au sein de l'équipe Acoustique des Parois dans les Locaux Industriels (APLI) créée en 2001. Cette équipe, fruit d'une collaboration entre l'INRS et le Laboratoire d'Énergétique et de Mécanique Théorique et Appliquée (LEMTA) de l'Université de Lorraine, étudie la caractérisation acoustique des parois délimitant les locaux industriels.

L'équipe APLI s'intéresse principalement à la propagation du son en milieu confiné et à la caractérisation acoustique des parois qui ne sont pas toujours planes, ni composées d'un matériau homogène. Plusieurs matériaux différents sont souvent utilisés, tel que les vitrages, murs en béton, matériaux acoustiques, etc. De plus, elles peuvent présenter un relief périodique régulier (tôles ondulées ou à rainures, par exemple) ou irrégulier complexe (plafonds à réseau de baffles). La détermination des propriétés acoustiques de ce type de parois s'avère donc compliquée mais est nécessaire pour étudier les caractéristiques d'un local. Afin de modéliser la propagation sonore dans un local, les logiciels d'acoustique prévisionnelle nécessitent la connaissance des caractéristiques acoustiques des parois le délimitant. Les logiciel d'acoustique RayPlus [2, 3] développé par l'INRS utilise les coefficients d'absorption acoustique des parois afin de modéliser la propagation sonore. Cependant, les effets de diffusion acoustique engendrés par les parois à relief géométriques sont mal pris en compte dans ce logiciel. Nous souhaitons ainsi améliorer cette méthode de simulation afin de pouvoir proposer des solutions correctives les plus adaptées. Pour ce faire, le développement de méthodes de caractérisation acoustique in situ des parois rencontrées dans les ateliers industriels sont nécessaires. L'équipe APLI mène deux approches pour permettre cette caractérisation :

— Une approche expérimentale pour mettre au point d'un dispositif de mesure permettant d'évaluer *in situ* les capacités absorbantes des parois planes [4] ou diffusantes des parois à relief géométrique [5, 6, 7, 8].
— Une approche théorique visant à développer des modèles numériques simulant la réflexion des ondes acoustiques sur des parois à relief géométriques.

Détaillons rapidement ces deux approches :

1. L'approche expérimentale :

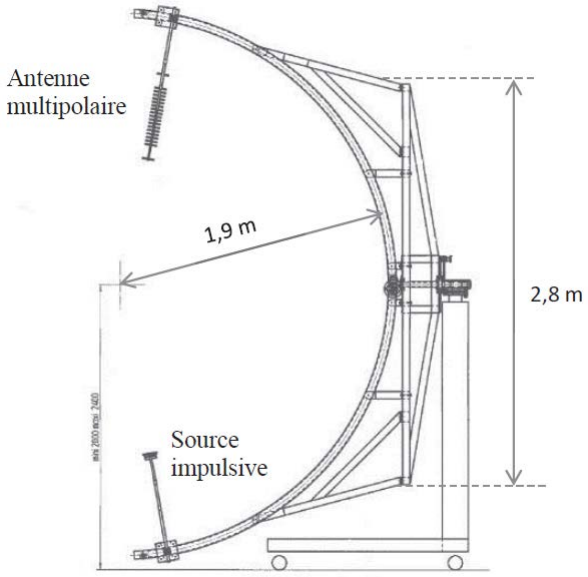


FIGURE 0.1 – Dispositif de mesure in situ des caractéristiques acoustiques des parois à relief géométrique [6].

Le dispositif de mesure mis au point par l'équipe, présenté en Figure 0.1 est composé d'une source impulsive (haut-parleur) et d'une antenne microphonique multipolaire fixées sur un arceau rotatif. L'antenne multipolaire possède une directivité très étroite qui permet de filtrer spatialement, sur une large bande de fréquence (de 100 à 5000 Hz [8]), les échos parasites en provenance de la réverbération du local industriel ainsi que les sources bruyantes en présence.

2. L'approche théorique :
   Au cours d'une première thèse, Lionel Bos [9, 10] a développé un modèle théorique simulant le champ de pression acoustique réfléchie par une paroi présentant du relief géométrique périodique. Ce modèle consiste à décomposer le relief en guides d'ondes acoustiques rectangulaires. Cette méthode présente les inconvénients d'un temps de calcul important et d'une limitation à l'étude de réseaux de formes rectangulaires et périodiques. Par la suite, Adel Khanfir a développé un modèle théorique simulant le champ acoustique réfléchi et diffus au-dessus d'une paroi présentant du relief périodique [11] et apériodique

[12, 13]. Ce modèle est basé sur la méthode Kobayashi Potential, méthode analytique pour l'étude du champ électromagnétique diffracté par des fentes épaisses [14]. En adaptant cette méthode au cas de l'acoustique, Khanfir a pu étudier le profil de pression acoustique au-dessus de parois rigides contenant des réseaux de cavités rectangulaires parallèles et non parallèles. Néanmoins, comme le modèle développé par Bos, celui mis au point par Khanfir n'est valable qu'en espace semi-infini et ne permet pas de simuler la propagation en milieu confiné.

L'objectif de ce travail de thèse est double :

- Étudier la propagation acoustique dans un local délimité par des parois à relief géométrique,
- Estimer le coefficient d'absorption acoustique apparent des différentes parois étudiées.

Des travaux de l'équipe APLI ont pu mettre en évidence que les parois à relief engendrent une atténuation du champ acoustique. Cette atténuation dépend notamment de la position relative source-point de réception [15] et des caractéristiques acoustiques du local dans lequel elles sont placées [16]. Ces travaux ont permis d'estimer un premier coefficient d'absorption apparent d'une paroi contenant des cavités rectangulaires dans un local expérimental. Le logiciel RayPlus Acoustique utilise principalement les coefficients d'absorption des matériaux présents pour prédire les caractéristiques acoustiques du local étudié. Ainsi, pour simuler l'effet des parois présentant du relief géométrique sur la propagation du son dans le local, l'idée émise ici est de les considérer comme des parois planes possédant un certain coefficient d'absorption acoustique.

Le travail de cette thèse a consisté à développer un modèle théorique simulant la propagation du son en milieu confiné tout en prenant en compte de manière précise l'influence du relief sur le champ acoustique. A partir de ce modèle, il a été possible de simuler les réponses impulsionnelles en plusieurs points de réception dans le local étudié et d'identifier l'atténuation du champ réverbéré en présence d'une paroi à relief. Le modèle développé couvre une large bande fréquentielle tout en conservant un temps de calcul raisonnable.

La première partie de ce rapport vise à développer les notions d'acoustiques utilisées par le modèle numérique. Il s'agit donc de détailler :

- Les phénomènes acoustiques se produisant lors de la réflexion d'une onde sur une paroi complexe,
- La propagation sonore en milieu confiné, ses particularités et les critères pouvant la quantifier.

La seconde partie de ce rapport dresse un état de l'art des méthodes de simulation numé-

riques couramment utilisées en acoustique. L'objectif de cette partie est de choisir quelles sont celles qui sont adaptées à notre étude et utilisées dans notre modèle numérique.

La troisième partie a pour objectif de présenter le modèle développé dans sa globalité. La méthode de décomposition rectangulaire adaptative (ARD) est utilisée pour simuler la propagation en milieu confiné. Néanmoins, la définition des conditions aux frontières de cette méthode est limitée. Pour pallier à cette limitation nous avons combiné la méthode ARD à la méthode des différences finies (FDTD) pour modéliser des parois à relief géométrique caractérisées par une impédance variable en fréquence.
Enfin, la quatrième partie développe les différentes étapes de validation du modèle théorique, ainsi que la méthode d'estimation d'un coefficient d'absorption acoustique apparent permettant de caractériser les parois à relief géométrique étudiées :

- La première étape vise à modéliser le profil de la pression acoustique réfléchie par une paroi à relief en condition semi-anéchoïque. Les simulations sont comparées aux résultats théoriques et expérimentaux de Khanfir,
- La seconde étape consiste à simuler la propagation dans un local réverbérant. Ces simulations sont comparées avec des expérimentations dans un local réel : un bureau individuel,
- La dernière étape a pour but de modéliser la propagation sonore dans une salle aux caractéristiques acoustiques modulables. En effet, la salle d'écoute utilisée pour cette étape est constituée de panneaux mobiles aux propriétés acoustiques différentes. En intégrant des surfaces à relief dans la salle, nous pouvons estimer le coefficient d'absorption acoustique apparent de ces différentes surfaces à relief. L'objectif de cette estimation est de déterminer s'il est possible de remplacer une paroi à relief géométrique par une paroi plane absorbante équivalente.

Chapitre 1

Réflexion des ondes sur une paroi irrégulière et propagation en milieu confiné

Ce chapitre a pour objectif de présenter les notions d'acoustique fondamentale indispensables à la bonne compréhension des modèles qui seront développés dans le chapitre 2. Deux axes vont être exposés : la réflexion des ondes acoustiques sur des parois irrégulières et la propagation du son en milieu confiné.

1.1 Caractéristiques physiques du milieu de propagation

Avant de développer le formalisme mathématique des modèles, il est important d'apporter certaines précisions sur le contexte physique de l'étude. Un des objectifs est d'étudier la propagation du son en milieu confiné, comme un local de travail, par exemple. Le milieu de propagation étudié est l'air qui pourra être assimilé à un milieu homogène du fait que le domaine de propagation est limité et confiné. Dans ce cas, ses propriétés physiques, telles que la température et pression, sont constantes en tout point du domaine.

L'air dans le milieu confiné est considéré comme un gaz parfait, c'est-à-dire non dissipatif, les effets de pertes dues à la viscosité peuvent être négligés. Il est à noter qu'en réalité ces effets de pertes sont toujours présents lors de la propagation dans l'air. Néanmoins, dans le cas d'une propagation du son en milieu confiné, l'absorption lors de la réflexion des ondes sur les limites du domaine est, en général, plus importante que l'atténuation due à la seule propagation du son. Cependant, ces effets ne sont plus négligeables par exemple, dans le cas d'une propagation du son sur de longues distances ou en extérieur. Dans ce cas, les pertes sont d'autant plus significatives en hautes fréquences [17].

Enfin, le fluide de propagation étudié ici est non-dispersif. Cette caractéristique signifie que la vitesse de phase v_p ainsi que la vitesse de groupe v_g de l'onde sont égales [18]. Le phénomène de dispersion peut être aisément expliqué en prenant l'exemple de la réfraction de la lumière par un prisme de verre. Comme le montre la Figure 1.1, lorsqu'une onde change de milieu de propagation, la différence de composition physique des deux milieux provoque un changement de l'angle d'incidence de l'onde.

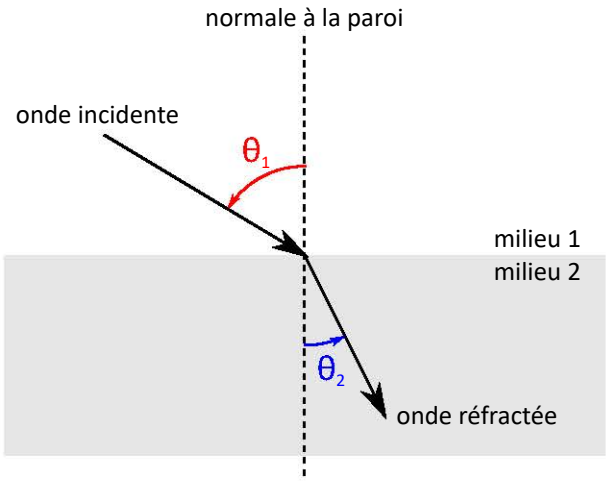


FIGURE 1.1 – Réfraction d'une onde à l'interface entre deux milieux de propagation.

La Figure 1.1 peut être traduite mathématiquement via la loi de Snell-Descartes exprimant la relation entre l'indice de réfraction n_r de chaque milieu et l'angle de propagation de l'onde par rapport à la normale au point d'incidence θ :

$$n_{r_1} \sin\theta_1 = n_{r_2} \sin\theta_2 \,. \tag{1.1}$$

Dans le cas du prisme de verre, n_{r_2} varie en fonction de la fréquence et par conséquent, θ_2 aussi. C'est cette dépendance qui induit une séparation visible des couleurs lors de la propagation de la lumière blanche dans un prisme. Le verre est donc ce que l'on appelle un milieu dispersif. On exprime la pulsation d'une onde ω (rad.s^{-1}) en fonction de l'indice de réfraction de cette manière :

$$\omega = \frac{c_0}{n_r} k \,, \tag{1.2}$$

où c_0 représente la célérité de propagation de l'onde dans l'air (m.s^{-1}) et k le nombre d'onde (rad.m^{-1}). Rayleigh [18] exprime respectivement la vitesse de phase et la vitesse de groupe ainsi :

$$v_p = \frac{\omega}{k} \,, \tag{1.3}$$

$$v_g = \frac{\partial\omega}{\partial k} \,. \tag{1.4}$$

Les équations 1.3 et 1.4 montrent que les vitesses de phase et de groupe dépendent

de la pulsation et du nombre d'onde. Dans le cas d'un milieu dispersif, les différentes fréquences (ou différentes phases) composant l'onde ne se propagent pas à la même vitesse. Au contraire, dans le cas d'un milieu non-dispersif comme celui de l'air dans le local étudié (où l'indice n_r est constant selon la fréquence), ces deux vitesses sont égales.

En résumé, notre local est un milieu non-dispersif, non dissipatif, avec une pression et une température constantes.

1.2 Réflexion d'une onde plane harmonique

Après avoir précisé les caractéristiques physiques du milieu de propagation étudié, il est possible d'établir les lois fondamentales de l'acoustique applicables dans ces conditions. Tout d'abord on exprime l'équation d'Euler, obtenue à partir du principe fondamental de la dynamique [19] :

$$\rho_0 \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \vec{\nabla} p = 0\,, \tag{1.5}$$

avec ρ_0 la masse volumique de l'air ($\rho_0 = 1.2$ kg.m^{-3}), $\vec{v}$ la vitesse particulaire (m.s^{-1}) selon les trois dimensions spatiales x, y et z et p étant la pression acoustique. L'équation 1.5 exprime l'équation d'Euler en l'absence de forces pouvant être imposées par des sources sonores. Par ailleurs, on exprime l'équation de conservation de la masse en l'absence de source ainsi :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho_0 \vec{\nabla}.\vec{v} = 0\,. \tag{1.6}$$

Enfin, l'équation suivante traduit la loi de compressibilité du fluide :

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \rho_0 c_0^2 \vec{\nabla}.\vec{v} = 0\,, \tag{1.7}$$

avec c_0 représentant la célérité de propagation du son dans l'air (à température ambiante$c_0 = 343$ m.s^{-1}). Les équations 1.5, 1.6 et 1.7 représentent le système des équations fondamentales de l'acoustique que nous utiliserons.

En appliquant une dérivée partielle par rapport au temps à l'équation 1.7 et en la combinant à l'équation 1.5, nous obtenons :

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}\right) p\,(x,y,z,t) - \frac{1}{c_0^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2} p\,(x,y,z,t) = 0\,. \tag{1.8}$$

L'équation 1.8 représente l'équation de propagation des ondes en milieu non dissipatif et non dispersif en coordonnées cartésiennes [19]. Cette équation est fondamentale

pour les modèles physiques développés dans le chapitre 2 de ce rapport.
Dans le cas d'une onde plane monochromatique, la solution générale de cette équation s'écrit :

$$p\left(\vec{r_d}, t\right) = Ae^{-i\vec{k}.\vec{r_d}}e^{i\omega t}\,, \tag{1.9}$$

avec $\vec{r_d}$ le vecteur traduisant la direction et le sens de propagation de l'onde dans les trois dimensions de l'espace. La Figure 1.2 représente l'exemple d'une onde plane harmonique de pulsation ω se réfléchissant sur une paroi plane infinie considérée homogène car ses caractéristiques physiques sont identiques en tout point. Dans ce cas, la paroi est caractérisée par une impédance acoustique spécifique Z_p (Pa.s.m^{-1}) s'exprimant comme suit :

$$Z_p = \left.\frac{p}{-v_x}\right|_{x=0}\,, \tag{1.10}$$

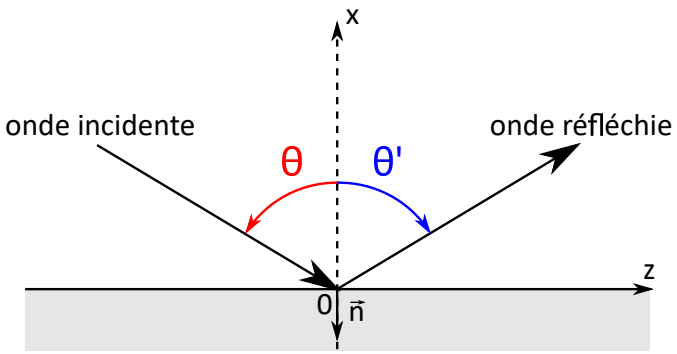


FIGURE 1.2 – Réflexion d'une onde plane harmonique sur une paroi plane infinie.

Le champ acoustique total est constitué de deux parties : une onde incidente d'amplitude P_i et une onde réfléchie d'amplitude P_r. La réflexion s'effectue de manière localisée au point de l'espace de coordonnées $(0; 0; 0)$.

Le domaine de propagation étant borné par une limite située en $x = 0$, il convient d'utiliser la condition de continuité de la pression acoustique qui s'applique en ce point.

$$\frac{\partial p}{\partial x} - ik\beta_p p = 0\,,\ \text{en}\ x = 0\ \text{et}\ \forall\, x, y\,, \tag{1.11}$$

avec β_p l'admittance spécifique réduite de la paroi qui s'exprime comme suit :

$$\beta_p = \frac{1}{\xi_p} = \frac{Z_0}{Z_p} = \frac{\rho_0 c_0}{Z_p}\,, \tag{1.12}$$

où ξ_p désigne l'impédance acoustique spécifique réduite de la paroi et Z_0 l'impédance acoustique de l'air. Dans le cas d'une paroi parfaitement rigide, l'impédance spécifique de la paroi tend vers l'infini, l'admittance tend vers 0, et ainsi le terme $ik\beta_p p$ de l'équation 1.11 s'annule. Dans ce cas on observe un maximum de pression et une vitesse particulaire nulle, c'est-à-dire $\frac{\partial p}{\partial x} = 0$ en $x = 0$.

Comme il a été dit précédemment, la pression acoustique totale p étudiée s'exprime comme la somme de la pression acoustique incidente p_i et de la pression acoustique réfléchie p_r. A partir de l'équation 1.9 il est possible de les exprimer ainsi :

$$p_i = P_i e^{ik(x\cos\theta - z\sin\theta)} e^{i\omega t}\,, \tag{1.13}$$

$$p_r = P_r e^{ik(-x\cos\theta' - z\sin\theta')} e^{i\omega t}\,, \tag{1.14}$$

avec θ, l'angle d'incidence et θ' l'angle de réflexion par rapport à la normale de la paroi. L'amplitude de la pression acoustique réfléchie P_r peut s'exprimer en fonction de l'amplitude de la pression incidente P_i et du coefficient de réflexion acoustique R de la paroi : $P_r = RP_i$. Le facteur temporel $e^{i\omega t}$ est implicite et ne sera pas noté dans la suite du développement, ce qui donne :

$$p = P_i \left[e^{ik(x\cos\theta - z\sin\theta)} + Re^{ik(-x\cos\theta' - z\sin\theta')} \right]. \tag{1.15}$$

En appliquant l'équation 1.11 à l'équation 1.15 en $x = 0$, on obtient :

$$\cos\theta e^{-ikz\sin\theta} - R\cos\theta' e^{-ikz\sin\theta'} = \frac{\rho_0 c_0}{Z} \left[e^{-ikz\sin\theta} + Re^{-ikz\sin\theta'} \right]. \tag{1.16}$$

Sachant que la réflexion se produit sur une paroi plane infinie et que la propagation s'effectue au sein d'un même milieu homogène, l'équation 1.1 nous permet de considérer que les angles d'incidence et de réflexion sont égaux, c'est-à-dire $\theta = \theta'$. L'équation 1.16 devient donc :

$$\frac{\cos\theta - R\cos\theta}{1+R} = \frac{\rho_0 c_0}{Z_p}\,. \tag{1.17}$$

A partir de l'équation 1.12, il est possible de réécrire l'équation 1.17 en fonction de l'impédance spécifique réduite de la paroi :

$$\xi_p = \frac{1}{\cos\theta}\frac{1+R}{1-R}\,, \tag{1.18}$$

$$R = \frac{\xi_p \cos\theta - 1}{\xi_p \cos\theta + 1} \,. \tag{1.19}$$

Les équations 1.18 et 1.19 définissent l'impédance acoustique spécifique ainsi que le coefficient de réflexion acoustique d'une paroi. Néanmoins, il reste à définir une grandeur largement utilisée pour définir les caractéristiques acoustiques d'une paroi : le coefficient d'absorption acoustique α. Ce coefficient s'exprime en fonction du rapport de l'intensité acoustique réfléchie I_r sur l'intensité incidente I_i [19] :

$$\alpha = 1 - \frac{I_r}{I_i} \,. \tag{1.20}$$

De plus, on sait que l'intensité acoustique ($\mathrm{W.m^{-2}}$) s'exprime à partir de la pression acoustique et la vitesse particulaire :

$$I = \frac{1}{4}\left(p v_n^* + p^* v_n\right) \,. \tag{1.21}$$

Dans ce cas, la pression et la composante de la vitesse suivant la normale $\vec{n}$ s'expriment respectivement :

$$\begin{cases} p = P_i \left[e^{ik(x\cos\theta - z\sin\theta)} - Re^{-ik(x\cos\theta + z\sin\theta)} \right] \\ \\ v_n = \dfrac{P_i \cos\theta}{\rho_0 c_0} \left[e^{ik(x\cos\theta - z\sin\theta)} - Re^{-ik(x\cos\theta + z\sin\theta)} \right] \end{cases} , \tag{1.22}$$

où l'expression de la composante v_n de la vitesse particulaire est obtenue à partir de l'équation d'Euler 1.5. A partir de ce système, on peut donc en déduire l'intensité acoustique incidente :

$$I_i = \frac{P_i^2 \cos\theta}{2\rho_0 c_0} \,. \tag{1.23}$$

De la même manière, il est possible de calculer l'intensité acoustique réfléchie :

$$I_r = \frac{|R|^2 P_i^2 \cos\theta}{2\rho_0 c_0} \,. \tag{1.24}$$

En combinant les équations 1.20, 1.23 et 1.24 nous obtenons l'expression du coefficient d'absorption acoustique α en fonction du coefficient de réflexion acoustique R :

$$\alpha = 1 - |R|^2 \,. \tag{1.25}$$

1.3 Réflexion acoustique sur une paroi irrégulière

La section 1.2 a étudié la réflexion d'une onde plane sur une paroi plane infinie, homogène. Cette section vise à présenter les autres phénomènes acoustiques pouvant se produire lors de la réflexion d'une onde sur une paroi présentant des irrégularités.

Lorsque l'on parle d'irrégularités de parois, il est important d'apporter une précision sur la nature des irrégularités étudiées. En effet, il est possible de classer les irrégularités en deux catégories. La première catégorie traite des non-homogénéités de la composition physique de la paroi. Ces hétérogénéités créent des variations des caractéristiques acoustiques de la paroi. Prenons le cas d'une paroi plane hétérogène aux cordonnées $([x_1 : x_2] ; [y_1 : y_2] ; 0)$. Dans ce cas, l'admittance spécifique de la paroi n'est plus une constante β_p indépendante des coordonnées spatiales mais s'exprime $\beta_p(x, y)$ afin de traduire la variation spatiale de ses caractéristiques acoustiques.

La seconde catégorie concerne les irrégularités géométriques, c'est-à-dire, les variations spatiales des parois non-planes. Dans ce cas, il est aussi important de déterminer le type de relief géométrique que l'on étudie, c'est-à-dire s'il s'agit de petites rugosités (de l'ordre du millimètre) ou de relief plus important (cavités, encombrement dans une salle, machines, etc...). La connaissance précise du relief étudié aura un impact sur la bande fréquentielle étudiée. En effet, lorsqu'une onde se réfléchit sur une paroi présentant du relief géométrique, elle va se réfléchir de différente manière en fonction de la dimension caractéristique du relief étudié et de la longueur de l'onde λ (m) qui s'exprime ainsi :

$$\lambda = \frac{c}{f}\,, \tag{1.26}$$

f étant la fréquence de l'onde (Hz). La Figure 1.3 illustre les trois types de réflexion qu'il est possible d'obtenir en fonction de la longueur d'onde et de la dimension caractéristique du relief d_c.

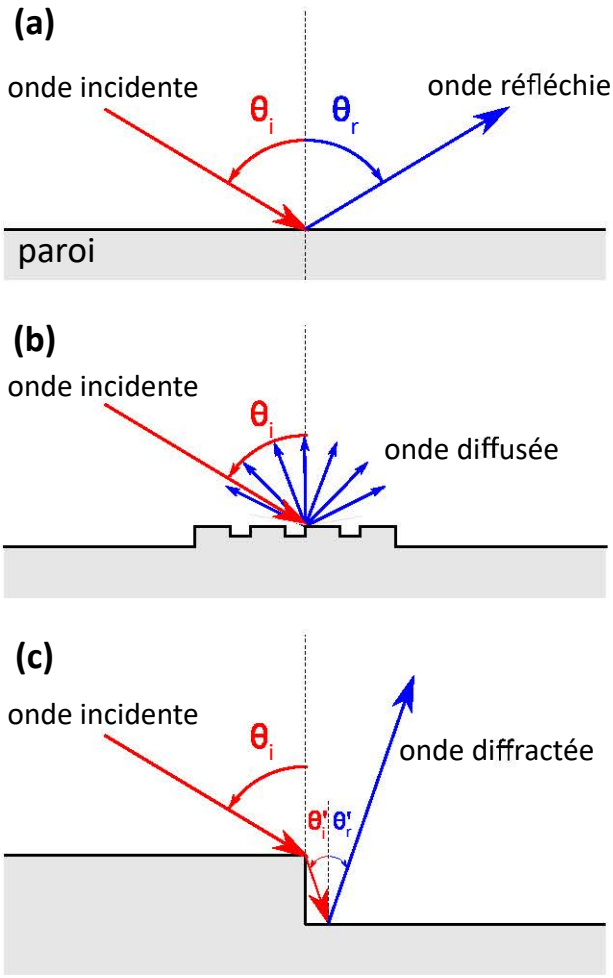


FIGURE 1.3 – Trois types de réflexion. (a) Réflexion spéculaire ; (b) Réflexion diffuse ; (c) Diffraction.

La Figure 1.3(a) illustre la réflexion spéculaire étudiée au cours de la section 1.2. Ce type de réflexion se manifeste lorsqu'une onde rencontre une paroi plane infinie (ou de grandes dimensions par rapport à λ) ou lorsque la longueur d'onde est très grande devant la dimension caractéristique du relief ($\lambda >> d_c$). Dans ce cas, l'angle de réflexion est égal à l'angle d'incidence. La réflexion diffuse que l'on observe sur la Figure 1.3(b) se produit lorsque la longueur d'onde et la dimension du relief sont du même ordre de grandeur ($\lambda \approx d_c$). Dans ce cas, la réflexion ne s'effectue pas dans une direction principale mais l'énergie réfléchie est diffusée (ou dispersée) dans plusieurs directions. Enfin, la réflexion diffractée observable sur la Figure 1.3(c) se produit lorsqu'une onde rencontre un relief

de grande dimension ($\lambda << d_c$) et notamment lorsqu'il y a un changement brusque de la géométrie. On retrouve donc ce phénomène couramment au niveau des écrans, des fentes ou plus généralement sur des reliefs présentant des arêtes bien marquées.

L'étude présentée ici s'intéresse aux irrégularités géométriques et notamment aux phénomènes de diffusion et de diffraction qui en résultent. Les parois étudiées seront considérées comme homogènes (admittance constante sur la paroi). Ainsi, la réflexion acoustique sera à réaction localisée.

De nombreuses études et de nombreux modèles sont apparus pour étudier avec précision les mécanismes de diffusion des parois présentant des irrégularités géométriques. Il semble donc pertinent d'en faire un bref inventaire afin d'en montrer les avantages mais aussi les limites qui ont conduit au développement de cette nouvelle étude. Le phénomène physique de diffusion induit par des parois non planes, a été modélisé par la méthode dite de l'approximation de Kirchhoff [20]. Cette méthode s'applique aux irrégularités à pentes douces (c'est-à-dire sans variation brusque). Dans le cas d'une onde se réfléchissant en un point d'une paroi irrégulière, cette méthode consiste à remplacer localement cette paroi par un plan tangent. Ainsi, la réflexion est calculée comme une réflexion spéculaire sur ce plan fictif.

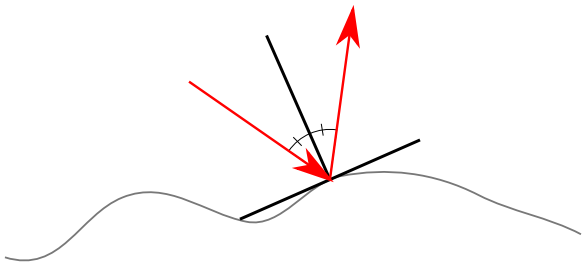


FIGURE 1.4 – Approximation de Kirchhoff.

La Figure 1.4 illustre comment est considérée une réflexion à l'aide de l'approximation de Kirchhoff. Thorsos [21] a mené une étude afin d'étudier le domaine de validité de cette méthode. Cette approximation est valable notamment en hautes fréquences et pour des reliefs de faibles dimensions et de faibles pentes.

L'approximation de Born a aussi fait l'objet de nombreuses études en électromagnétisme et en acoustique, par exemple pour étudier la diffusion d'ondes acoustiques par la surface de la terre [22]. Bien que cette méthode soit plus précise en moyennes fréquences que l'approximation de Kirchhoff, ces méthodes ne restent valables que pour des reliefs de faibles dimensions à pentes douces. Par conséquent, les effets de diffractions ne sont pas pris en compte lors de la réflexion sur des reliefs présentant des changements

brusques de géométrie (arêtes). Il est à noter que ces méthodes nécessitent un temps de calcul très important, ce qui est une donnée fondamentale dans le choix de la méthode utilisée dans cette étude.

Afin de prendre en considération des géométries de relief plus proches de celles qu'il est possible de trouver dans les locaux de travail que l'on souhaite étudier, Bos [9] et Ducourneau et al. [10] ont ainsi développé un modèle utilisant la méthode des guides d'onde. Cette méthode a notamment été développée par de Bruijn [23] pour étudier la diffusion par des parois présentant des rainures périodiques. Bos l'a développée et adaptée à des réseaux de cavités rectangulaires périodiques. Le but étant de décomposer le champ acoustique en trois parties : le champ acoustique incident, le champ se propageant dans les cavités (ondes guidées par les cavités rectangulaires) et le champ réfléchi (spéculaire et diffus). De plus, il a été possible, avec les travaux d'Ando et Kato [24], d'adapter cette analyse à des réseaux de cavités une fois périodique (rainures) mais de profil quelconque. L'idée générale étant de discrétiser ce profil en guides parallélépipédiques. Néanmoins, ce modèle n'est adapté que pour l'étude de la diffusion engendrée par des parois présentant du relief périodique. Cette méthode présente aussi l'inconvénient de nécessiter un temps de calcul important.

Dans le but de compléter les travaux de Bos, Khanfir [13] a développé un modèle numérique simulant la diffusion engendrée par des cavités non parallèles et non périodiques. Le modèle se base sur la méthode analytique Kobayashi Potential, mise au point pour étudier la diffraction par des fentes circulaires ou rectangulaires et des réseaux de fentes périodiques ou apériodiques. Hongo et Serizawa ont notamment utilisé cette méthode pour l'étude de la diffraction d'ondes planes électromagnétiques [25] et acoustiques [26] par une fente rectangulaire dans un panneau rigide. Khanfir a adapté cette méthode à des cavités en obstruant le fond de la fente avec un matériau réfléchissant et l'a généralisée à des réseaux périodiques et apériodiques en tenant compte des effets de couplage entre les cavités. Bien que cette méthode présente de bons résultats en comparaison avec des mesures, elle reste néanmoins limitée. Tout d'abord, les reliefs et les parois étudiés sont considérés comme totalement réfléchissants. De plus, comme les méthodes précédentes, ce modèle présente l'inconvénient de nécessiter un temps de calcul important.

1.4 Propagation du son dans un milieu confiné parallélépipédique aux parois parfaitement réfléchissantes

Avant de développer en détail les différents modèles numériques permettant l'étude de la propagation sonore en milieu confiné, il est important de préciser encore certaines notions fondamentales. Celles-ci vont servir à la fois à la bonne compréhension des phénomènes physiques en jeu et de socle théorique au modèle développé dans le cadre de cette thèse.

Modéliser l'évolution temporelle de la pression acoustique en milieu confiné rend la condition d'espace semi-infini caduque. Désormais, les domaines que nous allons étudier seront bornés, délimités par des parois. Ces limites ont évidemment une influence considérable sur le champ acoustique interne. Et cette influence peut se traduire, notamment, par l'apparition d'ondes stationnaires. Ces ondes apparaissent en présence de deux parois planes parallèles. Les réflexions successives d'ondes monochromatiques sur ces parois créent des interférences destructives et constructives qui créent des zones de surpression et de dépression fixes dans l'espace. Afin d'illustrer ce phénomène, prenons le cas d'un champ acoustique situé entre deux parois planes parallèles et rigides.

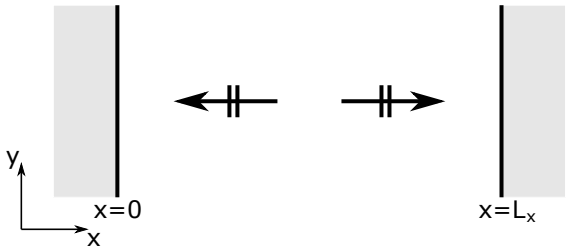


FIGURE 1.5 – Propagation entre deux parois planes, parallèles et rigides.

La Figure 1.5 illustre le champ acoustique constitué de deux ondes planes monochromatiques, l'une se propageant selon les x positifs et l'autre selon les x négatifs entre deux parois planes parallèles rigides. L'expression de la pression est donc :

$$p\left(x\right) = Ae^{-ikx} + Ae^{ikx}\,. \tag{1.27}$$

On considère les deux parois situées en $x = 0$ et $x = L_x$ comme parfaitement réfléchissantes. D'après l'équation 1.11 il est possible de poser les conditions aux limites suivantes :

$$\frac{\partial p}{\partial x} = 0\,, \quad x = [0; L_x]\ . \tag{1.28}$$

En appliquant la condition pour $x = L_x$ de l'équation 1.28, on obtient :

$$-2A\sin(kL_x) = 0\,. \tag{1.29}$$

L'équation 1.29 ne peut être vérifiée que pour certaines valeurs de k et, par conséquent, que pour certaines fréquences :

$$f_{n_x} = \frac{n_x c}{2L_x}\,. \tag{1.30}$$

L'équation 1.30 décrit les fréquences f_{n_x} qui vérifient l'équation 1.29. Ce sont les fréquences propres définissant les modes propres pouvant apparaître entre les parois. Ces modes propres dépendent de la dimension entre les deux parois L_x et un entier n_x correspondant au nombre de plans nodaux, c'est-à-dire le nombre de nœuds observables pour le mode propre d'indice n_x.

Le cas étudié précédemment traite des ondes planes se propageant entre deux parois planes parallèles. Néanmoins, pour une propagation en milieu confiné en trois dimensions spatiales, il est nécessaire de prendre en compte toutes les parois présentes. Le cas le plus simple est celui d'un domaine parallélépipédique borné par six parois planes, parallèles deux à deux et parfaitement réfléchissantes.

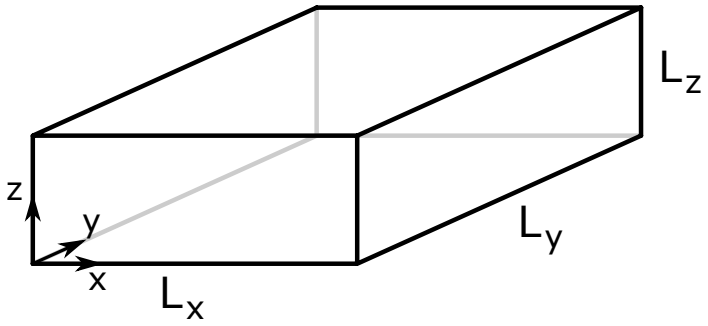


FIGURE 1.6 – Domaine rectangulaire constitué de six parois planes rigides.

La Figure 1.6 illustre la salle rectangulaire étudiée aux dimensions spatiales L_x, L_y et L_z respectivement selon les axes x, y et z. Il est possible de séparer les variables de l'équation d'onde 1.8 selon ces trois axes $p(x, y, z) = p_x(x)p_y(y)p_z(z)$ [27], ce qui permet d'obtenir le système suivant :

$$\begin{cases} \dfrac{\partial^2 p_x}{\partial x^2} + k_x^2 p_x = 0 \\ \dfrac{\partial^2 p_y}{\partial y^2} + k_y^2 p_y = 0 \\ \dfrac{\partial^2 p_z}{\partial z^2} + k_z^2 p_z = 0 \end{cases} . \tag{1.31}$$

En utilisant les mêmes conditions aux limites que celle traduite par l'équation 1.28 appliquées selon les trois directions de l'espace, nous obtenons par exemple selon l'axe x : $k_x = \frac{n_x \pi}{L_x}$. De plus, sachant que $k = \sqrt{\left(k_x^2 + k_y^2 + k_z^2\right)}$, nous obtenons l'expression des fréquences propres dans le domaine :

$$f_{n_x n_y n_z} = \frac{c}{2}\sqrt{\left(\frac{n_x}{L_x}\right)^2 + \left(\frac{n_y}{L_y}\right)^2 + \left(\frac{n_z}{L_z}\right)^2}, \quad \forall n_x, n_y, n_z \in \mathbb{N}\,, \tag{1.32}$$

avec n_x, n_y et n_z étant les indices de modes (nombre de plan nodaux) respectivement selon les axes x, y et z. L'équation 1.32 exprime la fréquence des modes propres que l'on peut retrouver dans le domaine rectangulaire de la Figure 1.6. Cette équation montre aussi l'existence de différents types de modes qui peuvent apparaître en fonction du nombre de dimensions spatiales considérées. Tout d'abord, comme dans le cas de la Figure 1.5, il existe les modes axiaux, qui ne prennent en compte qu'une seule dimension ($f_{1,0,0}$ par exemple). Les modes tangentiels quant à eux prennent en compte deux dimensions et enfin, les modes obliques prennent en compte les trois dimensions.

Ces phénomènes modaux sont très importants lorsque l'on étudie la propagation du son en milieu confiné. En effet, les ondes stationnaires créées par la présence de parois parallèles peuvent engendrer une modification significative du champ de pression acoustique étudié avec des zones d'amplification à certaines fréquences (« ventres » et « noeuds » de pression). Généralement ces phénomènes sont surtout perceptibles en basses fréquences. Sachant que cette étude est liée à la notion de bruit dans le domaine professionnel, la prise en considération de ces phénomènes est indispensable. En effet, dans le cas de machines qui peuvent émettre de niveaux sonores importants en basses fréquences, les phénomènes modaux peuvent accentuer les nuisances sonores perçues par les travailleurs.

1.5 Conclusion

Le chapitre présenté ici a permis de présenter certaines notions fondamentales d'acoustique et notamment la réflexion des ondes sur différents types de parois et dans des milieux semi-infinis ou confinés. Nous avons montré que pour pouvoir étudier et caractériser l'influence des parois présentant des irrégularités géométriques sur la propagation sonore en milieu confiné, il est indispensable de modéliser finement les effets complexes se produisant lors de la réflexion (diffusion et diffraction) mais aussi de prendre en compte l'influence du domaine dans lequel ces parois sont placées.

Cette partie a aussi permis d'exposer brièvement les modèles analytiques permettant d'étudier les mécanismes de diffusion. En effet, cette étude se plaçant dans la continuité des travaux de thèse développés par Bos [9] et Khanfir [13], il était important de décrire très succinctement les modèles qu'ils ont respectivement développés et notamment leurs limitations qui ont mené à cette nouvelle étude. Le modèle de guides d'ondes de Bos se limite à l'analyse de reliefs périodiques et la méthode Kobayashi Potential adaptée par Khanfir se limite à des parois parfaitement réfléchissantes. Ces modèles n'étudient que des domaines semi-infinis, nécessitent un temps de calcul important et n'ont pas permis d'estimer l'absorption acoustique apparente des parois à relief. Cette absorption a pourtant été constatée lors de précédentes études menées par l'Equipe Projet APLI [16] par l'atténuation du champ acoustique interne quand ces parois sont présentes dans un local.

Pour toutes ces raisons, il est nécessaire d'étudier d'autres méthodes numériques afin d'en choisir une permettant, à la fois, une simulation de la propagation sonore en milieu confiné tout en prenant en compte précisément les effets de diffusion et de diffraction engendrés par les parois à géométrie irrégulière.

Chapitre 2

Méthodes de simulation de la propagation du son en milieu confiné

Ce chapitre est consacré à l'état de l'art des différentes méthodes de simulation numérique existantes à l'heure actuelle pour simuler la propagation acoustique en espace clos. Comme il a été dit dans le chapitre 1, les parois qui délimitent un local jouent un rôle fondamental sur les conditions de propagation du son. Ainsi, la méthode permettant de simuler la propagation en milieu confiné doit prendre en compte de manière précise la diffusion et la diffraction au niveau des parois qui présentent des irrégularités géométriques de surface.

Connaître avec précision le comportement acoustique d'un local est l'une des problématiques les plus importantes en acoustique du bâtiment. De ce fait, de nombreuses méthodes de simulation numérique de la propagation sonore ont vu le jour avec chacune leurs avantages et leurs inconvénients. L'intérêt de ce chapitre est ainsi d'identifier la ou les méthodes qui pourraient être adaptées à notre problématique.

2.1 Modèles de représentation visuelle de la propagation

Pour comprendre et simuler la propagation dans des milieux confinés géométriquement complexes (salle d'opéras par exemple) différents modèles de représentations visuelles sont apparus. Ces modèles utilisent généralement des maquettes physiques des lieux que l'on souhaite étudier. Il s'agit de modèles à échelle réduite des locaux utilisés lors du développement architectural du bâtiment ou utilisés pour la promotion d'un projet dans le cadre d'une levée de fond.

2.1.1 Rayons lumineux

La méthode des rayons lumineux est une méthode qui a souvent été utilisée car elle présente les avantages d'être non-destructive (maquette non-endommagée), facile à mettre en place et de permettre de simuler assez fidèlement la propagation des rayons sonores.

Le parallèle entre rayons lumineux et ondes sonores repose sur le principe de Fermat [28]. Ce principe dit qu'une onde qui se propage d'un point d'émission à un point de réception suit toujours le trajet le plus rapide. Dans le cas d'un milieu confiné homogène (l'air dans une salle), le trajet le plus rapide est aussi le plus court : la ligne droite. Ainsi, l'idée générale de ces modèles est de remplacer la source sonore par une source lumineuse et les parois sensées être acoustiquement réfléchissantes par des matériaux optiquement réfléchissants. Les réflexions peuvent donc être simulées en construisant une maquette directement avec des matériaux en métal ou en appliquant un matériau réfléchissant (papier miroir, peinture, vernis, ...) sur les parois existantes. Dans le cas contraire, l'absorption peut être simulée en recouvrant les zones concernées avec de la peinture noire mate.

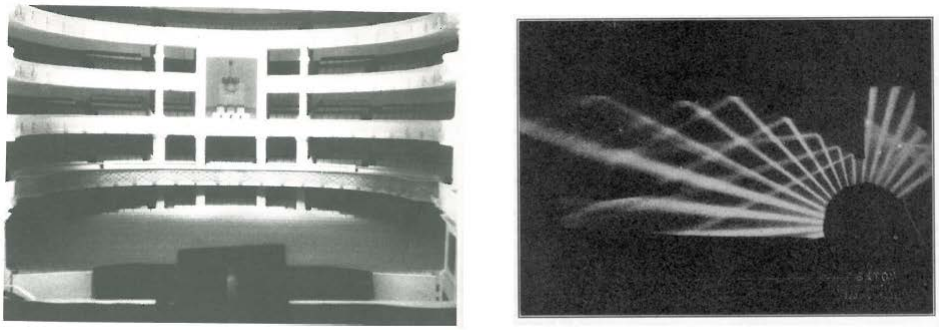


FIGURE 2.1 – Représentation de la propagation sonore dans une salle avec des sources lumineuses. (a) Répartition sonore [29] ; (b) Étude des réflexions [30].

Cette méthode de visualisation présente un intérêt certain car elle permet d'étudier la propagation de deux points de vue. Tout d'abord, il est possible de représenter la propagation de manière globale dans la salle. Ainsi en plaçant une source lumineuse avec une certaine directivité sur la scène par exemple, comme le montre la Figure 2.1(a), il est possible d'observer si la répartition de l'énergie sonore est bien homogène dans la salle.

La deuxième approche utilise des rayons lumineux fins, comme le montre la Figure 2.1(b) par exemple, ou des lasers que l'on peut rendre visibles en générant du brouillard dans la maquette. Cette approche peut permettre, soit d'étudier finement la réflexion sur des zones précises, soit d'observer si le niveau sonore en un point précis de réception est suffisant.

Bien que présentant un grand intérêt, l'analogie entre faisceaux lumineux et ondes sonores souffre de quelques limitations. En effet, avec ce modèle, il est impossible de visualiser les effets d'interférences qui pourraient dégrader la qualité acoustique en certains points de la salle. De plus, la vitesse de propagation de la lumière empêche de visualiser les effets de retard qui pourraient créer des échos tardifs venant parasiter l'écoute. Enfin, la comparaison entre la lumière et le son n'est valide que pour des hautes fréquences acoustiques. Effectivement, en basses fréquences, les effets de diffusion et de diffraction acoustiques ont un effet non négligeable sur la propagation sonore et ces effets ne sont pas reproduits par les faisceaux lumineux.

2.1.2 Ondulations à la surface de l'eau

Une seconde méthode, elle aussi peu coûteuse et facile à mettre en place, est l'utilisation d'un bassin rempli d'eau pour simuler la propagation des ondes sonores. L'intérêt de cette méthode, contrairement à la précédente, est de pouvoir visualiser à l'œil nu la propagation des ondes.

Le protocole expérimental est relativement simple, il consiste à recréer une coupe (tranche) à échelle réduite de la salle que l'on souhaite étudier. Cette coupe est placée sur un fond en verre éclairé par en dessous. Quelques millimètres d'eau sont placés dans la maquette pour simuler le milieu de propagation. Enfin, pour créer une source impulsionnelle, il est possible par exemple de lâcher une simple goutte d'eau.

Cette méthode présente l'intérêt de pouvoir observer facilement la propagation des ondes au cours du temps et de pouvoir simuler les effets de diffusion et de diffraction. En effet, cette méthode est souvent utilisée pour étudier et visualiser la diffraction des ondes par des fentes ou des écrans. Néanmoins, deux inconvénients importants apparaissent : il n'est possible de représenter la propagation que dans un plan (deux dimensions spatiales) et l'eau étant un milieu dispersif, les ondulations ne se déplacent pas à la même vitesse selon leur longueur d'onde. Cela a pour conséquence de déformer le front d'onde et de rendre la visibilité de la propagation compliquée au-delà d'un certain temps de propagation (cf. Figure 2.2).

2.1.3 Strioscopie

La strioscopie (*schlieren photography* en anglais) est un procédé optique permettant de visualiser les faibles variations d'indice de réfraction dans l'air, c'est-à-dire les légères turbulences. Sachant que les ondes acoustiques provoquent de légères variations de pression, cette méthode est très adaptée à la visualisation de la propagation sonore.

La strioscopie développée par Toepler [31] se base sur le test de Foucault [32]. Celui-ci est utilisé afin de contrôler facilement la qualité des miroirs paraboliques. Ce test consiste à placer un obstacle droit affilé (généralement une lame de couteau ou de rasoir) aux différents points focaux du miroir parabolique étudié. En éclairant et en observant le miroir, il est possible de voir apparaître des motifs circulaires. La forme et la netteté de ces motifs traduisent la qualité de construction du miroir. Toepler utilise cette méthode en plaçant, dans le champ d'observation, l'objet qu'il souhaite étudier. Le filtrage spatial engendré par le « couteau de Foucault » a pour effet de rendre visible les perturbations engendrées par la présence de l'objet comme les mouvements d'air chaud au-dessus d'une bougie par exemple.

Comme dans le cas précédent, des maquettes à échelle réduite sont utilisées pour

visualiser la propagation du son. Afin de simuler une source impulsionnelle, des étincelles (ou arcs) électriques sont générées. Ces arcs ont l'avantage de créer des sources impulsionnelles très courtes temporellement (donc avec un large spectre fréquentiel) avec une bonne répétabilité.

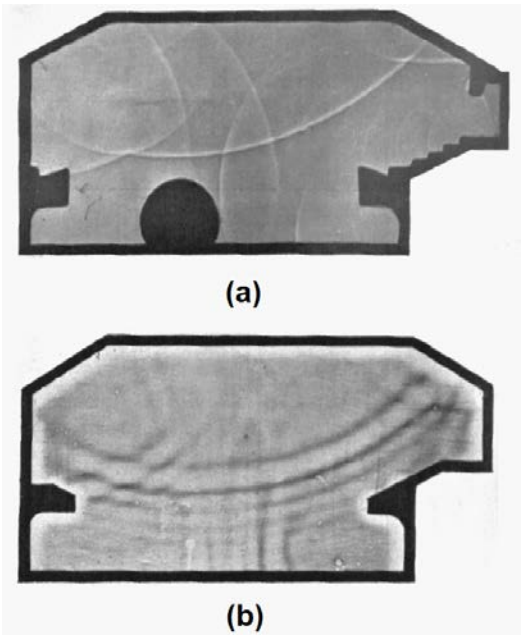


FIGURE 2.2 – Simulation de la propagation sonore dans une maquette. (a) Strioscopie ; (b) Ondulations dans l'eau [33].

La Figure 2.2 illustre la comparaison effectuée par Davis et Kaye [33] de la visualisation de la propagation sonore par strioscopie et par la méthode des ondulations dans l'eau. Cette comparaison illustre le phénomène de dispersion apparaissant avec la méthode des ondulations dans l'eau. La Figure 2.2(b) montre que le front d'onde est décomposé. Les oscillations rapides (hautes fréquences) ont une vitesse de propagation plus importante que les oscillations lentes. L'air étant un milieu non dispersif, la strioscopie présente des fronts d'ondes réguliers. Ainsi, cette méthode permet de mieux observer la propagation sonore tout en tenant compte des effets de diffusion et de diffraction apparaissant sur les reliefs des parois. Néanmoins, comme la méthode précédente, la strioscopie permet de visualiser uniquement la propagation dans un plan.

Les méthodes de représentation visuelle de la propagation sonore sont des méthodes simples et efficaces pour comprendre les phénomènes complexes ayant lieu lors de la réflexion des ondes sur des parois à relief. Cependant ces méthodes ne sont intéressantes que d'un point de vue qualitatif, leurs différentes limites ne permettant pas de

juger quantitativement de l'effet d'absorption que les parois peuvent engendrer sur la propagation sonore dans le milieu étudié.

2.2 Modèles d'acoustique statistiques

Tout d'abord, il est nécessaire de préciser que les modèles d'acoustique statistiques nécessitent certaines conditions pour être applicables à un milieu confiné. Le milieu de propagation étudié doit présenter des caractéristiques physiques homogènes et doit aussi être considéré comme isotrope (propriétés physiques indépendantes de la direction de propagation) [34]. De plus, le champ sonore réverbéré dans le milieu confiné doit être diffus. Cela implique, d'une part, que le champ réverbéré est identique en chaque point du local et, d'autre part, que les ondes sonores arrivent de toutes les directions avec une égale intensité [35].

Le domaine de validité de cette méthode est contraint par un certain nombre de limites. Ces méthodes d'estimation sont valables pour des formes de salles simples (cubes ou rectangles par exemple) avec des ratios de dimensions faibles (longueur, largeur et hauteur globalement du même ordre) et une répartition uniforme de l'absorption acoustique au niveau des parois. Par ailleurs, sachant que l'on considère le champ réverbéré comme homogène en tout point du local, cela tend à sous-estimer les niveaux sonores à proximité de la source sonore et à surestimer les niveaux sonores pour des positions éloignées de celle-ci. Bien que ces modèles ne prennent généralement pas en compte l'encombrement ou les obstacles pouvant altérer significativement la propagation sonore et l'homogénéisation du champ dans le local, d'autres méthodes sont apparues, notamment pour la prise en compte des écrans [36, 37, 38]. Par exemple, dans le cas d'écrans acoustiques, la théorie de Moreland et Musa [36] consiste à considérer la salle contenant un panneau acoustique en deux sous-espaces de part et d'autre du panneau dans lesquels sont applicables les modèles d'acoustique statistiques.

Bien que ces modèles présentent de nombreuses limitations et ne sont pas adaptées à l'étude précise que l'on souhaite mener, il est néanmoins pertinent de les développer succinctement. En effet, un certain nombre d'indicateurs qui seront utilisés dans notre travail découlent de ces modèles.

Dans un milieu confiné contenant une source sonore de puissance acoustique W_s (watt), Beranek [39] exprime le niveau de pression acoustique L_p (dB) en un point récepteur en fonction de la pression acoustique issue du trajet direct source-récepteur p_d et de la pression acoustique réfléchie p_r qui s'expriment respectivement comme suit :

$$|p_d|^2 = \rho_0 c_0 W_s \frac{Q}{4\pi r^2}\,, \tag{2.1}$$

$$|p_r|^2 = \rho_0 c_0 W_s \frac{4}{A}\,. \tag{2.2}$$

Le terme Q définit le facteur de directivité de la source, r est la distance source-récepteur (m) et A représente l'aire d'absorption équivalente (m²). Cette aire équivaut à $A = S_{\text{tot}}\bar{\alpha}$ où S_{tot} est la somme de la surface de chaque paroi (m²) et $\bar{\alpha}$ est le coefficient d'absorption acoustique moyen dans le local. Le niveau de pression acoustique en un point du local s'exprime $L_p = 10\log\left(\frac{|p_d|^2+|p_r|^2}{|p_0|^2}\right)$, avec p_0, la pression acoustique efficace de référence (2.10^{-5} Pa). Par ailleurs, le niveau de puissance acoustique de la source s'exprime par $L_w = 10\log\left(\frac{W_s}{W_0}\right)$, avec W_0 définissant la puissance acoustique de référence (10^{-12} W). L_p peut être exprimé ainsi :

$$L_p = L_w + 10\log\left(\frac{Q}{4\pi r^2} + \frac{4}{A}\right)\,. \tag{2.3}$$

Sous certaines conditions, les méthodes statistiques permettent d'effectuer une estimation sommaire de l'environnement sonore du local étudié. Cette estimation peut d'ailleurs permettre de définir de nombreux critères servant à caractériser la qualité acoustique des locaux. Ces critères servent par exemple à quantifier l'intelligibilité de la parole (*Speech Transmission Index* ou STI [40]) ou la clarté de la musique jouée (C80 [41]). Néanmoins, l'indicateur qui va nous intéresser par la suite est un des indicateurs acoustiques le plus couramment utilisé en acoustique du bâtiment, il s'agit du temps de réverbération (noté TR). Ce temps correspond à la durée que met le niveau sonore à décroître d'une certaine valeur (généralement 60 dB pour le TR60) après l'extinction de la source sonore comme le montre la Figure 2.3.

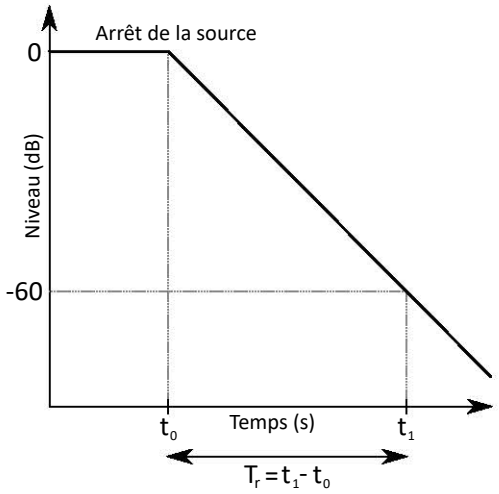


FIGURE 2.3 – Méthode d'estimation du temps de réverbération.

Il est possible de mesurer *in situ* ce temps de réverbération facilement à l'aide d'un microphone, d'un système d'acquisition et d'une source sonore. La source sonore doit être omnidirectionnelle, doit émettre dans une large bande fréquentielle et doit délivrer un niveau sonore assez important afin d'obtenir, au point de réception, un niveau sonore suffisant pour identifier clairement la décroissance que l'on souhaite mesurer. Il est donc possible d'utiliser deux types de sources : les sources omnidirectionnelles permettant de délivrer un bruit large bande (type bruit blanc ou MLS) stationnaire ou des sources impulsionnelles telles que des pistolets d'alarme par exemple. La mesure du temps de réverbération peut s'effectuer en s'appuyant sur le protocole expérimental décrit par la norme internationale ISO 3382-2 [42].

Sabine [43] a été le premier à définir mathématiquement cet indicateur. Il définit le temps de réverbération comme la durée que met l'énergie sonore à atteindre un millionième de sa valeur initiale (-60 dB) et relie cette diminution au nombre moyen de réflexions par seconde de l'onde sur les parois. Le temps de réverbération selon Sabine s'exprime :

$$T_r = \frac{0,16V}{S_{\text{tot}}\bar{\alpha}}\,, \tag{2.4}$$

où V est le volume total de la salle (m^3). Le coefficient d'absorption acoustique moyen $\bar{\alpha}$ s'exprime comme suit :

$$\bar{\alpha} = \frac{\sum_{i=1}^{N} S_i \alpha_i}{S_{\text{tot}}}\,, \tag{2.5}$$

avec S_i et α_i correspondant respectivement à la surface et au coefficient d'absorption acoustique de la paroi d'indice i.

Eyring [44, 45] précise que la méthode décrite par Sabine est adaptée principalement aux pièces réverbérantes (appelées « *live rooms* » par Eyring) et qu'elle n'est pas adaptée pour des salles présentant des parois avec une absorption forte (qu'il nomme « *dead rooms* »). Ainsi, Eyring propose une formulation du coefficient d'absorption moyen pouvant traiter les deux types de salles :

$$\alpha_{\text{Ey}} = -\ln\left(1-\bar{\alpha}\right) . \tag{2.6}$$

Le terme en logarithme de l'équation 2.6 permet d'avoir une estimation du temps de réverbération plus juste lorsque le coefficient d'absorption acoustique moyen est élevé. Lorsque ce coefficient est faible (temps de réverbération plus élevé), les modèles de Sabine et d'Eyring donnent approximativement le même résultat.

En comparant ces deux modèles, Beranek [46] souligne que la méthode de Sabine considère une onde qui se propage dans un local en rencontrant les parois l'une après l'autre. D'autre part, il dit que la méthode décrite par Eyring considère que l'onde rencontre simultanément chaque paroi et que les groupes de réflexions simultanées sont séparés par un temps proportionnel au libre parcours moyen dans le local. Cremer et Muller [29] décrivent d'ailleurs respectivement ces deux approches comme « l'une après l'autre » (« *one after the other* ») ou « côte à côte » (« *side by side* »). Beranek précise que, dans le cas d'une salle réelle, aucune de ces deux conditions n'est possible.

Une troisième expression du temps de réverbération a été développée par Millington [47] qui souhaite affiner les expressions précédentes et notamment celle d'Eyring. En effet, là où Eyring considère que l'énergie est répartie uniformément après chaque réflexion, Millington considère que l'énergie est réfléchie en une série de cônes confinés. Dans le cas de Millington, l'expression du TR de l'équation 2.4 est identique sauf que le coefficient d'absorption moyen $\bar{\alpha}$ est remplacé par α_{Mil} qui s'exprime :

$$\alpha_{\text{Mil}} = -\frac{1}{S_{\text{tot}}}\sum_{i=1}^{N} S_i \ln\left(1-\alpha_i\right) . \tag{2.7}$$

Ce modèle permet de traiter avec une meilleure précision les salles présentant un temps de réverbération faible. Afin d'illustrer la différence entre ces trois modèles, prenons l'exemple d'une salle rectangulaire aux dimensions 14 x 4 x 10 m^3 et contenant cinq parois avec un coefficient d'absorption acoustique $\alpha = 0,15$. Nous estimons, pour différentes valeurs de temps de réverbération, le coefficient acoustique de la sixième paroi.

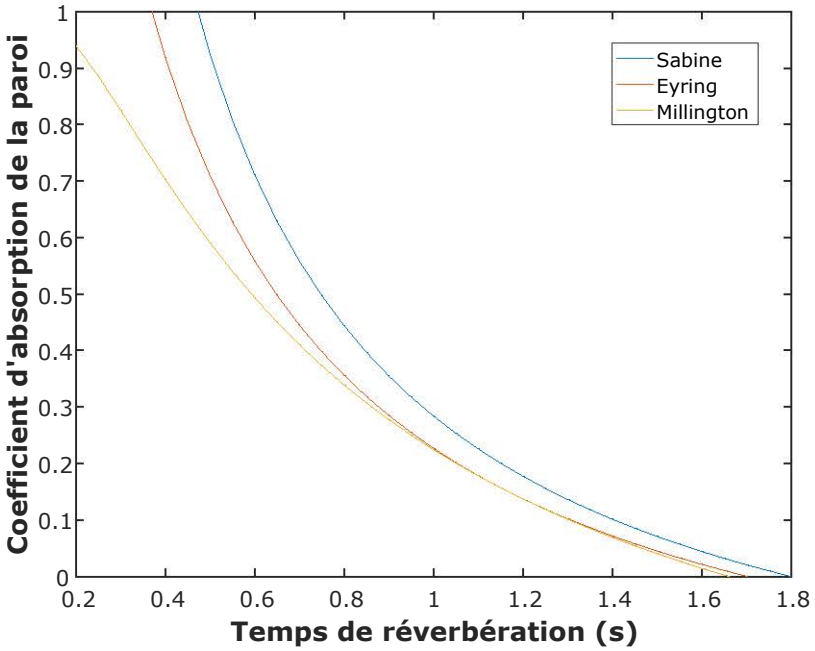


FIGURE 2.4 – Estimation du coefficient d'absorption d'une paroi en fonction du temps de réverbération par trois méthodes.

Pour les temps de réverbération faibles ($T_r < 0.5$ s), la Figure 2.4 montre que les méthodes d'Eyring et de Sabine estiment un coefficient d'absorption supérieur à 1 contrairement à l'expression de Millington. Cependant lorsque le temps de réverbération devient plus important, le résultat des trois méthodes tendent vers la même valeur de α estimé. Ainsi, le choix de la méthode est surtout important dans des salles présentant une absorption acoustique forte et donc un temps de réverbération faible.

Il existe un certain nombre d'autres méthodes pour calculer le temps de réverbération. Ducourneau et Planeau [15] en font une liste plus exhaustive. Cependant, les trois modèles présentés ici suffisent à traiter les cas étudiés dans la suite de ce rapport.

Les modèles d'acoustique statistiques présentent un avantage certain en termes de simplicité et de rapidité de calcul. Ils permettent de définir un certain nombre d'indicateurs très intéressants pour quantifier la qualité acoustique d'un local. Néanmoins, ils sont très limités et sont surtout applicables à des cas relativement simples sans prendre en compte certains effets très significatifs présents lors de la propagation du son en milieu confiné.

2.3 Modèles d'acoustique géométriques

Les méthodes de simulations numériques principalement utilisées pour simuler la propagation en milieu confiné peuvent être réparties en deux principales catégories : les méthodes géométriques qui se basent sur le principe de Fermat [28] défini précédemment et les méthodes physiques, ayant pour but de résoudre l'équation d'onde dans un espace discrétisé (maillé). Cette partie a pour but de présenter cette première approche au travers des quelques méthodes les plus fréquemment rencontrées.

2.3.1 Lancer de rayons

La méthode du lancer de rayons est particulièrement utilisée dans les logiciels d'acoustique prévisionnels commercialisés. En effet, cette méthode, se basant sur l'approximation géométrique des ondes sonores en rayons, est relativement facile à implémenter et permet de simuler la propagation dans des milieux confinés en conservant un temps de calcul raisonnable.

Concrètement, cette méthode développée par Krokstad et al. [48] considère une source ponctuelle et omnidirectionnelle dans le local que l'on souhaite étudier. Cette source émet un grand nombre de rayons porteurs d'une énergie acoustique. Les rayons émis sont distribués, le plus souvent, aléatoirement et représentent une certaine valeur d'angle solide de l'onde sphérique émise théoriquement par la source (cf. Figure 2.5(a)). Évidemment, la précision des résultats obtenus dépend de cette discrétisation angulaire. En effet, un sous-échantillonnage de cette onde sphérique (nombre de rayons sonores insuffisant) peut engendrer une imprécision du niveau sonore.

Après avoir été émis, chaque rayon est suivi au cours de sa propagation. Le temps durant lequel est suivi chaque rayon est prédéfini en amont de la simulation et dépend d'un ou plusieurs critères. Un rayon n'est plus considéré dans la simulation soit au bout d'un certain temps de propagation, soit après un certain nombre de réflexions (qui auront réduit son énergie jusqu'à la rendre négligeable) soit après avoir rencontré une paroi totalement absorbante.

Afin d'estimer le niveau sonore en un point de réception de la salle, il est nécessaire de considérer un volume de réception (sphère, par exemple). Les rayons sonores traversant ce volume sont comptabilisés dans le calcul du niveau sonore (cf. Figure 2.5(b)). Il est indispensable de considérer un volume récepteur car les rayons sont, par définition, infiniment fins et si l'on choisit un récepteur ponctuel, aucun rayon ne pourra être capté.

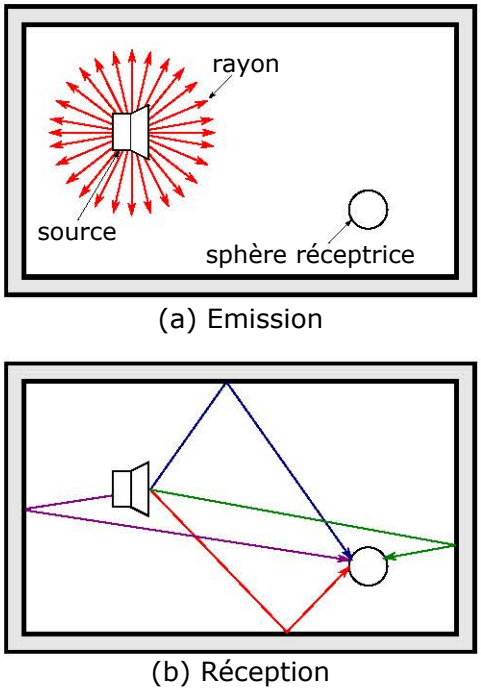


FIGURE 2.5 – Émission (a) et réception (b) avec la méthode du tir de rayons.

La géométrie des rayons sonores (épaisseur infiniment petite) a pour effet d'induire quelques limitations à cette méthode. Lehnert [49] décrit notamment ce qu'il appelle les erreurs systématiques liées au fait de considérer un récepteur volumique au lieu d'un récepteur ponctuel. Il décrit trois principaux inconvénients, tout d'abord, la détection multiple d'un même trajet. En effet, si le nombre de rayons émis est très important, cela signifie que l'angle séparant deux rayons est très faible. Par conséquent, si le volume récepteur est grand, il peut être traversé par deux rayons traduisant le même trajet (par exemple le trajet direct source-récepteur) et donc surestimer la contribution de ce trajet. Le second inconvénient est la détection de trajets invalides, c'est-à-dire la détection erronée de rayons due à la taille de la sphère réceptrice.

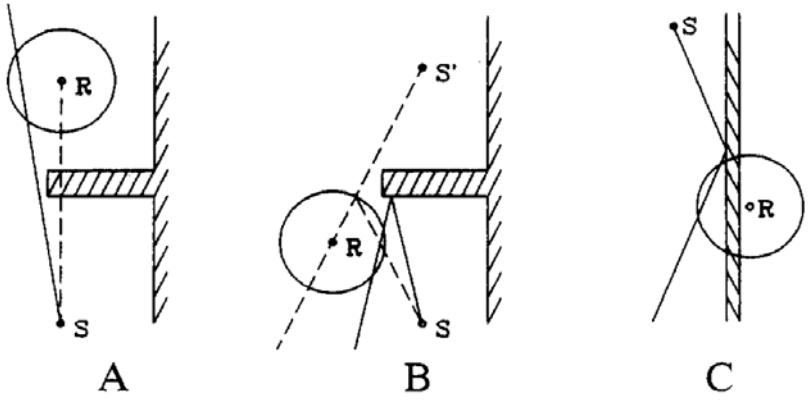


FIGURE 2.6 – Détections de trajets invalides par le volume récepteur [49].

La Figure 2.6 illustre quelques cas de fausses détections comme celle d'une source cachée par une paroi (a), la fausse détection d'une réflexion (b) et enfin la détection d'un rayon se propageant de l'autre côté d'une paroi (c). Le troisième inconvénient de la méthode rapporté par Lehnert est lié aux deux précédents. En effet, il écrit que la validité des résultats et le poids des erreurs dépendent énormément de la taille de la sphère réceptrice. Ainsi, le dimensionnement correct du récepteur est un élément fondamental dans la réflexion qui doit être menée en amont de la simulation.

Comme il a été dit précédemment, les rayons sonores, de par leurs propriétés géométriques, impliquent quelques limitations, notamment lors de la prise en compte des phénomènes de diffusion et de diffraction acoustiques.

En ce qui concerne la diffusion acoustique des parois présentant du relief géométrique, il existe différentes approches afin de prendre en compte, à la fois le changement de direction de propagation mais aussi la répartition (diffusion) de l'énergie acoustique. Tout d'abord, celle de Kuttruff [27] pour les réflexions totalement diffuses. Soit un rayon sonore incident ayant un angle d'azimut et un angle d'élévation par rapport à la normale à la paroi respectivement ϕ_i et θ_i. Kuttruff considère que, si ce rayon rencontre une paroi diffusante, le rayon réfléchi se propage selon des angles ϕ_r et θ_r différents des angles spéculaires et définis aléatoirement. Ces angles sont choisis selon la loi de diffusion en cosinus illustrée en Figure 2.7. Cette figure présente trois lois de diffusion, tout d'abord la loi uniforme où l'énergie est indépendante de l'angle de réflexion. Ensuite, la loi de diffusion en cosinus (aussi appelée loi de Lambert en cosinus) où, cette fois-ci, l'énergie réfléchie dépend de l'angle de réflexion et évolue en fonction de $\cos(\theta_r)$. Enfin, la troisième loi est dite directive car elle présente un lobe de diffusion centré autour de l'angle de réflexion spéculaire.

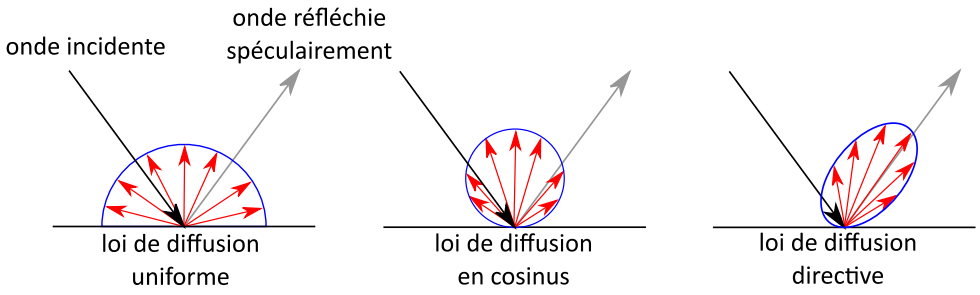


FIGURE 2.7 – Différentes lois de diffusion.

Kuttruff [27], repris plus tard par Hodgson [50] parle d'une autre méthode qui consiste à considérer, à la fois un rayon spéculaire et un rayon diffus dont l'énergie dépend d'un coefficient de diffusion d appliqué à la paroi. Zeng et al. [51] ont développé, pour le logiciel de simulation ODEON (logiciel de simulation de propagation du son et d'auralisation), une approche qui s'apparente à celle de Kuttruff et Hodgson. Dans ce cas, on considère, comme précédemment, un rayon sonore réfléchi de façon spéculaire et un rayon sonore réfléchi de façon diffuse. Ces deux rayons sont vus comme des vecteurs. En les pondérant en fonction du coefficient de diffusion et en les sommant, Zeng et al. obtiennent un seul rayon réfléchi tenant compte de la réflexion spéculaire et de la réflexion diffuse. Il existe d'autres méthodes pour la prise en compte de la diffusion, néanmoins, à l'instar de celles présentées ici, elles utilisent, à peu près, la même approche statistique basée sur des lois de diffusion.

La diffraction acoustique est un phénomène pouvant jouer un rôle important dans la simulation du niveau sonore dans une salle ou pour estimer l'efficacité d'un panneau acoustique par exemple. Sa prise en compte dans les modèles de tirs de rayons a donné naissance à de nombreuses approches listées notamment par Freniere et al. [52].

Un exemple intéressant pour illustrer l'application d'une des méthodes citées par Freniere et al. est le logiciel de simulation par tirs de rayons RayPlus développé au sein de l'INRS. Ce logiciel provient d'un modèle plus ancien, RayScat, développé par Ondet et Barbry [53, 54]. Ce logiciel permet donc de simuler la propagation dans des milieux confinés de taille relativement importante tout en prenant en compte les réflexions, l'absorption sur les parois, l'influence de l'encombrement, l'absorption atmosphérique, la diffraction par les obstacles et la transmission à travers les parois. Chevret et al. [2, 3] ont adapté ce modèle à la propagation dans des bureaux ouverts (aussi appelés open-space). L'utilisation de panneaux acoustiques dans ce type de bureaux est courante pour éviter que les travailleurs ne soient gênés par l'activité de leurs voisins. Or, les panneaux présentent des arêtes supérieures très marquées favorisant la diffraction acoustique. Pour

effectuer une étude correcte du niveau sonore dans le local, la prise en compte de ce phénomène est indispensable. Pour ce faire, Chevret et al. utilisent la théorie uniforme de la diffraction (ou *Uniform Theory Diffraction* abrégée UTD) développée par Kouyoumjian et Pathak [55]. Si un obstacle diffractant (panneau) se trouve dans l'angle solide centré autour du rayon sonore se propageant, le logiciel RayPlus considère que l'onde incidente est diffractée par le bord de l'obstacle. De ce fait, une nouvelle source virtuelle est simulée au sommet du panneau et émet des rayons de façon aléatoire suivant une loi de diffusion. L'UTD permet ainsi de connaître l'énergie diffractée de l'autre côté du panneau. Cette application est un exemple de la prise en compte de la diffraction, cependant, il montre bien que cette prise en compte reste toujours statistique.

Une autre approche intéressante utilisée pour s'affranchir des limitations induites par l'utilisation de rayons consiste à simuler un tracer de faisceaux. Cette méthode a été développée par Heckbert et Hanrahan [56] puis par Dadoun et al. [57] et appliquée au rendu d'images en 3D. Elle a été adaptée à la simulation de la propagation sonore notamment par Monks et al. [58] et Funkhouser et al. [59, 60]. L'idée générale de cette méthode est donc de générer des faisceaux (pyramidaux ou coniques) définissant un angle solide prédéfini. Concrètement, ces faisceaux sont formés par des groupes de rayons délimitant l'ouverture de ces faisceaux. Cette méthode ressemble par conséquent à la méthode de tirs de rayons mais permet néanmoins de résoudre certains problèmes liés aux limitations induites par les rayons. En effet, avec les rayons, les récepteurs et, dans certains cas, les bords diffractant doivent être volumiques et non ponctuels, ce qui exagère leur taille réelle. Dans le cas des bords diffractants, certaines méthodes consistent à simuler un volume autour du bord et si le rayon sonore traverse ce volume, il est diffracté. En utilisant des faisceaux, il est donc possible de simuler des récepteurs et des bords diffractant ponctuels.

Les méthodes géométriques basées sur le tir de rayons sont largement utilisées dans le domaine de l'acoustique du bâtiment aux travers de nombreux logiciels de simulation de propagation sonore en milieu confiné. Ces méthodes sont d'autant plus intéressantes qu'elles permettent de simuler la propagation sonore dans les salles avec un volume important tout en conservant un temps de calcul relativement faible. Néanmoins, la prise en compte de la diffusion et de la diffraction ainsi que l'émission et la réception dépendent en grande partie de données statistiques (méthode Monte Carlo pour l'émission de rayons, lois de diffusion, ...) et ont tendance à faire augmenter sensiblement le temps de calcul. De plus, les rayons simulés ne tiennent pas compte de la phase. Par conséquent, les interférences et les effets modaux ne sont pas pris en compte. Ainsi, bien que les résultats obtenus par ces méthodes soient généralement pertinents, ils ne permettent pas une prise en compte précise des phénomènes acoustiques que l'on souhaite quantifier.

2.3.2 Sources images

Présentation générale de la méthode

Une autre méthode d'acoustique géométrique très utilisée en acoustique des salles est celle des sources images (SI). Elle repose aussi sur le principe de Fermat et considère le trajet de l'onde entre la source et le récepteur comme une ligne droite. Lorsqu'une source ponctuelle S émet une onde sonore réfléchie par une paroi plane de façon spéculaire, cette méthode consiste à créer une source sonore virtuelle notée S'. Cette source est appelée « source image », en référence à l'optique et à la réflexion de l'image d'un objet par une surface réfléchissante.

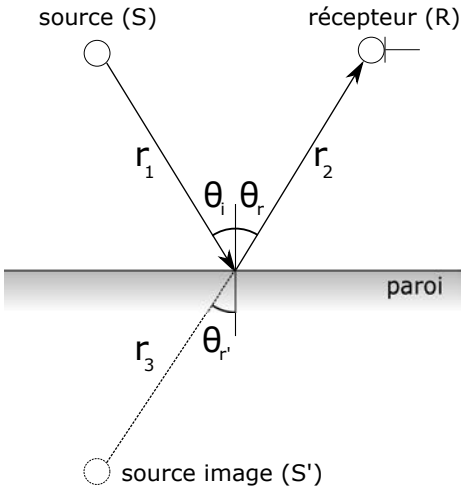


FIGURE 2.8 – Représentation schématique d'une source image.

La Figure 2.8 illustre la création d'une source image suite à la réflexion d'une onde sur une paroi. La paroi est considérée comme plane et homogène, ainsi la réflexion s'effectue de façon spéculaire ($\theta_i = \theta_r$). La source image virtuelle créée se situe ainsi de l'autre côté de la paroi et tient compte à la fois de l'angle de réflexion ($\theta_{r'} = \theta_r$), de la distance de propagation parcourue par l'onde ($r_1 + r_2 = r_3 + r_2$) mais doit aussi prendre en compte l'absorption d'énergie acoustique engendrée par la réflexion sur la paroi.

De nombreux modèles de propagation sonore qui s'inspirent de cette méthode pour étudier l'acoustique d'un milieu confiné ont été développés comme celui de Gibbs et Jones [61] ou encore Allen et Berkley [62] pour l'étude de la propagation dans des salles rectangulaires. Borish [63] l'a utilisée pour étudier la propagation sonore dans des polyèdres de forme arbitraire. Par la suite, cette méthode simple a été combinée à

d'autres méthodes d'acoustique géométrique avec, par exemple, Vorländer [64] qui l'a associée à la méthode de tir de rayons ou Monks et al. [58] qui l'ont alliée à la méthode de tir de faisceaux.

La méthode des sources images permet de simuler les réflexions sur les parois d'un local. Cette simulation permet d'obtenir, pour une position de source et de récepteur données, la réponse impulsionnelle (RI) du local. La RI d'une salle permet d'obtenir de nombreux critères acoustiques comme le temps de réverbération ou l'effet des parois sur la propagation des ondes sonores par exemple.

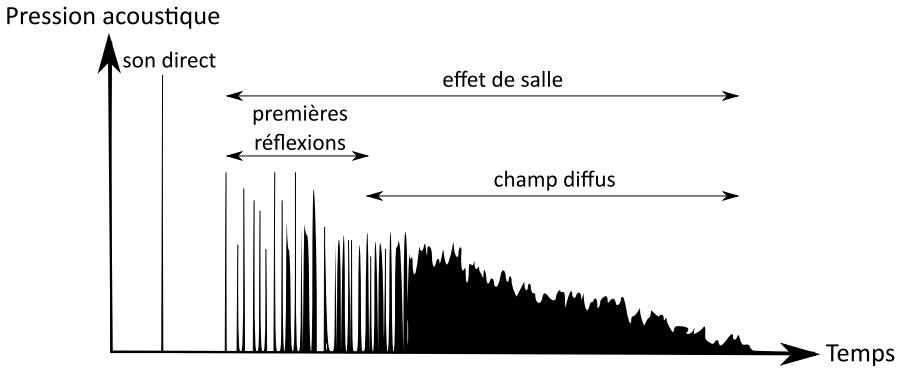


FIGURE 2.9 – Réponse impulsionnelle type d'une salle.

La Figure 2.9 représente l'allure d'une réponse impulsionnelle type que l'on peut obtenir dans une salle. Il est possible d'observer différentes parties dans cette réponse impulsionnelle, tout d'abord, le premier pic observable correspond au trajet direct du son, c'est-à-dire l'onde ayant parcouru le trajet source-récepteur. Ensuite apparaissent les premières réflexions (aussi appelées réflexions précoces). Ce qui est intéressant dans cette partie c'est qu'il est possible de différencier les réflexions les unes des autres. Ainsi, à l'aide du temps de propagation et connaissant la position de la source et du récepteur dans la salle, il est possible d'identifier le trajet parcouru par les premiers pics et donc de savoir quelles sont les parois rencontrées par cette onde. Cela peut permettre d'estimer, a priori, le coefficient d'absorption d'une paroi. La troisième partie de la réponse impulsionnelle correspond au champ diffus, les réflexions ne sont plus distinctes les unes des autres. Hormis le premier pic de la réponse impulsionnelle (issu du trajet direct), l'ensemble de la réponse traduit l'effet de la salle et donc des parois sur la propagation sonore.

Expérimentalement, cette réponse peut s'obtenir de deux manières principales, soit en émettant un bruit impulsionnel (tir au pistolet d'alarme) soit en émettant un bruit large bande continu. Dans le premier cas, nous obtenons directement la réponse

impulsionnelle du local étudié, tandis qu'avec la seconde méthode, cela nécessite une étape de post-traitement visant à déconvoluer le signal reçu par le microphone avec celui du signal émis. Cette étape sera développée plus en détail dans le chapitre 4 de ce manuscrit.

Pour modéliser une réponse impulsionnelle d'une salle à l'aide de la méthode des sources images il est nécessaire de calculer deux paramètres :

— La position de chaque source image,

— L'atténuation globale à appliquer à chacune de ces sources images afin de prendre en compte les réflexions sur les différentes parois du local.

Application de la méthode SI à une salle rectangulaire

La méthode SI étant simple à implémenter pour simuler la propagation sonore dans des milieux confinés à géométrie simple (salles rectangulaires, par exemple), elle a été utilisée dans le cadre d'une étude préliminaire à notre travail de thèse pour caractériser acoustiquement des parois à reliefs géométriques.

L'objectif de l'étude présentée ici consiste à effectuer une première estimation empirique du coefficient d'absorption acoustique apparent pour différentes parois à relief géométriques (périodiques et apériodiques) présentes dans un local. Afin de répondre à cet objectif, l'étude est divisée en plusieurs étapes. Tout d'abord, la méthode SI est appliquée au cas de ce local, considéré comme rectangulaire, afin de pouvoir simuler sa réponse impulsionnelle. Une surface plane hétérogène est ensuite introduite sur une des six parois de la salle simulée. Cette surface est définie comme hétérogène car elle possède un coefficient d'absorption acoustique différent de la paroi sur laquelle elle est placée. Le modèle numérique développé va permettre de simuler et d'estimer l'impact de cette surface absorbante sur la propagation sonore dans le local.

L'étape expérimentale de cette étude consiste à mesurer, en chambre semi-anéchoïque, la réponse impulsionnelle au-dessus de différentes parois à relief géométrique pour une position de source et de réception. Ces RI expérimentales sont, par la suite, intégrées au modèle numérique développé. Une étude comparative entre l'absorption provoquée par la surface plane absorbante théorique et la diffusion engendrée par les parois expérimentales à relief géométrique permet une estimation du coefficient d'absorption acoustique apparent de ces parois.

Avant d'exposer les résultats de cette étude, il est nécessaire de développer plus en détail la méthode SI et le modèle numérique utilisé pour les simulations des réponses impulsionnelles du local. Pour cette étude, nous considérons un local rectangulaire avec des parois planes uniformes caractérisées par un coefficient d'absorption constant sur l'intégralité de chaque paroi. Le but étant de pouvoir estimer la réponse impulsionnelle

de cette salle par la méthode des sources images. La méthode développée ci-après se base sur la méthode décrite par McGovern [65] et Dance et Shield [66]. La première étape du programme de simulation développé sous Matlab consiste à définir les caractéristiques géométriques et acoustiques du problème étudié. Par conséquent, il est nécessaire de définir les dimensions de la salle L_x, L_y et L_z (respectivement selon les axes x, y et z) qui permettent d'en déduire les dimensions des six parois qui la délimitent. Ensuite, il faut définir les coordonnées de la source $(x_s; y_s; z_s)$ et celles du récepteur $(x_r; y_r; z_r)$ selon l'origine du repère, située dans un coin du local. Enfin, il faut définir la célérité de propagation dans le milieu étudié ainsi que le coefficient de réflexion de chaque paroi.

La seconde étape du programme a pour objectif de calculer la position des sources images dans les trois dimensions de l'espace et ce jusqu'à un ordre de réflexion maximal donné, c'est-à-dire le nombre maximal de réflexion toléré pour une onde. Il est très important d'estimer correctement l'ordre maximal de réflexion car s'il est sous-estimé, les résultats obtenus peuvent être erronés. La surestimation de cet ordre engendre un temps de calcul plus important et la considération de sources images qui n'ont pas d'impact sur la réponse impulsionnelle car trop atténuées par les nombreuses réflexions.

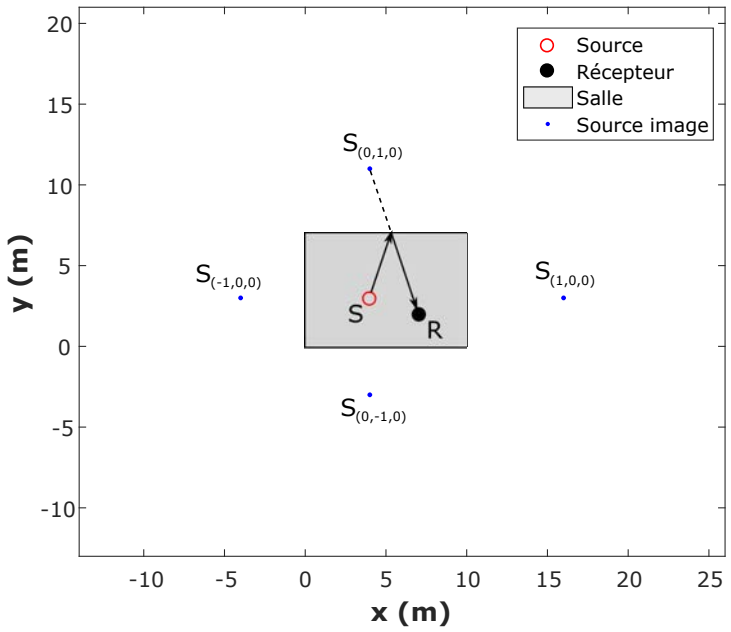


FIGURE 2.10 – Sources images d'ordre 1 selon les dimensions x et y.

La Figure 2.10 illustre le cas d'un local en deux dimensions spatiales symbolisé par le rectangle grisé. Cette figure montre la notation et la position des quatre sources images de premier ordre (une seule réflexion). Ainsi, chaque source image est notée $S_{(i_r,j_r,k_r)}$ avec i_r, j_r et k_r respectivement l'indice de réflexion selon les trois dimensions x, y et z. Dans le cas de l'axe x, par exemple, l'ordrei_r est négatif si la dernière réflexion de l'onde s'est efectuée sur la paroi en $x = 0$. Si cette dernière s'est produite sur la paroi en $x = L_x$, l'ordre i_r est positif. McGovern [65] exprime les coordonnées de chaque source image comme suit :

$$S_{(i_r,j_r,k_r)} = \begin{pmatrix} x_{i_r} \\ y_{j_r} \\ z_{k_r} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} (-1)^{i_r} x_s + \left[i_r + \dfrac{1-(-1)^{i_r}}{2} \right] L_x \\ (-1)^{j_r} y_s + \left[j_r + \dfrac{1-(-1)^{j_r}}{2} \right] L_y \\ (-1)^{k_r} z_s + \left[k_r + \dfrac{1-(-1)^{k_r}}{2} \right] L_z \end{pmatrix} . \tag{2.8}$$

Le système d'équation 2.8 exprime les coordonnées $(x_{ir}; y_{jr}; z_{kr})$ de la source image $S_{(i_r,j_r,k_r)}$. Ces coordonnées dépendent donc des dimensions de la salle, de l'ordre de réflexion ainsi que des coordonnées de la source. Il est à noter que les coordonnées calculées de cette façon sont relatives à l'origine des axes.

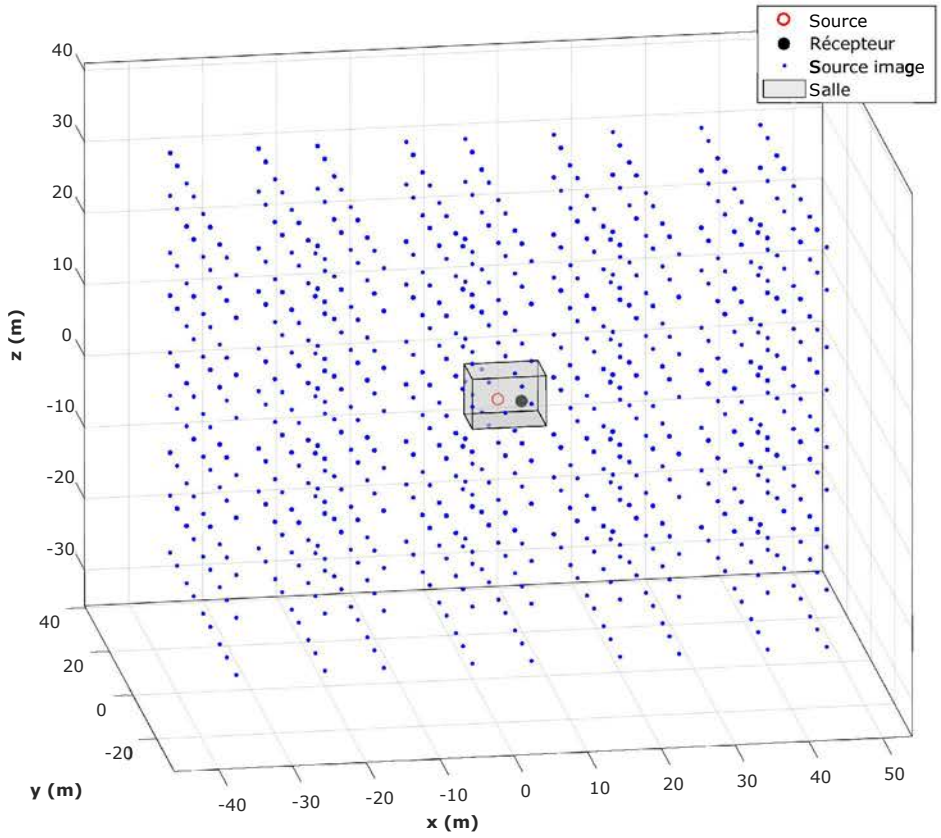


FIGURE 2.11 – Sources images jusqu'à l'ordre 4.

La Figure 2.11 illustre le cas d'une salle en trois dimensions spatiales. Le calcul des sources images a été effectué jusqu'à l'ordre 4, c'est-à-dire que $[i_r; j_r; k_r] \in [-4 : 4]$. Il faut souligner que, même pour un ordre de réflexion faible, un nombre important de sources images sont à considérer (728 dans cet exemple).

Les coordonnées obtenues avec le système d'équation 2.8 permettent de calculer pour chacune des sources images la distance source image/récepteur $d_{S_{(i_r,j_r,k_r)}R}$ afin de prendre en compte la décroissance de l'amplitude de l'onde due à la distance de propagation. Cette distance de propagation permet ainsi de déterminer le temps de propagation source image/récepteur $t_{S_{(i_r,j_r,k_r)}R}$:

$$d_{S_{(i_r,j_r,k_r)}R} = \sqrt{(x_{i_r} - x_r)^2 + (y_{j_r} - y_r)^2 + (z_{k_r} - z_r)^2}, \tag{2.9}$$

$$t_{S_{(i_r,j_r,k_r)}R} = \frac{d_{S_{(i_r,j_r,k_r)}R}}{c}. \tag{2.10}$$

L'étape suivante consiste à calculer le coefficient de réflexion total R_{tot} qui traduit l'atténuation globale de l'onde acoustique issue de la source image au cours des réflexions. Ainsi, chaque source image possède son propre coefficient R_{tot} exprimé :

$$R_{\text{tot}} = R_{i_r} R_{j_r} R_{k_r} \,, \tag{2.11}$$

$$\begin{pmatrix} R_{i_r} \\ R_{j_r} \\ R_{k_r} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} R_{x=0}^{|\frac{1}{2}i_r - \frac{1}{4} + \frac{1}{4}(-1)^{i_r}|} R_{x=L_x}^{|\frac{1}{2}i_r + \frac{1}{4} - \frac{1}{4}(-1)^{i_r}|} \\ R_{y=0}^{|\frac{1}{2}j_r - \frac{1}{4} + \frac{1}{4}(-1)^{j_r}|} R_{y=L_y}^{|\frac{1}{2}j_r + \frac{1}{4} - \frac{1}{4}(-1)^{j_r}|} \\ R_{z=0}^{|\frac{1}{2}k_r - \frac{1}{4} + \frac{1}{4}(-1)^{k_r}|} R_{z=L_z}^{|\frac{1}{2}k_r + \frac{1}{4} - \frac{1}{4}(-1)^{k_r}|} \end{pmatrix} . \tag{2.12}$$

L'équation 2.11 montre que le coefficient de réflexion acoustique total R_{tot} dépend du produit des coefficients R_{i_r}, R_{j_r} et R_{k_r} qui correspondent aux coefficients de réflexion totaux respectivement selon les axes x, y et z. Le système d'équation 2.12 détaille l'expression de ces coefficients qui dépendent chacun de l'ordre de réflexion et du coefficient des deux parois perpendiculaires à l'axe considéré.

Enfin, la dernière étape de la technique des sources-images consiste à tracer la réponse impulsionnelle pour la position de source et de récepteur données. Pour ce faire, on considère que chaque source image émet chacune un même pic de pression d'amplitude P_0. La pression émise par la source image $S_{(i_r,j_r,k_r)}$ et captée au point de réception s'exprime :

$$P_{S_{(i_r,j_r,k_r)}R} = \frac{P_0 \, |R_{\text{tot}}|}{d_{S_{(i_r,j_r,k_r)}R}} \,, \tag{2.13}$$

La pression $P_{S_{(i_r,j_r,k_r)}R}$ captée par le récepteur et issue de la source image $S_{(i_r,j_r,k_r)}$ tient compte, comme le montre l'équation 2.13 du coefficient de réflexion total et de la décroissance due à la propagation, sachant que la pression acoustique d'une onde sphérique décroît proportionnellement à $1/r$ [67] (où r est la distance de propagation). L'équation 2.13 nous permet d'obtenir l'amplitude de la contribution de chaque source image et l'équation 2.10 permet de trier temporellement chacune de ces contributions afin de tracer la réponse impulsionnelle du local.

Introduction d'une surface hétérogène

Maintenant que le principe général de la méthode a été détaillé, l'étape suivante consiste à intégrer dans ce modèle numérique une surface rectangulaire dont les propriétés acoustiques seront différentes sur une des parois du local. L'idée est de créer une hétérogénéité et d'étudier son influence dans le tracé de la réponse impulsionnelle. La surface que l'on souhaite introduire dans le modèle est une surface plane possédant un coefficient d'absorption acoustique différent de celui de la paroi sur laquelle elle est placée.

L'objectif ici est de définir si l'onde sonore émise par chaque source image rencontre cette surface et, si cela est le cas, combien de fois l'onde se réfléchit sur cette hétérogénéité. Afin de répondre à cet objectif, le but va être de créer des surfaces images. Pour ce faire, lors de la première étape de notre programme, il est nécessaire de définir les coordonnées des quatre coins de la surface hétérogène (pour cette étude nous considérons une surface rectangulaire). Ces coordonnées décrivent la surface de l'hétérogénéité ainsi que la paroi sur laquelle elle est positionnée. Pour créer ces surfaces, l'équation 2.8 du calcul des coordonnées des sources images est appliquée aux quatre coins de la surface hétérogène.

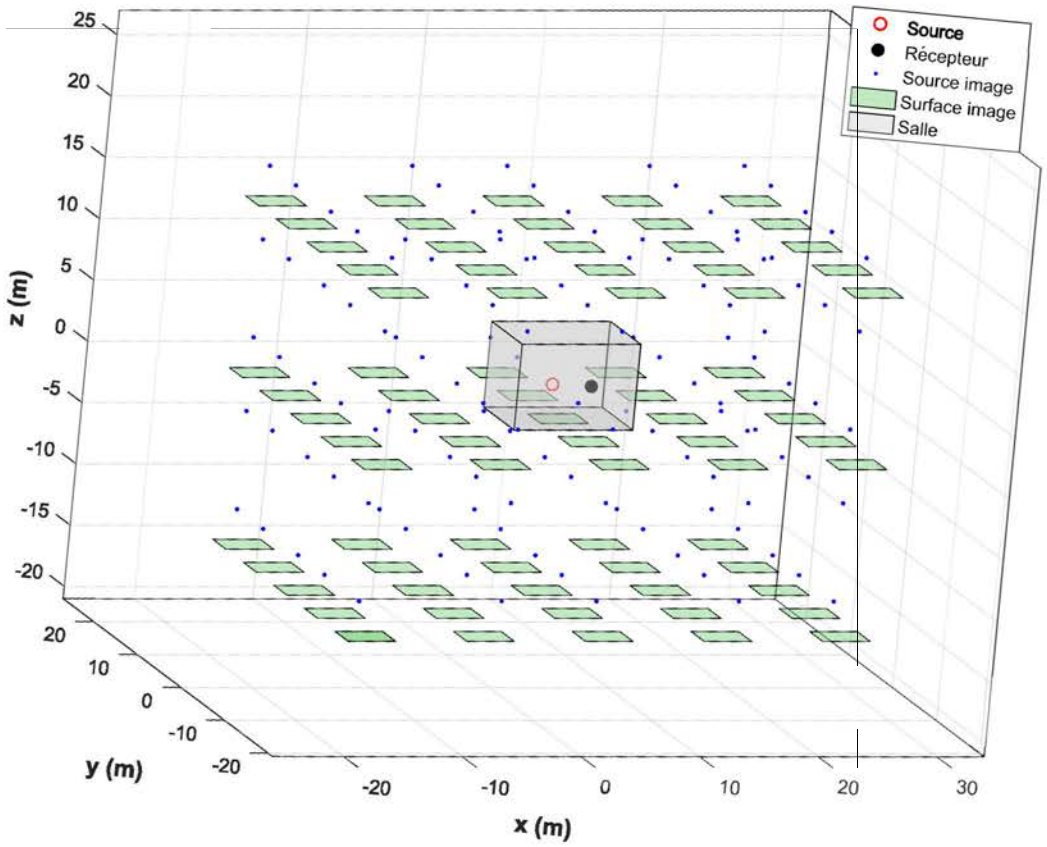


FIGURE 2.12 – Sources images et surfaces images jusqu'à l'ordre 2.

La Figure 2.12 présente une salle rectangulaire en trois dimensions (rectangle grisé) avec une surface hétérogène (rectangle vert) placée sur la paroi située en $z = 0$. Cette figure présente l'emplacement des sources images et des surfaces images (rectangles verts en dehors de la salle) pour un ordre de réflexion maximal de 2. Connaissant la position du récepteur, celle de chaque source image et celle de chaque surface image, il reste à définir le nombre de surfaces traversées par le rayon sonore issu de chaque source image.

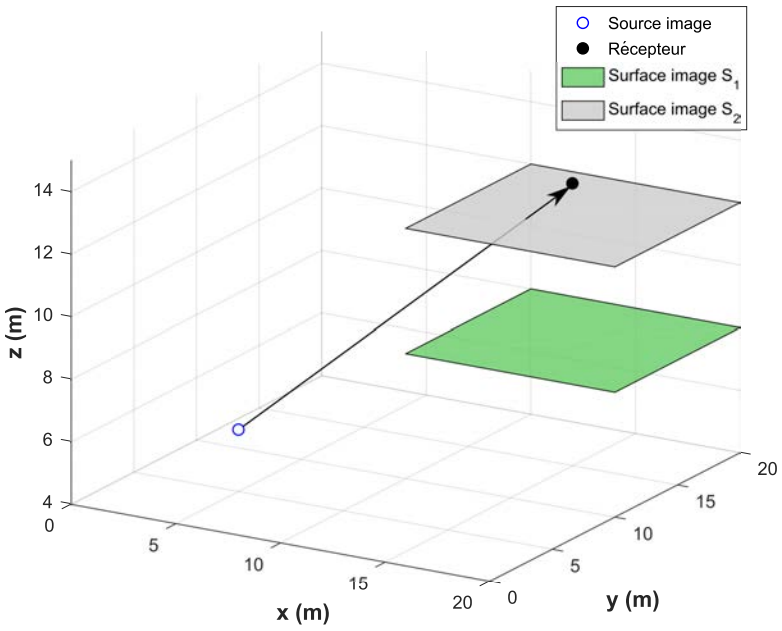


FIGURE 2.13 – Trajet source-image récepteur rencontrant une surface image.

La Figure 2.13 illustre la problématique qui est de savoir si la droite reliant la source image au récepteur (symbolisant le trajet de l'onde) traverse une ou plusieurs surfaces images. Pour résoudre cette problématique, une méthode nécessitant à la fois les coordonnées respectives de chaque source-image, celles du récepteur ainsi que celles de trois points appartenant à chaque surface image est utilisée. Cette méthode consiste dans un premier temps à exprimer l'équation de la droite reliant une source-image et le point de réception sous une forme paramétrique. Nous considérons une droite d_{SR} passant par la source image ponctuelle $S_{(i_r,j_r,k_r)}$ de coordonnées $(x_{ir}; y_{jr}; z_{kr})$ et de vecteur directeur $\overrightarrow{SR}$ de coordonnées $(x_r - x_{i_r}; y_r - y_{j_r}; z_r - z_{k_r})$. Un point A_p quelconque de coordonnées $(x_A; y_A; z_A)$ appartient à la droite d_{SR} s'il existe un réel t_A (le paramètre de cette représentation) tel que $\overrightarrow{SA} = t_A \overrightarrow{SR}$. Par conséquent, les coordonnées du point A_p doivent vérifier le système :

$$\begin{cases} x_A = x_{i_r} + t_A \left(x_r - x_{i_r}\right) \\ y_A = y_{j_r} + t_A \left(y_r - y_{j_r}\right) \\ z_A = z_{k_r} + t_A \left(z_r - z_{k_r}\right) \end{cases} . \tag{2.14}$$

Le système d'équation 2.14 permet de savoir si le point A_p est situé sur la droite reliant la source image et le récepteur. Néanmoins, la question à laquelle nous souhaitons

répondre dans notre cas est la suivante : combien de surfaces images sont traversées par la droite source image-récepteur ? Pour ce faire, nous considérons trois points appartenant à la surface image considérée. Les trois points C_0, C_1 et C_2 de coordonnées respectives $(x_{C_0}; y_{C_0}; z_{C_0})$, $(x_{C_1}; y_{C_1}; z_{C_1})$ et $(x_{C_2}; y_{C_2}; z_{C_2})$ correspondent à trois des quatre coins de la surface image. Par définition, ces trois points forment un plan. Comme précédemment, un point quelconque A_p appartient à ce plan si ses coordonnées répondent au système suivant :

$$\begin{cases} x_A = x_{C_0} + u_A\,(x_{C_1} - x_{C_0}) + v_A\,(x_{C_2} - x_{C_0}) \\ y_A = y_{C_0} + u_A\,(y_{C_1} - y_{C_0}) + v_A\,(y_{C_2} - y_{C_0}) \\ z_A = z_{C_0} + u_A\,(z_{C_1} - z_{C_0}) + v_A\,(z_{C_2} - z_{C_0}) \end{cases}, \tag{2.15}$$

avec u_A et v_A correspondant aux paramètres du système. En connaissant les systèmes 2.14 et 2.15, il est possible de poser :

$$\underbrace{\begin{bmatrix} x_{i_r} - x_{C_0} \\ y_{j_r} - y_{C_0} \\ z_{k_r} - z_{C_0} \end{bmatrix}}_{[I]} = \underbrace{\begin{bmatrix} x_{i_r} - x_R & x_{C_1} - x_{C_0} & x_{C_2} - x_{C_0} \\ y_{j_r} - y_R & y_{C_1} - y_{C_0} & y_{C_2} - y_{C_0} \\ z_{k_r} - z_R & z_{C_1} - z_{C_0} & z_{C_2} - z_{C_0} \end{bmatrix}}_{[J]} \begin{bmatrix} t_A \\ u_A \\ v_A \end{bmatrix}. \tag{2.16}$$

Le système 2.16 permet d'exprimer le vecteur $\begin{bmatrix} t_A \\ u_A \\ v_A \end{bmatrix}$ ainsi :

$$\begin{bmatrix} t_A \\ u_A \\ v_A \end{bmatrix} = [J]^{-1}\,[I]\,. \tag{2.17}$$

Après résolution du système d'équations 2.17, il faut vérifier trois conditions :

— Si $t_A \in [0:1]$, cela signifie que la droite source image – récepteur traverse le plan formé par les trois points C_0, C_1 et C_2,

— Si $[u_A; v_A] \in [0:1]$ et si $u_A + v_A \leq 1$, cela signifie que la droite source image – récepteur traverse le triangle formé par les trois points C_0, C_1 et C_2 et par conséquent traverse la zone de la surface image délimitée par ces points.

Il est indispensable que ces trois conditions soient vérifiées pour que la droite source image – récepteur traverse la surface image. En effet, en reprenant l'exemple illustré par la Figure 2.13 la droite traverse le plan dans lequel se trouve la surface image S_1 sans

traverser cette dernière. Dans ce cas, seule la première condition est respectée et donc la surface image ne doit pas être considérée dans le calcul.

Cette méthode présente l'avantage d'être simple à implémenter au programme développé précédemment, cependant elle présente l'inconvénient de devoir séparer la surface image en deux surfaces triangulaires et donc de devoir faire potentiellement deux fois le calcul pour une seule surface (il est à noter que, dans le cas où la droite traverse le premier triangle, il est inutile de refaire le calcul pour le second).

Influence de la surface hétérogène sur la propagation dans le local

Afin d'illustrer l'influence que peut avoir une surface hétérogène placée dans une salle, prenons l'exemple de la configuration présentée en Figure 2.12. Il s'agit d'une salle rectangulaire aux dimensions 10 x 7 x 7 m^3 avec des parois possédant un coefficient de réflexion $|R| = 0,94$. La source ainsi que le récepteur sont placés de manière arbitraire aux coordonnées respectives $(4; 3; 2)$ m et $(7; 4; 2)$ m selon les axes x, y et z. La partie hétérogène est placée au sol (paroi en $z = 0$) et présente une surface de 12 m^2 et un coefficient de réflexion $|R| = 0,10$.

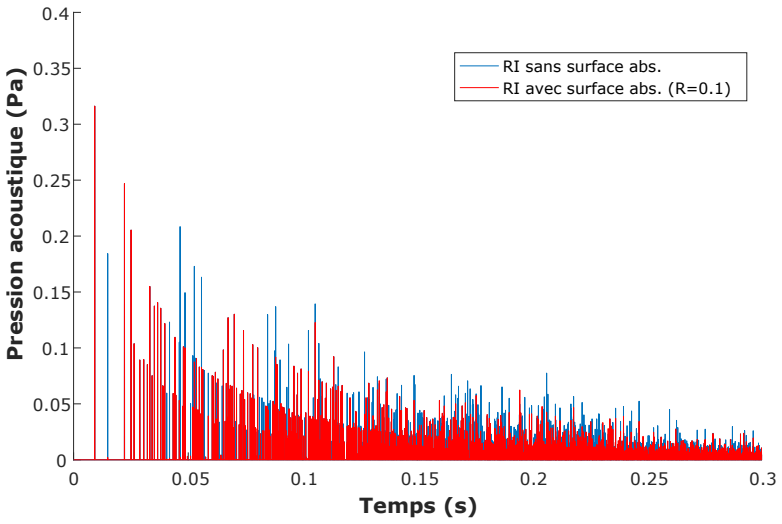


FIGURE 2.14 – Réponses impulsionnelles simulées sans (bleu) et avec (rouge) la présence d'une surface absorbante.

La Figure 2.14 montre les réponses impulsionnelles simulées avec et sans la présence de la surface absorbante. Les deux courbes (bleue et rouge) sont superposées et, lorsque le bleu ressort, cela signifie que la surface absorbante a une influence. Cela est visible

notamment sur le second pic, la réflexion se produit au niveau de la zone où se situe la surface absorbante et le pic de la réponse impulsionnelle rouge est moins important que celui de la courbe bleue (absorption par la surface hétérogène). Nous pouvons constater que la présence de la surface hétérogène qui représente environ 3,1 % de la surface totale du local a une influence significative sur la réponse impulsionnelle obtenue.

Il semble pertinent d'étudier dans quelles proportions l'ajout de cette surface hétérogène influence la propagation du son dans la salle étudiée. Pour ce faire, nous avons étudié l'impact de la présence de cette surface sur le niveau sonore et notamment sur deux indicateurs différents : l'atténuation du niveau sonore capté en présence d'un signal stationnaire et la variation de la décroissance du niveau sonore dans le local (temps de réverbération). Afin d'étudier ces deux paramètres, les deux réponses impulsionnelles présentées en Figure 2.14 sont convoluées respectivement avec le même signal sonore. Le signal sonore utilisé est un bruit blanc (spectre fréquentiel plat) fenêtré afin de simuler l'arrêt de la source sonore. Le produit de convolution entre la réponse impulsionnelle et le bruit blanc est exprimé ainsi :

$$s\left(t\right) = RI\left(t\right) * s_B\left(t\right) \ , \tag{2.18}$$

où $RI\left(t\right)$ est la réponse impulsionnelle de la salle, $s_B\left(t\right)$ est le bruit blanc fenêtré par une fenêtre de Tukey et $s\left(t\right)$ est le résultats du produit de convolution. Le signal $s\left(t\right)$ représente donc le bruit blanc émis dans la pièce à la position de source définie précédemment et capté par le récepteur.

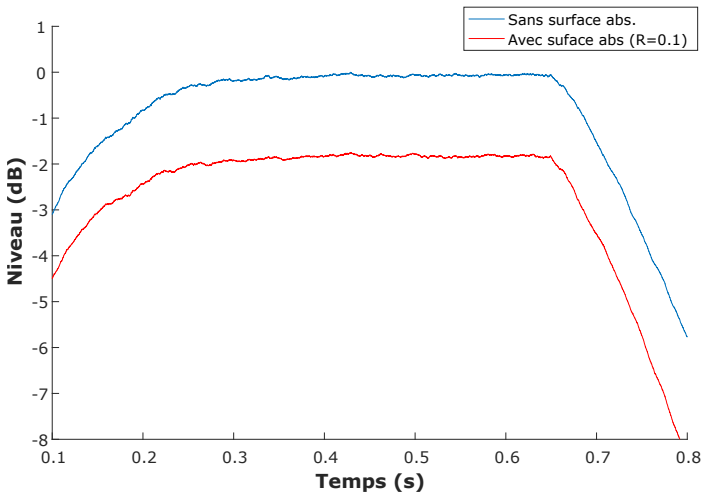


FIGURE 2.15 – Évolution du niveau sonore, au récepteur, sans (bleu) et avec (rouge) la surface hétérogène.

La Figure 2.15 illustre l'impact de la surface hétérogène sur la phase stationnaire des courbes de niveaux sonores, c'est-à-dire lorsque la source est en train d'émettre et que le niveau dans la salle s'est stabilisé. La différence de niveau sonore au niveau de la phase stationnaire est, dans ce cas, d'environ 1,8 dB. Il est à noter que cette différence dépend des caractéristiques acoustiques du local. En effet, plus le local est réverbérant, plus cette différence est importante.

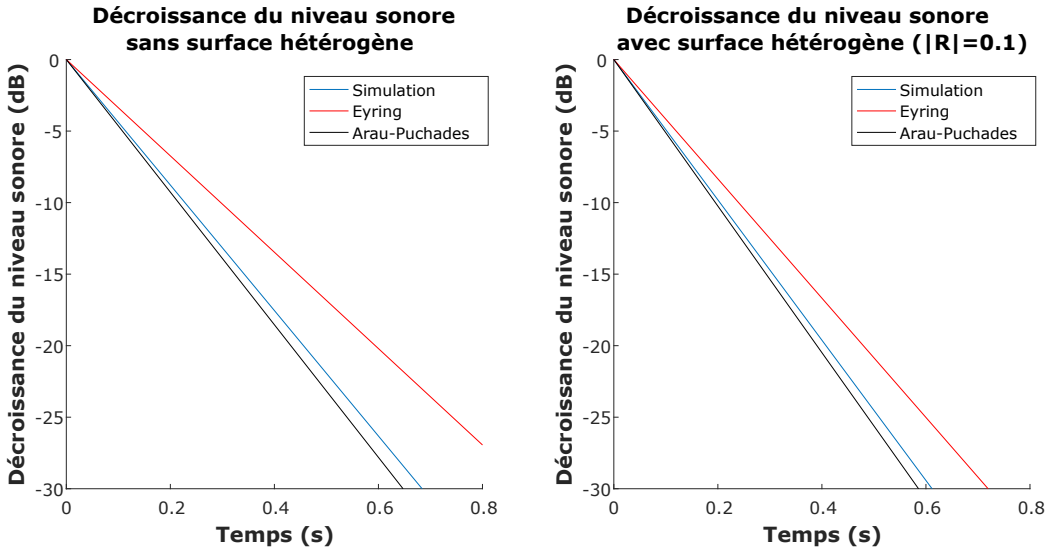


FIGURE 2.16 – Courbes de décroissance du niveau sonore simulé et temps de réverbération théorique.

Une autre manière d'estimer l'influence d'une paroi à relief est d'étudier l'évolution du temps de réverbération, c'est-à-dire, la décroissance du niveau sonore après extinction de la source. La Figure 2.16 illustre la courbe de décroissance du niveau sonore simulé (courbe bleue) et la compare à deux modèles théoriques de temps de réverbération : la méthode Eyring ainsi que la méthode Arau-Puchades [68]. Ces deux méthodes servent de gabarit au temps de réverbération estimé car généralement, l'une sous-estime le temps de réverbération tandis que l'autre à tendance à le surestimer. Le temps de réverbération estimé par la méthode d'Arau-Puchades diffère légèrement de ceux étudiés précédemment car, plutôt que de considérer un coefficient d'absorption moyen regroupant les six parois (dans le cas d'un local rectangulaire), il sépare ce coefficient en trois parties : α_x, α_y et α_z. Ces trois valeurs expriment le coefficient d'absorption acoustique moyen des deux parois perpendiculaires respectivement aux axes x, y et z. Arau-Puchades exprime le temps de réverbération $T_{r_{AP}}$ de la façon suivante [68] :

$$T_{r_{AP}} = \left[\frac{0,16V}{-S_{\text{tot}} \ln\left(1-\alpha_x\right)}\right]^{\frac{S_x}{S_{\text{tot}}}} \left[\frac{0,16V}{-S_{\text{tot}} \ln\left(1-\alpha_y\right)}\right]^{\frac{S_y}{S_{\text{tot}}}} \left[\frac{0,16V}{-S_{\text{tot}} \ln\left(1-\alpha_z\right)}\right]^{\frac{S_z}{S_{\text{tot}}}} , \quad (2.19)$$

avec S_x, S_y et S_z qui correspondent à la somme des surfaces perpendiculaires respectivement aux axes x, y et z. Dans le cas de la salle ne présentant pas de surface hétérogène, le temps de réverbération est de 1,37 secondes tandis que, en présence de la surface hétérogène, le temps de réverbération est de 1,22 secondes. Comme précédemment, la présence de la surface absorbante a une influence en apportant une légère diminution du temps de réverbération.

La réponse impulsionnelle dépend des caractéristiques acoustiques et géométriques de la salle mais aussi, de la position de la source et du récepteur. La position relative de la surface hétérogène par rapport à la source a également un impact sur la propagation sonore dans la salle. Cette notion, étudiée notamment par Ducourneau et Planeau [15], a été traitée ici en simulant une salle de dimensions 8 x 10 x 5 m^3 et dont les parois possèdent un coefficient de réflexion $|R| = 0,90$. Dans cette salle est considérée une source fixe aux coordonnées $(2,5; 2,5; 1,5)$ m, respectivement selon x, y et z et plusieurs récepteurs. Ces récepteurs placés à une hauteur $z = 1,5$ m maillent le plan avec un écart inter-microphonique selon x et y de 1 m. Une surface absorbante de 12 m^2 et de coefficient de réflexion $|R| = 0,10$ est placée en quatre endroits différents de la salle (sur les parois en $x = 0$ et en $x = L_x$).

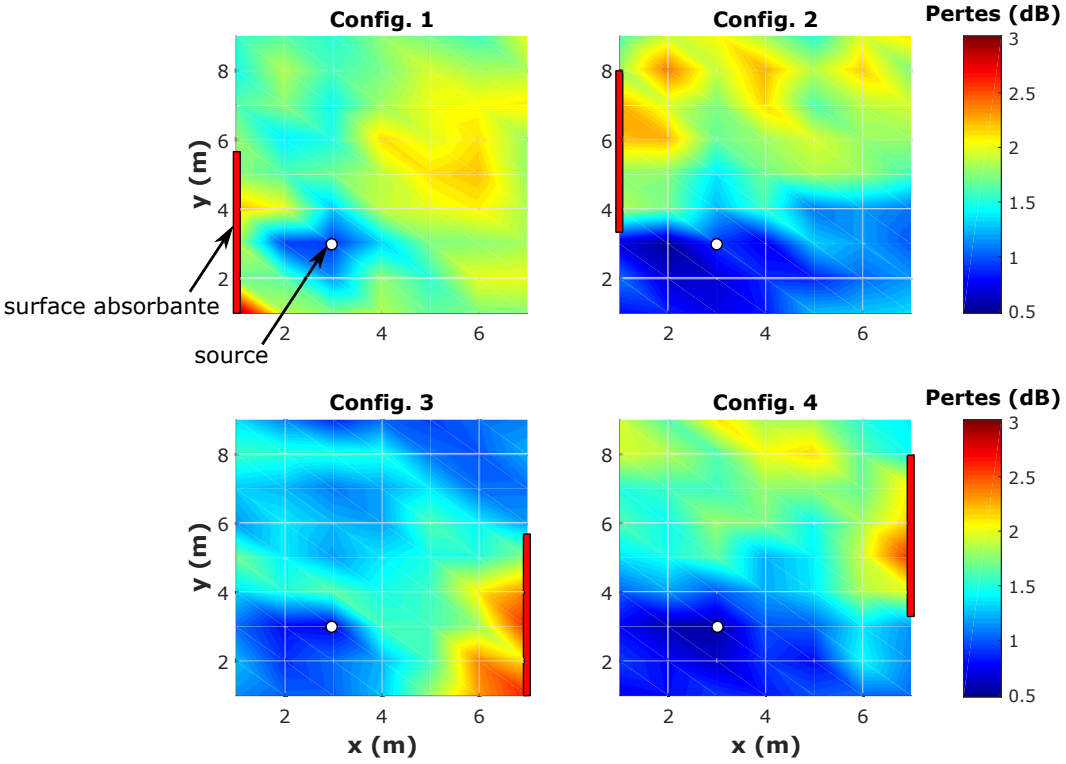


FIGURE 2.17 – Cartographies de la différence de niveaux stationnaires entre une salle vide (référence) et cette même salle contenant une surface absorbante placée en différentes positions.

La Figure 2.17 illustre la différence de niveau stationnaire simulée lorsqu'une surface absorbante est placée dans le local en différentes positions et une simulation de référence (même salle sans la surface absorbante). Ces cartographies de la différence du niveau stationnaire simulé montrent que la position de la surface absorbante par rapport à la source a une influence significative sur la propagation sonore. En effet, plus la surface est proche de la source sonore (configuration 1) plus l'influence sur le niveau sonore dans le local est importante. De plus, cette position joue aussi un rôle sur l'homogénéité de l'atténuation du niveau sonore dans le local. Dans le cas où la surface absorbante est la plus éloignée de la source sonore (configuration 4), toute une zone de la salle (coin inférieur gauche) n'est quasiment pas impactée par la présence de la surface absorbante.

Cet exemple montre que, lorsque l'on souhaite traiter acoustiquement un bâtiment, le choix du matériau acoustique est important mais une pose adaptée est primordiale pour maximiser son efficacité. Ainsi, un matériau posé au plus près des sources sonores gênantes aura une efficience optimisée.

Intégration de réponses impulsionnelles expérimentales dans le modèle théorique

Le modèle développé précédemment permet de tracer la réponse impulsionnelle d'un local sans ou avec la présence d'une surface plane hétérogène. L'intérêt de connaitre ces deux réponses est donc de pouvoir identifier quelles sont les parties de la réponse impulsionnelle qui sont modifiées par la présence de cette surface hétérogène.

L'objectif de cette partie expérimentale est de mesurer la réponse impulsionnelle au-dessus de différents types de parois à relief afin de l'intégrer au modèle de réponse impulsionnelle théorique développé en première partie. Le but est de comparer la modification engendrée par la présence de ces parois sur le champ réverbéré dans un local avec celle occasionnée par une surface plane absorbante. Ainsi, il sera possible d'estimer par ce procédé de comparaison un coefficient d'absorption acoustique apparent associé à la paroi à relief.

Les mesures des réponses impulsionnelles sont effectuées dans la chambre semi-anéchoïque de l'INRS (sol complètement réfléchissant). Les parois à relief étudiées sont constituées de blocs de polystyrène réfléchissants, faciles et pratiques à manipuler. Des mesures antérieures menées par Bos [9] ont montré que le coefficient de réflexion acoustique de ces blocs de polystyrène est proche de 1, quelle que soit la fréquence. La faible absorption acoustique apportée par le polystyrène sera négligée. Seule l'absorption acoustique apparente du relief pourra ainsi être mise en évidence.

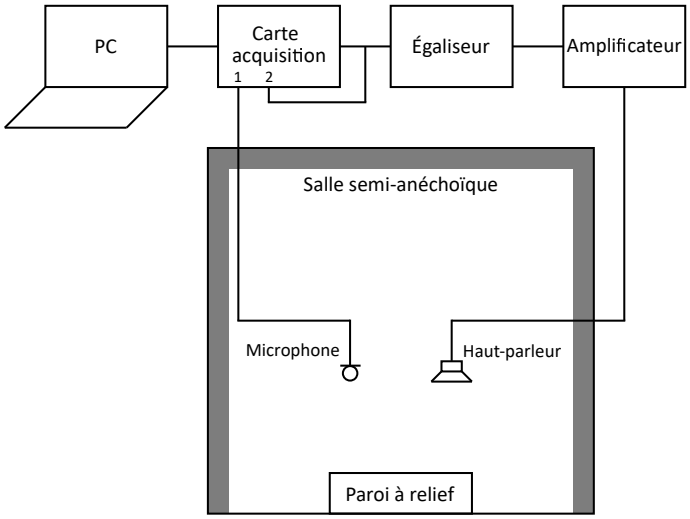


FIGURE 2.18 – Schéma de montage expérimental de la mesure des réponses impulsionnelles de parois à relief.

La Figure 2.18 présente le schéma de montage de la mesure des réponses impulsionnelles. L'ordinateur permet, via un programme Matlab, de piloter le système d'acquisition NetdB. Ce programme sert à générer le signal d'émission et d'acquérir le signal capté par le microphone. Deux voies de la carte d'acquisition sont utilisées, la première dédiée au signal reçu par le microphone et la seconde au signal source en sortie de la carte d'acquisition. L'égaliseur sert à filtrer le signal émis (filtre passe bande de 50 à 6300 Hz) ce qui permet de ne pas faire émettre de trop basses fréquences au haut-parleur qui pourraient l'endommager. Ces éléments ainsi que l'amplificateur sont placés en dehors de la chambre semi-anéchoïque pour éviter toutes perturbations. Le PC et la carte d'acquisition peuvent être bruyants. Le haut-parleur (Pioneer TS-E1077) est suspendu au plafond et émet en direction de la paroi à relief étudiée, et le microphone 1/4" type 40 PL GRAS capte l'onde directe ainsi que l'onde réfléchie sur la paroi à relief.

La fonction de transfert $H(f)$ du système d'émission a été mesurée préalablement dans des conditions de champ libre avec un signal MLS comme signal source. Celui-ci, filtré par la réponse impulsionnelle inverse du système d'émission, produit une impulsion très courte en sortie. Il faut souligner que la réponse impulsionnelle inverse du système d'émission possède en basses fréquences des valeurs très élevées car le haut-parleur ne peut rayonner de l'énergie sonore dans ce domaine fréquentiel. Il est nécessaire d'utiliser alors un filtre passe-haut (fréquence de coupure fixée à 100 Hz) pour éviter la destruction du haut-parleur soumis à une trop forte amplitude exigée par la réponse impulsionnelle inverse.

Les mesures ont été réalisées pour neuf positions de source et neuf positions de microphones soit 81 mesures au total, au-dessus de chaque paroi à relief étudiée. Ces mesures ont été effectuées d'abord sans paroi, au-dessus du sol considéré comme totalement réfléchissant (mesure de référence), puis en présence d'une paroi à relief.

Pour correspondre le plus possible aux profils des parois souvent rencontrées dans les locaux industriels, trois types de relief ont été étudiés. Tout d'abord, un relief assez simple, sous la forme de cavités carrées. Ensuite un relief un peu plus complexe ayant la forme d'un résonateur de Helmholtz (cavité de section carrée surmontée d'une embouchure à section plus petite) et enfin, un relief apériodique aléatoire (disposition arbitraire des blocs). Ce dernier relief permet donc de s'affranchir de tout phénomène fréquentiel particulier qui pourrait se produire avec les deux premières configurations.

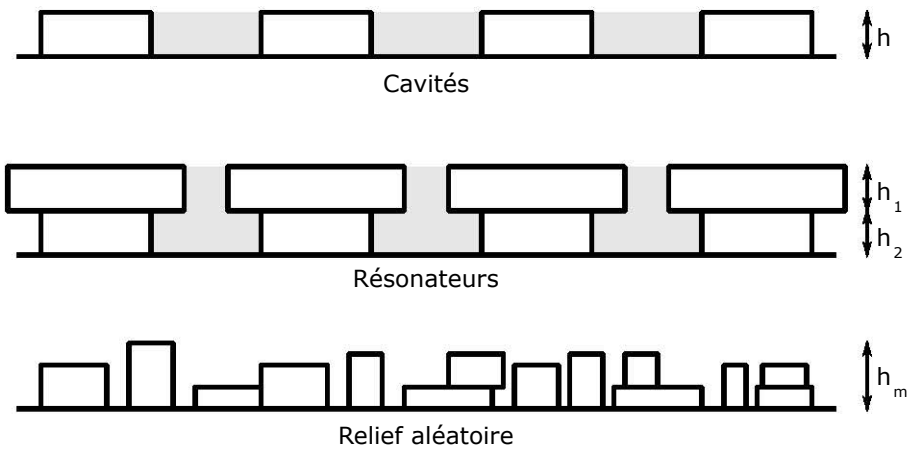


FIGURE 2.19 – Schéma des parois à relief mesurées.

La Figure 2.19 illustre les trois reliefs étudiés. La surface de la paroi expérimentale est d'environ 4 x 3 m^2. Dans un premier temps, la paroi est constituée de neuf cavités mesurant 50 cm de côté et 10 cm de hauteur (notée h). Les mesures ont été réitérées deux fois avec ce profil en ne changeant que la hauteur : $h = 20$ cm puis $h = 30$ cm. Dans un second temps, les mesures ont été menées avec une paroi composée de neuf résonateurs dont la cavité mesure 57 cm de côté et 10 cm de haut (h_2) et l'embouchure mesure 32 cm de côté et 10 cm de haut (h_1). La mesure a été réitérée en changeant seulement la hauteur de la cavité : $h_2 = 20$ cm. Enfin, la dernière paroi étudiée a été construite en plaçant des blocs de tailles différentes de manière aléatoire jusqu'à une hauteur maximale $h_m = 35$ cm. L'annexe A développe plus en détails les conditions de mesure ainsi que les profils des parois à relief étudiées.

Pour effectuer la mesure des réponses impulsionnelles, le programme informatique génère un signal de 10 secondes contenant 10 séquences MLS filtrées. Ce signal émis par le haut-parleur est ensuite capté par le microphone après avoir été réfléchi par la paroi. L'émission de 10 séquences (séquences d'environ 0,5 s entrecoupées de silence) permet d'effectuer un moyennage pour obtenir une réponse impulsionnelle moins bruitée. Pour obtenir la réponse impulsionnelle, il est donc nécessaire de capter le signal généré ainsi que le signal capté par le microphone, respectivement $s_B(t)$ et $s(t)$ dans l'équation 2.18. La déconvolution de ces deux signaux permet d'obtenir la réponse impulsionnelle.

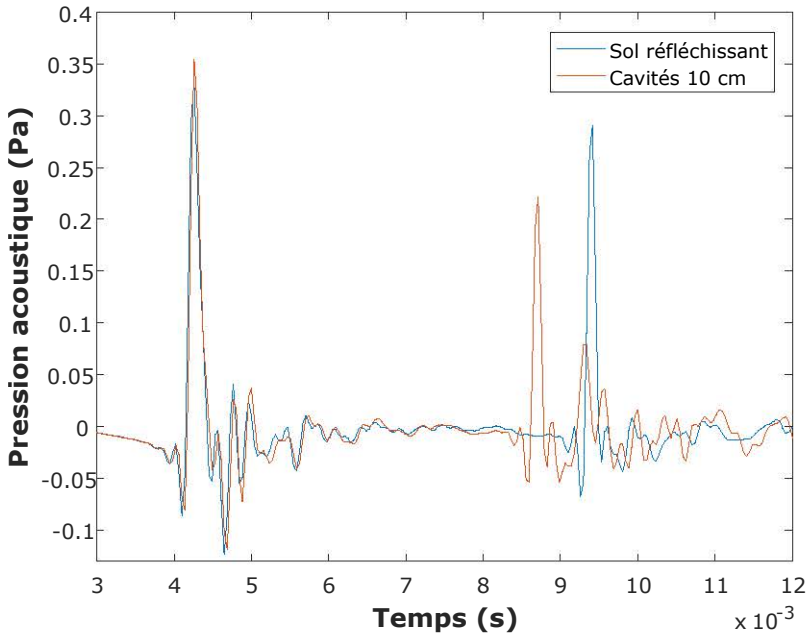


FIGURE 2.20 – Réponses impulsionnelles mesurées avec le sol réfléchissant ou avec des cavités de 10 cm de profondeur.

La Figure 2.20 illustre l'exemple de réponses impulsionnelles obtenues par la mesure dans le cas de la configuration notée B1 (cf. Annexe A pour la notation des configurations source-récepteur). Ces courbes présentent les réponses impulsionnelles obtenues avec le sol réfléchissant (mesure de référence) et dans le cas des cavités carrées de 10 cm de profondeur. Le pic observable à 4,25 ms correspond au trajet direct source-récepteur de l'onde. Ce trajet n'étant pas impacté par la présence du relief au sol, les deux courbes se superposent presque parfaitement. Les légères différences proviennent du fait que les positions de source et de récepteur ne sont pas exactement les mêmes dans les deux cas (les deux ayant été déplacés entre les deux mesures). La partie des réponses impulsionnelles qui nous intéressent ici se trouvent autour de 9 ms. En effet, les pics à cet instant correspondent à la réflexion au niveau du sol. Les cavités carrées de 10 cm provoquent une modification significative de l'onde réfléchie. Sur la courbe rouge représentant la réflexion sur la paroi à relief, deux phases sont visibles, le premier pic à 8,7 ms représente la réflexion sur le sommet du relief (réflexion spéculaire sur la paroi en polystyrène) et la seconde partie représente un mélange de la diffusion engendrée par les cavités et de la réflexion spéculaire sur le sol réfléchissant. Il est à noter que normalement, le pic issu du trajet direct présente une amplitude nettement plus importante or, dans le cas de la Figure 2.20, ce pic possède une amplitude similaire aux pics issus de la réflexion au

sol. Cette différence d'amplitude provient de la directivité du haut-parleur (en $\cos^2$). Le haut-parleur émet en direction de la paroi, l'amplitude du son direct capté par le récepteur est ainsi plus affectée par la directivité de la source. Il faut noter aussi que, le haut-parleur n'étant pas placé dans une enceinte, l'onde arrière (onde émise par l'arrière de la membrane) peut se propager et interférer avec l'onde avant. Ce phénomène crée donc une source dipolaire (deux lobes de directivité).

Après avoir effectué les mesures de réponses impulsionnelles pour les six parois présentées précédemment et pour chaque configuration source-récepteur, il faut maintenant les intégrer au modèle théorique des sources images. Afin de ne conserver que la partie réfléchie des réponses impulsionnelles mesurées, elles sont fenêtrées à l'aide d'une fenêtre de Tukey. Le programme de sources images développé précédemment permet de savoir quels pics de la réponse impulsionnelle simulée dans un local donné ont été impactés par la surface hétérogène absorbante. L'objectif ici est de remplacer ces pics impactés par la réponse impulsionnelle expérimentale fenêtrée de la paroi à relief que l'on souhaite étudier.

Pour les différentes simulations qui vont suivre, nous rappelons que les dimensions du local considéré sont de 10 x 7 x 7 m^3, les parois ont un coefficient de réflexion de 0,9 (sauf le sol qui est parfaitement réfléchissant, pour correspondre aux conditions de mesures de la chambre semi-anéchoïque).

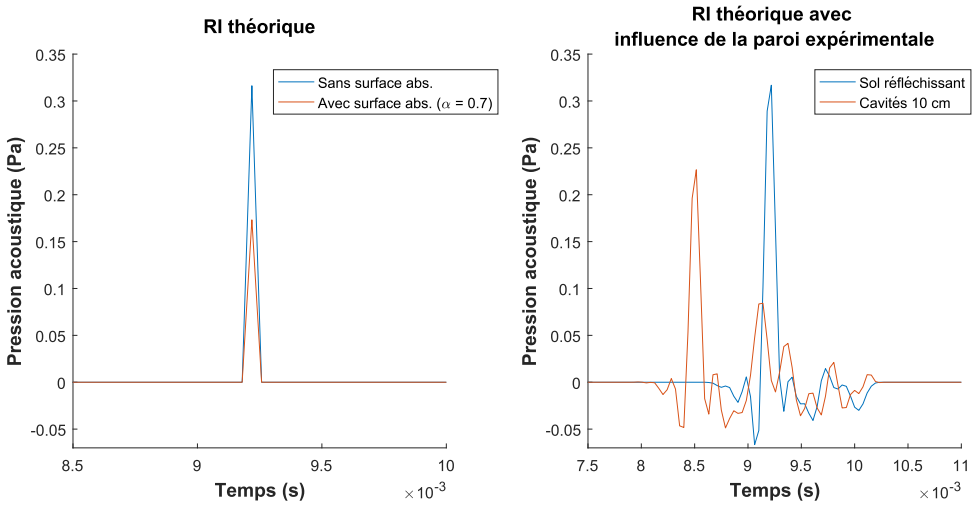


FIGURE 2.21 – Intégration des RI mesurées aux RI simulées.

Les courbes de gauche de la Figure 2.21 représentent une partie des réponses impulsionnelles simulées. Elles illustrent le cas d'une réflexion sur une paroi réfléchissante avec et sans la présence d'une surface absorbante. Le pic de la réponse impulsionnelle théorique obtenue sans surface absorbante est remplacé :

- Dans un premier temps, par la réponse impulsionnelle mesurée et fenêtrée du sol réfléchissant de la chambre semi-anéchoïque (courbes bleues),
- Dans un second temps, par la réponse mesurée et fenêtrée de la paroi à relief étudiée (courbes oranges). Dans le cas de la Figure 2.21 il s'agit de la paroi contenant les neuf cavités de 10 cm de profondeur.

Cette méthode de remplacement est appliquée pour chaque impulsion captée ayant traversé la surface. Les réponses impulsionnelles obtenues de cette façon ne sont valables que pour ce local et cette configuration source/récepteur (ici, la configuration B1).

Il est désormais possible, en comparant l'influence engendrée par une surface plane absorbante avec celle obtenue expérimentalement par la paroi à relief sur le niveau de pression acoustique du champ réverbéré dans le local, d'estimer un coefficient d'absorption acoustique apparent α_{app}. Cette comparaison est effectuée en traçant l'évolution du niveau sonore dans la phase stationnaire du champ réverbéré suite à l'émission d'un bruit blanc dans la salle. Pour ce faire, la méthode utilisée est la même que celle développée précédemment qui consiste à convoluer les réponses impulsionnelles obtenues avec un bruit aléatoire (bruit blanc) et à calculer l'évolution temporelle du niveau de pression.

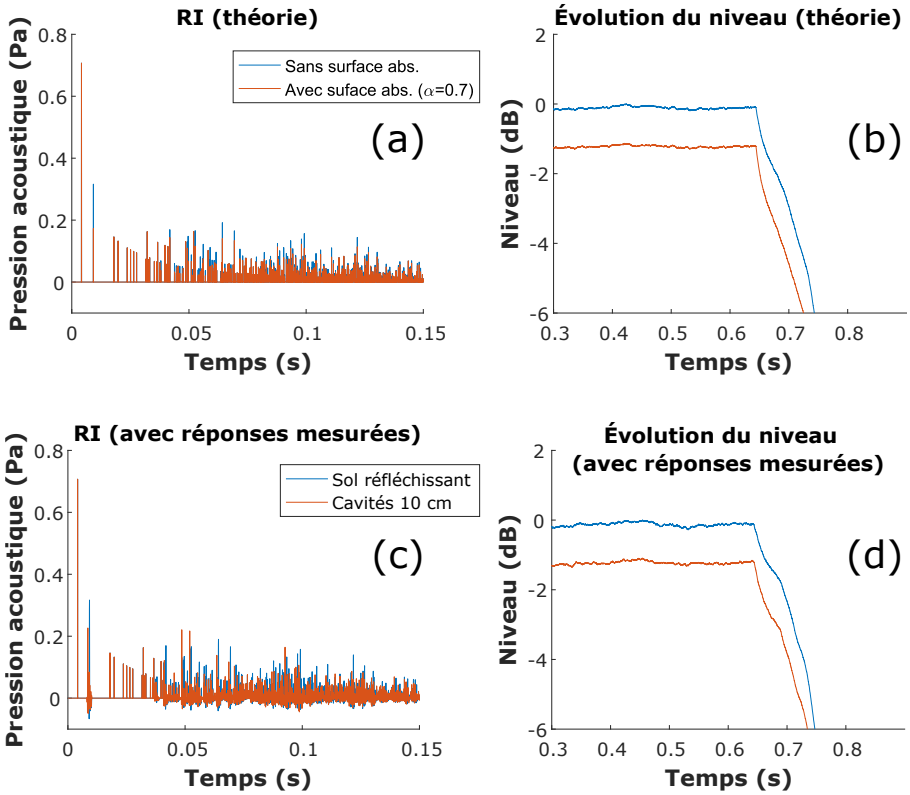


FIGURE 2.22 – RI et évolution du niveau de pression. (a ; b) Sans et avec un surface plane absorbante. (c ; d) Avec l'intégration des RI mesurées expérimentalement.

La Figure 2.22 illustre comment est effectuée la comparaison entre la présence d'une surface plane absorbante et la présence d'une paroi à relief. Tout d'abord, on trace l'évolution du niveau sonore avec l'intégration de la réflexion mesurée au sol et celle avec l'intégration de l'effet de la paroi à relief. Ces deux évolutions ont donc une différence de niveau stationnaire. Sur la Figure 2.22(d), la différence de niveau stationnaire est d'environ 1,3 dB. Un ajustement du coefficient d'absorption acoustique de la surface plane est effectué afin d'obtenir la même différence de niveau stationnaire. Dans le cas présenté en Figure 2.22, (configuration source-récepteur B1 et cavités carrées de 10 cm), le coefficient d'absorption acoustique apparent est estimé à 0,7. Cette estimation est réalisée pour les 81 configurations de mesure ce qui permet de pouvoir estimer un coefficient d'absorption apparent moyen α_{app} pour chaque paroi à relief étudiée.

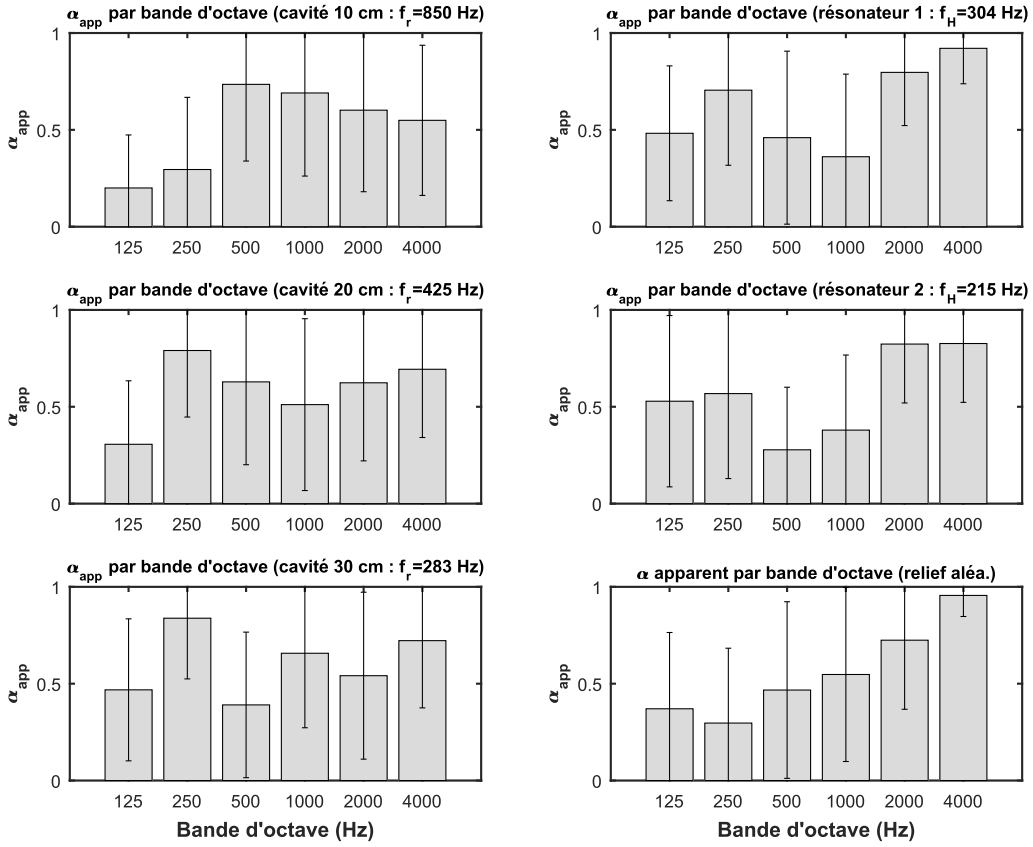


FIGURE 2.23 – Coefficient d'absorption acoustique apparent (α_{app}) par bandes d'octaves pour les six parois à reliefs étudiées.

La Figure 2.23 illustre le coefficient d'absorption acoustique apparent moyen estimé pour chaque bande d'octave (de 125 à 4000 Hz). En ce qui concerne le coefficient d'absorption des cavités carrées, une augmentation apparaît dans la bande centrée autour de 500 Hz pour les cavités de 10 cm de profondeur. Cette augmentation apparaît dans les bandes centrées autour de 250 et 500 Hz pour les cavités de 20 cm. Enfin, une augmentation est nettement visible dans la bande centrée autour de 250 Hz pour les cavités de 30 cm de profondeur. Les cavités de ce type se comportent comme des résonateurs « quart-d'onde » dont la fréquence de résonance f_r exprimée :

$$f_r = \frac{c}{4L_{\text{cav}}}\,, \tag{2.20}$$

où L_{cav} est la profondeur des cavités (m). Pour les trois profondeurs de cavités étudiées (10, 20 et 30 cm) la fréquence de résonance de chacune est, respectivement,

850 Hz, 425 Hz et 283 Hz. Ces fréquences de résonances correspondent aux pics observés sur la Figure 2.23.

Dans le cas des parois formées de résonateurs, il est possible d'observer une augmentation du coefficient d'absorption acoustique dans la bande centrée autour de 250 Hz pour le premier résonateur (hauteur de cavité de 10 cm) et une augmentation dans les bandes 125 et 250 Hz pour le second (hauteur de cavité de 20 cm). La fréquence de résonance f_H de ces résonateurs s'exprime :

$$f_H = \frac{c}{2\pi}\sqrt{\frac{S_H}{V_H L_H}}\,, \tag{2.21}$$

avec S_H étant la section de l'embouchure du résonateur (m^2), V_H étant le volume de la cavité (m^3) et L_H représentant la hauteur de l'embouchure (m). L'expression 2.21 appliquée aux deux résonateurs étudiés donne une fréquence de résonance de 304 Hz pour le premier et de 215 Hz pour le second. Ces deux fréquences correspondent aux pics observés sur les courbes de la Figure 2.23.

L'évolution du coefficient d'absorption apparent de la paroi apériodique (relief aléatoire) montre que le coefficient α_{app} n'est soumis à aucun phénomène de résonance clairement identifiable. Cependant, il est à noter que ce coefficient augmente en fonction de la fréquence et notamment, présente des valeurs importantes pour les bandes de fréquences centrées autour de 2000 et 4000 Hz. Cette augmentation dans ces bandes de fréquence est constatable dans la majorité des parois à relief étudiées ici. Cette valeur d'absorption étant élevée, il est possible que l'estimation du coefficient d'absorption acoustique en haute fréquence (bandes de fréquences 2000 et 4000 Hz) soit soumise à réserve car ces résultats sont influencés par les caractéristiques de la source (directivité et réponse en fréquence).

La Figure 2.23 présente aussi l'écart-type respectif de chaque coefficient d'absorption apparent moyen estimé. Ces écart-types sont assez importants notamment à cause des conditions de mesures citées précédemment. En effet, certaines configurations expérimentales source-récepteur ont données des réponses impulsionnelles assez bruitées dues à la directivité de la source (haut-parleur bidirectionnel). En particulier, les configurations dans lesquelles le haut-parleur est placé à proximité du relief. De plus, la diffusion mesurée du relief dépend aussi de la configuration de mesure. Par exemple, pour une configuration donnée c'est la réflexion spéculaire sur la partie supérieure plane du relief qui prédomine, tandis que, pour une autre configuration, c'est la diffusion par le relief qui est plus importante. Ainsi, la disparité des résultats obtenus est grande mais le fait d'avoir 81 configurations source-récepteur différentes permet de tendre vers une estimation cohérente du coefficient d'absorption acoustique apparent des parois étudiées.

L'étude présentée ici qui a fait l'objet d'un travail préliminaire à celui développé pour la thèse a montré que la technique des sources images pouvait être utilisée comme premier travail d'estimation du coefficient d'absorption apparent des parois à relief. Il s'agit ici d'une approche empirique de l'estimation d'un coefficient d'absorption acoustique apparent. Bien qu'étant basés sur un modèle simple et sur des réponses impulsionnelles mesurées, les résultats ont permis de montrer qu'il est possible de comparer, dans une certaine mesure, des parois à relief géométrique, à des surfaces planes absorbantes et donc de définir ces surfaces à relief au travers d'un coefficient d'absorption acoustique apparent. Cette méthode a néanmoins montré que les résultats obtenus présentent des écart-types importants dus notamment aux conditions expérimentales et aux reliefs étudiés.

2.4 Modèles d'acoustique physiques

Les méthodes géométriques détaillées dans la section 2.3 ont montré des atouts intéressants : rapidité des calculs, simplicité d'implémentation et possibilité de modéliser de grands volumes. Cependant, ces méthodes (étant basées sur le même principe de Fermat) souffrent des mêmes limitations, notamment en ce qui concerne la prise en compte de la diffusion et de la diffraction acoustiques par des parois présentant du relief géométrique. Ainsi, il est pertinent de s'intéresser aux méthodes dites « physiques » se basant sur la résolution de l'équation d'onde dans un maillage prédéfini.

2.4.1 Éléments finis et éléments finis de frontière

La méthode physique la plus couramment utilisée dans le domaine de l'industrie (industrie automobile, par exemple) est la méthode des éléments finis (appelée Finite Element Method, abrégée FEM, en anglais) ou éléments finis de frontières (Boundary Element Method, abrégée BEM, en anglais). La FEM consiste à discrétiser le domaine que l'on souhaite étudier (milieu de propagation et sources sonores) selon un maillage. Ce maillage peut être tétraédrique ou hexaédrique. Le but étant de simuler les vibrations des surfaces pouvant émettre du bruit et la propagation sonore dans le milieu de propagation en résolvant l'équation de propagation au niveau de chaque nœud du maillage.

La FEM a été utilisée à de nombreuses reprises dans la littérature (quelques applications dans [69, 70, 71, 72], par exemple) et a notamment donné naissance à de nombreux logiciels couramment utilisés, les plus connus dans le domaine de l'acoustique et des vibrations étant COMSOL Multiphysics et LMS Virtual.Lab (développé par Siemens). Cette méthode est couramment utilisée car elle présente de nombreux avantages

comme par exemple, la prise en compte des interactions entre la vibration des structures et les fluides de propagation ou la possibilité de prendre en compte les variations de température et de densité des milieux de propagation. La FEM peut ainsi être utilisée pour trouver l'origine de sources de bruit dans des pièces mécaniques, de prédire les performances acoustiques (haut-parleurs dans un habitacle de voiture par exemple) ou encore de prédire les zones soumises à de fortes contraintes mécaniques et qui peuvent donc se briser prématurément (économie de tests sur des pièces réelles). La Figure 2.24 illustre une application du module acoustique du logiciel COMSOL Multiphysics. Cet exemple concerne l'étude de la propagation du son émis par les haut-parleurs dans l'habitacle d'une automobile. Cette figure montre ainsi que la méthode FEM permet de modéliser des domaines complexes et d'obtenir des résultats très précis.

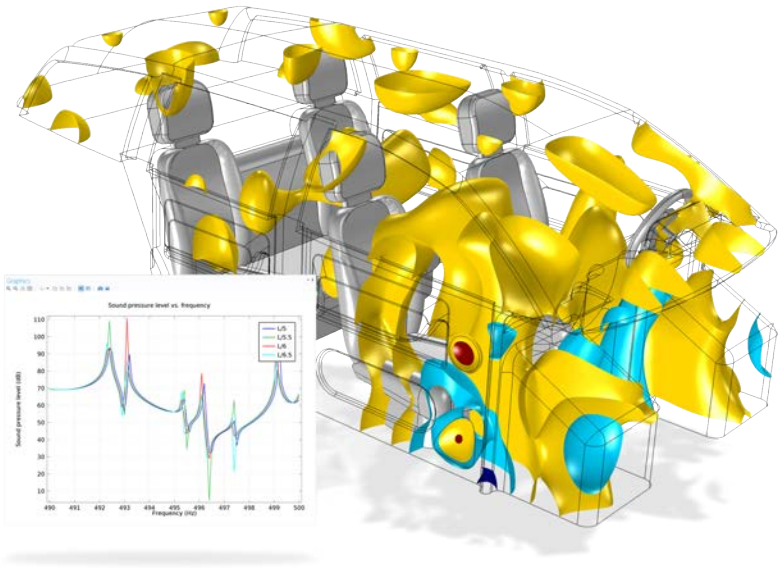


FIGURE 2.24 – Exemple d'une application du logiciel COMSOL [73].

Toutefois, la FEM présente deux désavantages majeurs : le temps de calcul et le coût numérique (notamment, la mémoire nécessaire pour faire un calcul). En effet, les simulations effectuées en FEM demandent beaucoup de ressources numériques et peuvent

être très longues. C'est pour ces raisons que l'étude par FEM se limite généralement à des volumes d'études restreints (l'habitacle d'une voiture, ou l'air au voisinage d'une source sonore) ou à des fréquences basses. En effet, les caractéristiques géométriques du maillage induisent une limitation fréquentielle : plus le maillage est fin, plus la fréquence maximale simulable est grande. Cependant, plus un maillage est fin, plus le temps de calcul est important. Bien que la méthode FEM permette une analyse fine des phénomènes acoustiques complexes, les limitations matérielles actuelles empêchent de pouvoir simuler, comme nous le souhaitons dans cette étude, des locaux aux dimensions importantes.

2.4.2 Différences finies dans le domaine temporel

La méthode des différences finies dans le domaine temporel (abrégée par la suite en FDTD, pour *Finite Difference in Time Domain*) est introduite par Yee [74] en 1966 pour la simulation de la propagation d'ondes électromagnétiques. Elle se distingue principalement de la FEM décrite précédemment par l'utilisation d'un maillage rectiligne uniforme. Ce maillage utilise donc des mailles uniformes : carrées en deux dimensions spatiales ou cubiques en trois dimensions spatiales. L'utilisation de cette discrétisation uniforme sur l'ensemble du domaine étudié permet une approximation de l'équation d'ondes par différences finies, ce qui permet une résolution facilitée et une implémentation numérique plus simple.

La méthode FDTD est très utilisée dans le domaine de la simulation numérique de phénomènes acoustiques avec, par exemple, la simulation de la diffusion par la surface de la mer [75] ou encore la simulation de la diffusion en acoustique sous-marine par Wang [76]. La méthode FDTD a été souvent utilisée en acoustique du bâtiment pour :

- Visualiser la propagation sonore en milieu confiné notamment par Yokota et al. [77, 78] ou encore par Savioja et al. [79],
- Estimer des paramètres d'acoustique des salles (temps de réverbération et clarté) ou visualiser l'influence d'écrans acoustiques par Sakamoto et al. [80, 81],
- Etudier le comportement acoustique des salles (auditorium) pour les basses et moyennes fréquences par Botteldooren [82],
- Etudier l'effet de l'audience assise (appelé, dans la littérature, *seat dip effect* [83]) sur la propagation sonore dans une salle de concert par LoVetri et al. [84] ou Lokki et al. [85].

Ainsi de nombreuses applications de la méthode FDTD ont été menées et notamment dans le domaine qui nous intéresse : la propagation sonore en milieux confinés.

Toutefois cette méthode présente notamment deux inconvénients dus à l'utilisa-

tion d'un maillage rectiligne uniforme. Tout d'abord, l'utilisation de ce maillage induit que le domaine étudié peut être déformé car les limites du domaine doivent se trouver sur des nœuds de maillage pour être prise en compte. Cela peut créer un crénelage au niveau des parois courbées, par exemple. Toutefois, des études ont été menées pour pouvoir simuler des parois courbées [86], ou des parois obliques (c'est-à-dire, non alignées avec le maillage) [87]. De plus, l'utilisation de différences finies pour approximer l'équation d'onde introduit un terme d'erreur de troncature pouvant fausser significativement les résultats au-delà d'un certain nombre d'itérations. Cette erreur de troncature peut engendrer une dispersion numérique. Néanmoins, la méthode FDTD présente des avantages incontestables, notamment dans la définition de la géométrie et des caractéristiques acoustiques des parois délimitant le domaine étudié, c'est pourquoi elle a été choisie comme point de départ du modèle développée dans le cadre de cette thèse.

2.4.3 Décomposition rectangulaire adaptative

La méthode de décomposition rectangulaire adaptative (abrégée par la suite en ARD, pour *Adaptive Rectangular Decomposition*) a été développée principalement par Raghuvanshi et al. [88, 89] dans le but d'effectuer une auralisation de grands domaines 3D. L'auralisation consiste à recréer un environnement sonore et notamment de pouvoir simuler comment un son serait perçu dans un environnement théorique ou réel. Ce procédé est très pertinent dans le domaine de l'acoustique du bâtiment car il permet de rendre compte directement de la qualité acoustique d'une salle. La méthode ARD a été développée en partenariat avec le groupe Microsoft Research dans le but d'auraliser des scènes 3D de jeux vidéo afin d'augmenter la sensation d'immersion du joueur dans le jeu et d'améliorer son expérience vidéoludique.

A l'instar de la méthode FDTD brièvement présentée précédemment, la méthode ARD discrétise le domaine étudié avec un maillage rectiligne uniforme. L'utilisation de ce maillage induit la même limitation que pour la méthode FDTD, c'est-à-dire, la possibilité d'un crénelage des parois obliques ou courbées. Néanmoins, cette méthode est basée sur une décomposition modale de domaine et non pas sur une approximation par différences finies. Par conséquent, il n'y a pas d'erreur de troncature et ainsi, la dispersion numérique n'apparaît pas dans ce modèle. Toutefois, la méthode ARD présente des limitations dans la définition des limites du domaine car elle considère que des parois planes possédant un coefficient de réflexion constant en fréquence.

2.5 Conclusion

Ce chapitre a permis de présenter les différentes méthodes de simulation de propagation du son en milieu confiné. Les méthodes d'acoustique statistiques, bien que très simplistes dans leur approche de ce problème, permettent d'estimer des indicateurs très couramment utilisés en acoustique du bâtiment. Ces indicateurs permettent d'effectuer une étude rapide et simple de la qualité acoustique générale d'un local. Le temps de réverbération est un indicateur qui permettra dans cette étude de pouvoir déterminer le coefficient d'absorption acoustique apparent des parois à reliefs géométriques.

Les méthodes d'acoustique géométrique ont des avantages indéniables notamment en termes de temps de simulation, de simplicité d'implémentation ou de volume de salles simulable. Néanmoins, ces méthodes présentent aussi un inconvénient majeur rédhibitoire pour cette étude. En effet, la prise en compte des phénomènes de diffusion et de diffraction acoustiques engendrés par des parois présentant du relief géométrique est effectuée de manière statistique (lancer de rayons), ou même simplement négligée dans certains modèles. Cependant, la méthode des sources images sera utilisée par la suite pour permettre une comparaison avec le modèle numérique développé.

Les méthodes physiques se sont révélées être l'approche la plus pertinente pour l'étude que l'on souhaite effectuer ici. Notamment les méthodes FDTD et ARD qui permettent une simulation de propagation en milieu confiné avec la possibilité de prendre en compte précisément l'influence des parois à relief géométrique sur cette propagation. Le chapitre 3 de ce manuscrit a pour but de détailler le développement mathématique de ces deux méthodes ainsi que leurs avantages et leurs limites et surtout la technique utilisée pour combiner ces méthodes afin de pallier aux limites de chacune.

Chapitre 3

Développement du modèle numérique de simulation de propagation du son dans un milieu délimité des parois complexes

Le modèle numérique que nous avons souhaité développer doit répondre à deux problématiques. La première étant de pouvoir simuler la propagation du son dans un milieu confiné et la seconde étant la simulation précise des effets acoustiques de diffusion et de diffraction engendrés par les hétérogénéités géométriques pouvant être présent sur les parois délimitant le local. L'inventaire des méthodes couramment utilisées en acoustique du bâtiment effectué dans le chapitre 2 de ce rapport a permis d'identifier deux méthodes de simulation numérique de la propagation du son. Ces deux méthodes présentent des avantages indéniables pour notre étude que ce soit en termes de précision des résultats, de temps de calcul ou de volumes de salles simulables. Ce chapitre a pour objectif de présenter en détails les méthodes FDTD et ARD, de détailler leurs avantages et surtout leurs limites respectives et comment elles ont pu être réduites lors du développement de notre modèle numérique global.

3.1 Simulation numérique de la propagation en milieu confiné

La propagation sonore en milieu confiné implique certains phénomènes acoustiques, notamment les phénomènes modaux et les interférences, qu'il est nécessaire de prendre en compte afin d'effectuer une simulation précise de l'environnement sonore que l'on souhaite étudier. Le chapitre 2 a montré que les méthodes d'acoustique géométrique, de par leur postulat de départ, ne prennent pas en compte ces phénomènes. Ainsi, le choix de la méthode numérique permettant de simuler la propagation sonore en milieu confiné s'est porté sur la méthode de décomposition rectangulaire adaptative.

3.1.1 Principe général de la méthode de décomposition rectangulaire adaptative

La méthode de décomposition rectangulaire adaptative est relativement récente car elle a été mise au point par Raghuvanshi et al. [88, 89] en 2009. Raghuvanshi et al. ont développé cette méthode numérique de simulation de propagation sonore en milieu confiné afin de répondre au besoin d'auraliser des modèles numériques 3D de salles volumineuses. Ce besoin venait du fait que la méthode par différences finies dans le domaine temporel nécessitait un temps de calcul et des ressources numériques, notamment en termes de mémoire vive (RAM), beaucoup trop importants pour modéliser ces domaines 3D. Lors du développement de cette méthode numérique, Raghuvanshi et al. ont effectué une étude comparative avec la méthode FDTD. En comparant, en particulier, le temps de calcul et la mémoire utilisée, ils ont pu constater l'efficacité de la méthode ARD par rapport à la méthode FDTD pour la simulation de salles avec un volume important (Raghuvanshi et al. traitent, par exemple, le cas d'une cathédrale).

Concrètement, la méthode ARD est une méthode physique de simulation de propagation du son en milieu confiné. Comme chaque méthode d'acoustique physique, le domaine étudié doit être discrétisé. Cependant, afin d'appliquer la méthode ARD à un domaine 3D, il est nécessaire de passer par plusieurs phases pour mailler et décomposer ce domaine.

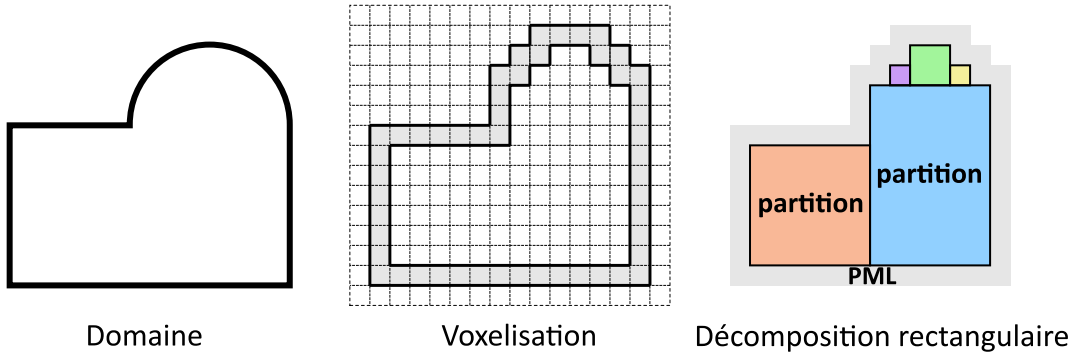


FIGURE 3.1 – Maillage et décomposition du domaine avec la méthode ARD [88].

La Figure 3.1 illustre les deux étapes de préparation du domaine à effectuer en amont de la simulation de propagation. L'étape de voxelisation consiste à discrétiser le modèle 3D continu selon un maillage rectiligne uniforme prédéfini. Cela peut avoir comme conséquence de déformer le domaine car ses limites doivent se trouver sur des nœuds du maillage. Bien entendu, cette déformation (ou crénelage) est plus ou moins significative en fonction de la finesse du maillage.

La seconde étape consiste à décomposer le domaine voxelisé en volumes rectangulaires les plus grands possibles. La décomposition rectangulaire peut être effectuée à l'aide d'un algorithme glouton (ou *greedy algorithm*). Ce type d'algorithme consiste à chercher, étape par étape, la solution optimale à un problème donné [90]. Dans le cas présent, la solution idéale consiste à chercher quel est le rectangle le plus volumineux dans le domaine voxelisé. Optimiser la décomposition du domaine à l'aide de cet algorithme permet de minimiser le temps de simulation ainsi que l'erreur induite par le calcul de transmission entre les partitions. Cette étape est essentielle car la méthode ARD est basée sur une résolution de l'équation d'onde 1.8 par analyse modale dans des partitions rectangulaires aux parois planes, parallèles et parfaitement réfléchissantes. De plus, en minimisant le nombre de partitions à l'aide de l'algorithme glouton, le temps de calcul est diminué. Un intérêt majeur de cette méthode est la possibilité d'effectuer une parallélisation lors du calcul de la propagation sonore dans les partitions.

La dernière phase consiste à simuler une couche absorbante parfaitement adaptée (qui sera abrégée par la suite en PML pour *Perfectly Matched Layer*) tout autour du domaine. Cette couche simule l'absorption au niveau des limites du domaine et permet d'intégrer de nouvelles conditions aux limites.

3.1.2 Calcul itératif de la propagation sonore dans une partition

La méthode ARD se base sur une résolution de l'équation d'onde 1.8 par calcul itératif. Dans cette partie, l'équation 1.8 est forcée, c'est-à-dire que le terme de droite n'est plus nul mais est remplacé par un terme f_s servant à prendre en compte les sources sonores dans la partition :

$$\frac{\partial^2 p\left(x,y,z,t\right)}{\partial t^2} - c^2 \Delta p\left(x,y,z,t\right) = f_s\left(x,y,z,t\right) \ . \tag{3.1}$$

Kuttruff [27] exprime la pression acoustique dans un domaine rectangulaire aux parois planes, parallèles et parfaitement réfléchissantes de la manière suivante :

$$p\left(x,y,z,t\right) = \sum_{n_x n_y n_z} \tilde{p}_{n_x n_y n_z}\left(t\right) \Phi_{n_x n_y n_z}\left(x,y,z\right) \ , \tag{3.2}$$

où $\Phi_{n_x n_y n_z}\left(x,y,z\right)$ est l'expression des modes propres dans la partitions et $\tilde{p}_{n_x n_y n_z}\left(t\right)$ est le terme traduisant l'évolution temporelle de l'amplitude de chaque mode propre. Le terme $\Phi_{n_x n_y n_z}\left(x,y,z\right)$ s'exprime ainsi :

$$\Phi_{n_x n_y n_z}\left(x,y,z\right) = \cos\left(\frac{\pi n_x}{L_x}x\right)\cos\left(\frac{\pi n_y}{L_y}y\right)\cos\left(\frac{\pi n_z}{L_z}z\right) \ . \tag{3.3}$$

Connaissant les équations 3.2 et 3.3, il est possible d'exprimer le terme $\tilde{p}_{n_x n_y n_z}\left(t\right)$ comme la transformée en cosinus discrète (*Discrete Cosine Transform* en anglais, abrégée par la suite DCT) de la pression acoustique $p\left(x,y,z,t\right)$, aussi notée : $\tilde{p}_{n_x n_y n_z}\left(t\right) = \mathrm{DCT}\left[p\left(x,y,z,t\right)\right]$. De la même manière, on peut poser le terme $\tilde{f}_{s\,n_x n_y n_z}\left(t\right)$ comme la DCT du terme force de l'équation 3.1 qui peut être réécrite :

$$\frac{\partial^2 \tilde{p}_{n_x n_y n_z}\left(t\right)}{\partial t^2} + \omega^2_{n_x n_y n_z} \tilde{p}_{n_x n_y n_z}\left(t\right) = \tilde{f}_{s\,n_x n_y n_z}\left(t\right) \ . \tag{3.4}$$

Raghuvanshi et al. ont montré que l'équation 3.4 peut être résolue de manière itérative ainsi :

$$\tilde{p}^{n+1}_{n_x n_y n_z} = 2\tilde{p}^{n}_{n_x n_y n_z}\cos\left(\omega_{n_x n_y n_z}\Delta t\right) - \tilde{p}^{n-1}_{n_x n_y n_z} + \frac{2\tilde{f}^{n}_{s\,n_x n_y n_z}}{\omega^2_{n_x n_y n_z}}\left(1-\cos\left(\omega_{n_x n_y n_z}\Delta t\right)\right) \ , \tag{3.5}$$

où Δt est le pas temporel (s) et n correspond à l'indice temporel (abréviation de la notation $n\Delta t$). L'équation 3.5 régit le calcul itératif de l'évolution temporelle des coefficients de modes dans la partition rectangulaire considérée. Le terme $\tilde{p}_{n_x n_y n_z}$ au temps $\left(n+1\right)\Delta t$ dépend de l'expression de ce terme aux temps n et $n-1$ ainsi que

du terme source au temps n. La transformée en cosinus discrète inverse (iDCT) de la matrice $\tilde{p}^{n+1}$, donne ainsi la pression acoustique au temps $n+1$ dans l'intégralité de la partition. Toutefois, sachant que l'équation 3.5 est basée sur l'équation 3.2, cela implique que toutes les parois de chaque partition sont planes, parallèles et parfaitement réfléchissantes. Cette condition suscite, par conséquent plusieurs questions : comment prendre en compte la propagation du son entre plusieurs partitions et comment simuler la réflexion, l'absorption et la diffusion acoustique au niveau des parois du local ?

3.1.3 Interface entre deux partitions : transmission des ondes

La section 3.1.2 a présenté le calcul itératif de base permettant de calculer la propagation sonore dans une partition rectangulaire aux parois parfaitement réfléchissantes. Néanmoins, lorsque l'on souhaite modéliser un domaine avec une forme complexe, plusieurs partitions sont créées pour décomposer le domaine. Par conséquent, il est nécessaire de s'affranchir de la condition aux limites imposée par l'équation 3.5. Intéressons-nous au cas d'une interface entre deux partitions voisines, c'est-à-dire, deux partitions rectangulaires partageant une surface commune que nous nommerons interface.

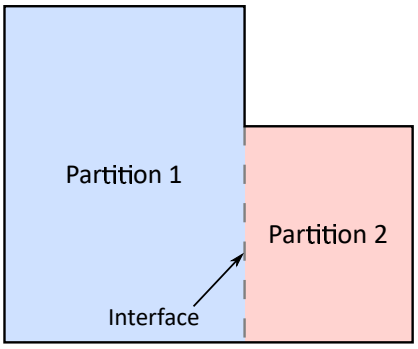


FIGURE 3.2 – Interface entre deux partions rectangulaires.

La Figure 3.2 nous montre le domaine considéré après l'étape de décomposition rectangulaire. Cette décomposition a créé deux partitions rectangulaires de dimensions différentes connectées entre elles par une interface. Il est important de garder à l'esprit que les deux partitions sont maillées de la même façon mais n'ont pas les mêmes fréquences propres. En appliquant, telle quelle, l'équation 3.5 à chacune des deux partitions, l'interface est considérée comme une paroi plane, parfaitement réfléchissantes de part et d'autre. Par conséquent aucun couplage n'existe entre les partitions.

Afin de montrer comment est gérée la transmission des ondes entre les partitions, prenons l'exemple de la configuration présentée en Figure 3.2 avec une source sonore dans la partition 1. L'onde émise par la source va se propager jusqu'à l'interface puis sera complètement réfléchie à cause de la condition induite par l'équation 3.5. Le traitement de la propagation à l'interface se fait donc en deux temps : transmission de l'onde incidente dans la partition 2 et annulation de l'onde réfléchie dans la partition 1. Dans les deux partitions, l'interface est considérée comme une source sonore surfacique. La gestion de l'interface consiste à calculer de part et d'autre, la pression incidente et la pression transmise par la partition voisine. Une fois ce calcul effectué, la source surfacique se situant au niveau de l'interface émet un signal qui annule la pression réfléchie et transmet la pression provenant de la partition adjacente.

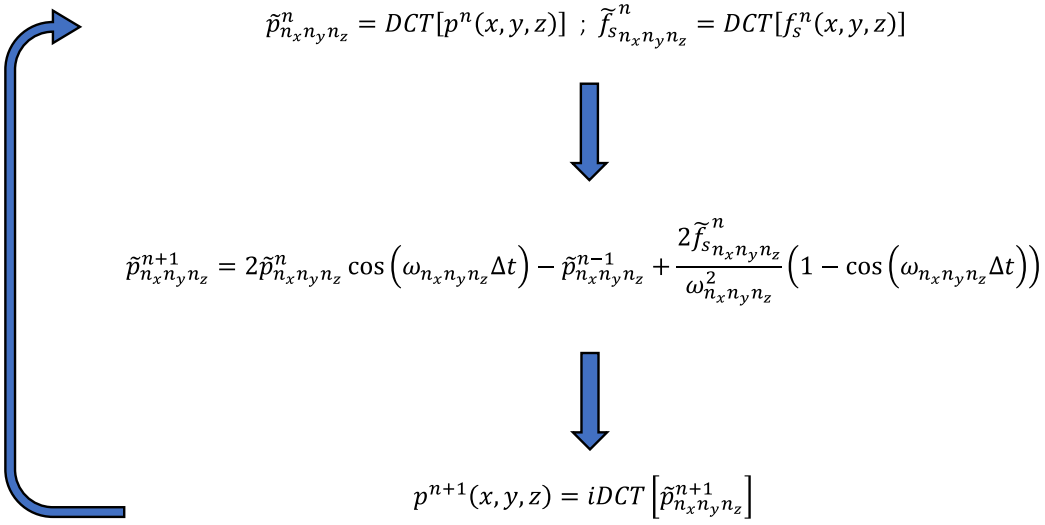


FIGURE 3.3 – Itération temporelle du calcul dans une partition partageant une interface avec une partition adjacente.

La Figure 3.3 illustre une boucle du calcul itératif de la propagation sonore dans une partition en prenant en compte une interface avec une seconde partition. Il convient cependant d'expliciter l'expression de la matrice du terme force f_s dans le cas d'une prise en compte d'une interface entre deux partitions :

$$\begin{cases} f_{s_1}(x,y,z,t) = f_{\text{src}}(x,y,z,t)\,\delta(x-x_s, y-y_s, z-z_s) \\ \qquad + f_{\text{int}_{1/2}}(x,y,z,t)\,\delta(x-x_I, y-y_I, z-z_I) \\ f_{s_2}(x,y,z,t) = f_{\text{int}_{2/1}}(x,y,z,t)\,\delta(x-x_I, y-y_I, z-z_I) \end{cases}, \tag{3.6}$$

avec f_{s_1} et f_{s_2} les termes forces respectivement des partitions 1 et 2. Dans le cas de

la partition 1, le terme f_{s_1} dépend du terme f_{src} exprimant la source sonore ponctuelle située aux coordonnées $(x_s; y_s; z_s)$ ainsi que du terme $f_{\text{int}_{1/2}}$ exprimant la source sonore simulée à l'interface entre les partitions 1 et 2 aux coordonnées $(x_I; y_I; z_I)$. Ces dernières coordonnées représentent une matrice correspondant à la surface de l'interface. Le terme force de la partition 2 dépend seulement de la source à l'interface $f_{\text{int}_{2/1}}$ car cette partition ne contient aucune autre source sonore.

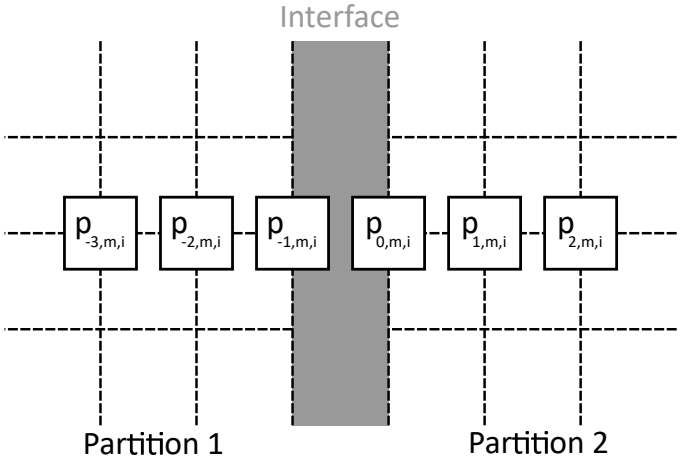


FIGURE 3.4 – Représentation schématique du maillage et de l'interface entre deux partitions.

La Figure 3.4 représente le maillage de chaque partition, de part et d'autre de l'interface. Afin d'exprimer les termes f_{s_1} et f_{s_2}, il est nécessaire de calculer le terme $f_{\text{int}_{1/2}}$, c'est-à-dire le terme force à appliquer aux points ayant comme coordonnées, selon l'axe x, $l = -1$ dans la partition 1 et aux points situés en $l = 0$ dans la partition 2. Les termes forces sont issus d'un calcul par différences finies. Mehra et al. [91] décrivent les termes forces à appliquer de part et d'autre de l'interface ainsi :

$$\begin{cases} f^{n+1}_{\text{int}_{2/1}}(x_a, y, z) = \displaystyle\sum_{b=a-3}^{-1} p^n(x_b)\, s_{a-b} - \sum_{b=0}^{2-a} p^n(x_b)\, s_{a+b+1} \\ \\ f^{n+1}_{\text{int}_{1/2}}\left(x_{-(a+1)}, y, z\right) = -f^{n+1}_{\text{int}_{2/1}}(x_a, y, z) \end{cases}, \tag{3.7}$$

où $a \in [0:2]$ et avec $s_{[-3:3]} = \frac{180}{\Delta h^2}[2; -27; 270; -490; 270; -27; 2]$, où Δh correspond au pas spatial du maillage (m). Le système d'équation 3.7 décrit l'expression des termes forces au niveau de l'interface dans la partition 1 ($f^n_{\text{int}_{1/2}}$) et ceux dans la partition 2 ($f^n_{\text{int}_{2/1}}$). Les coefficients du terme s correspondent aux coefficients des différences finies

centrées pour des dérivées du second ordre avec une précision d'ordre six. En effet, le fait d'utiliser les différences finies pour calculer la transmission des ondes sonores engendre un terme de troncature (cf. équations 3.9 et 3.10). Ce terme traduit l'approximation faite par la méthode par différences finies. Par conséquent, la transmission de l'onde n'est pas parfaite, c'est pour cela qu'en utilisant une précision d'ordre six pour le système d'équations 3.7, il est possible de minimiser cette erreur. De plus, comme le montre le système 3.7, le terme force est appliqué sur les trois points voisins de l'interface dans chaque partition (x_0, x_1 et x_2 dans la partition 2 et x_{-1}, x_{-2}, x_{-3} dans la partition 1) afin de minimiser encore plus cette erreur. Néanmoins, il semble tout de même intéressant de savoir quelle est l'importance de cette erreur dans la simulation afin de savoir si elle peut être raisonnablement négligée.

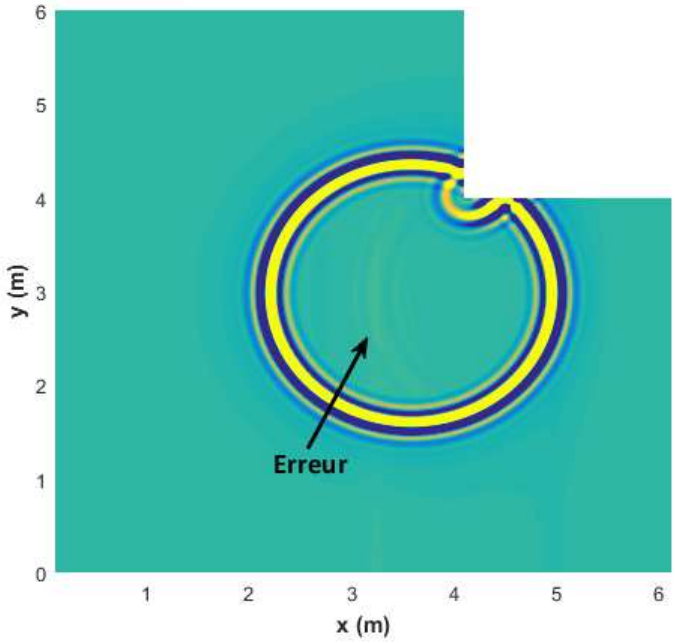


FIGURE 3.5 – Transmission d'une onde sonore entre deux partitions 2D de tailles différentes.

Dans le but d'illustrer l'erreur de transmission, la Figure 3.5 représente le cas de deux partitions rectangulaires en deux dimensions spatiales. Une impulsion sonore, constituée d'un pic filtré et fenêtré, est émise dans la partition 1 située à gauche et transmise dans la partition 2 située à droite (même configuration que la Figure 3.2). Lors de la transmission de l'onde sonore dans la partition 2, une partie de l'onde réfléchie n'a pas été annulée complètement et se propage dans la partition 1 (visible au niveau de la

flèche). En effet, le calcul de l'onde incidente étant une approximation, l'onde réfléchie par l'interface et l'onde émise par la source à la frontière ne sont pas rigoureusement identiques. Par conséquent, l'annulation de l'onde n'est pas parfaite. La Figure 3.5 illustre aussi la diffusion engendrée par la réflexion sur le coin droit formé par liaison entre les deux partitions. L'erreur est également visible sur la Figure 3.6 qui montre une vue en coupe de la propagation le long de l'axe x.

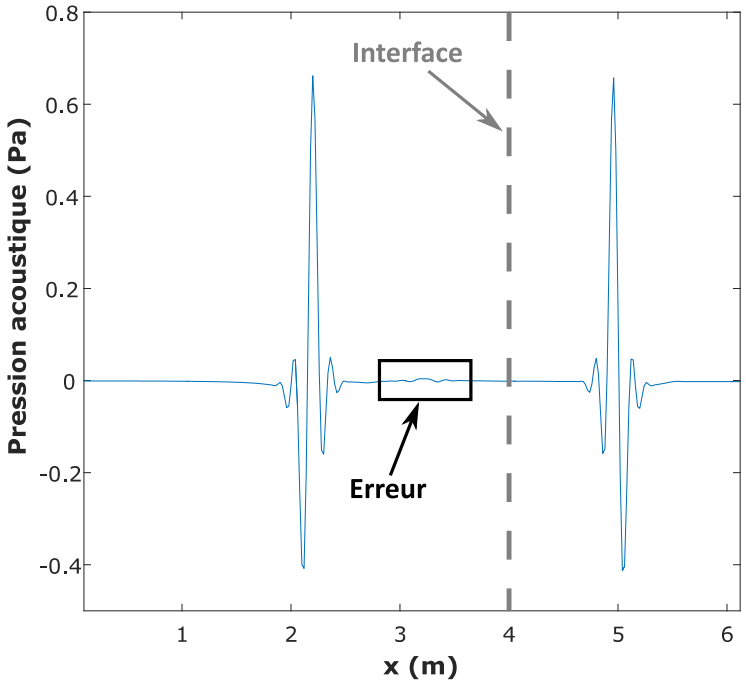


FIGURE 3.6 – Transmission d'une onde sonore entre deux partitions 2D de tailles différentes (vue en coupe selon l'axe x, pour $y = 2$ m).

La Figure 3.6 représente la propagation de l'impulsion sonore de la Figure 3.5 au même instant. Cette figure montre donc les deux pics se propageant selon les x positifs et les x négatifs ainsi que l'erreur issue de la réflexion (partie encadrée en noir). Cette erreur est très minime et, afin de la quantifier, nous comparons l'intensité maximale de l'onde à celle de l'onde se propageant selon les x négatifs (pic à gauche sur la Figure 3.6). En termes d'intensité acoustique, l'erreur correspond à environ 0.003 % de l'intensité de l'onde de référence.

TABLE 3.1 – Niveau d'intensité relatif de l'erreur par rapport au niveau de l'onde de référence en fonction de la fréquence.

Fréquence (Hz)	Erreur estimée à l'interface (dB)
250	-37
500	-38
750	-39
1000	-39
2000	-41

Le Tableau 3.1 présente le niveau d'intensité relatif de l'erreur pour différentes fréquences. Cette erreur est globalement constante en fréquence mais tend, tout de même, à diminuer légèrement en hautes fréquences. Compte tenu des valeurs présentées dans le Tableau 3.1, l'erreur due à la transmission à l'interface reste très faible par rapport à l'intensité de référence et peut ainsi être raisonnablement négligée.

Hormis l'erreur due au calcul par différences finies aux frontières, la décomposition rectangulaire est un des avantages majeurs de la méthode. En effet, pour chaque itération temporelle, le calcul du terme $\tilde{p}^{n+1}$ dans chaque partition peut être effectué indépendamment. Une parallélisation de ce calcul peut donc être effectuée afin d'optimiser le temps de calcul de cette étape de l'itération. Mehra et al. [91, 92] ont ainsi optimisé cette méthode en appliquant une parallélisation du calcul par processeur graphique (ou GPU pour *Graphics Processing Unit*). Cette méthode permet de diviser le temps de calcul jusqu'à un facteur 25 en comparaison avec une méthode par différences finies classique. L'utilisation de cette parallélisation a notamment permis à Mehra et al. [93] d'adapter la méthode ARD à un environnement urbain, pour étudier la propagation sonore en extérieur. Par la suite, Morales et al. [94, 95] ont souhaité eux aussi améliorer le processus calculatoire en effectuant la parallélisation à l'aide d'une baie de processeurs (ou cluster en anglais). Cette parallélisation permet d'avoir accès à beaucoup plus de processeurs en parallèles et ainsi de simuler la propagation sonore à des fréquences beaucoup plus hautes qu'avec une méthode FDTD standard ou même avec la méthode de parallélisation de Mehra et al.

3.1.4 Discussion sur la méthode ARD et la prise en compte de caractéristiques géométriques et acoustiques des parois

La méthode de décomposition rectangulaire adaptative présente de nombreux avantages notamment en termes de simplicité d'implémentation, de précision des résultats et de temps de simulation.

Le désavantage majeur de cette méthode, pour l'étude développée ici, est la prise en compte des caractéristiques absorbantes et géométriques des parois délimitant le domaine de propagation. En effet, l'état de l'art de cette méthode permet de considérer seulement des parois planes possédant un coefficient d'absorption acoustique constant en fréquence. Morales et al. [95] précisent que l'impédance des parois dans la méthode ARD est indépendante de la fréquence. Cela nécessite d'effectuer une simulation pour chaque bande de fréquence que l'on souhaite étudier.

L'intérêt de ce chapitre est d'intégrer à la méthode ARD un moyen de simuler des parois pouvant posséder un relief géométrique avec un coefficient d'absorption acoustique variable en fréquence afin de correspondre au mieux au comportement acoustique des parois qu'il est possible de rencontrer dans des locaux réels.

3.2 Simulation numérique de la diffusion acoustique par des parois à relief géométrique

Dans le but de pallier à la limitation de la méthode ARD concernant la prise en compte précise des frontières délimitant le domaine de propagation, il est indispensable de répondre à deux objectifs. Tout d'abord, il est nécessaire de trouver une méthode précise de simulation de frontières complexes (irrégularités géométriques et variation de l'impédance en fréquence). Ensuite, cette méthode doit être intégrée à la méthode ARD sans en brider les avantages.

La section 3.1.3 a permis de montrer que l'utilisation de la méthode par différences finies peut être intégrée dans la méthode ARD pour simuler la transmission des ondes entre deux partitions voisines. Ainsi, nous allons détailler comment cette méthode peut permettre une prise en compte précise des parois complexes et surtout, comment cette simulation peut être intégrée à la méthode ARD.

3.2.1 Principe général de la méthode des différences finies dans le domaine temporel

La méthode de calcul par différentes finies dans le domaine temporel s'effectue, à l'instar de la méthode ARD, sur un maillage rectiligne uniforme. La discrétisation est d'une part, spatiale avec un pas spatial Δh égal dans les trois directions de l'espace et, d'autre part, temporelle avec un pas temporel Δt. Ces deux pas sont reliés par la condition de Courant-Friedrichs-Lewy (CFL) [96] exprimée :

$$\lambda_C = \frac{c\Delta t}{\Delta h} \leq \frac{1}{\sqrt{D}}, \tag{3.8}$$

avec λ_C, le nombre de Courant et D le nombre de dimensions spatiales étudiées. L'équation 3.8 définit ainsi la finesse spatiale du maillage, la fréquence d'échantillonnage f_e et donc la fréquence maximale simulable $f_{\max}$. Cette équation définit aussi une valeur limite au rapport entre ces deux paramètres de discrétisation.

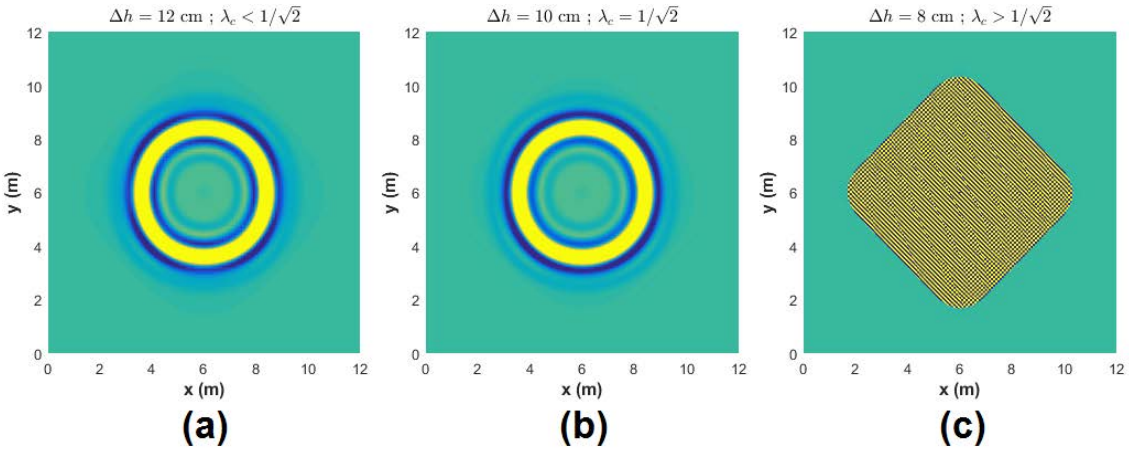


FIGURE 3.7 – Simulation de la propagation d'une impulsion dans un espace 2D pour différentes valeurs de λ_C.

L'équation 3.8 définit une condition de stabilité. En effet la valeur limite du nombre de Courant λ_C, implique que si cette dernière est dépassée, le modèle devient instable. La Figure 3.7 illustre une onde sonore se propageant dans un domaine en deux dimensions. La discrétisation temporelle est fixe dans les trois cas : $\Delta t = 2,06.10^{-4}$ s. Cependant, le pas spatial Δh est différent dans les trois cas avec respectivement 12, 10 et 8 cm donnant trois valeurs du nombre de Courant. Pour les Figures 3.7(a) et 3.7(b), la valeur de λ_C est, respectivement inférieure puis égale à la valeur limite $\frac{1}{\sqrt{2}}$. Dans le cas de la Figure 3.7(c),

le nombre de Courant dépasse cette valeur limite ce qui crée une instabilité du modèle numérique (représentée ici par une oscillation dont l'amplitude croît exponentiellement). Par conséquent, il sera indispensable de respecter scrupuleusement cette condition afin de pouvoir utiliser la méthode FDTD, surtout lorsque celle-ci sera intégrée à la méthode ARD.

La seconde étape de cette méthode consiste à choisir une structure de calcul itératif. Dans cette étude, la structure utilisée est le Standard LeapFrog (SLF). Cette structure consiste à exprimer la pression acoustique en un point maillage en fonction de la pression des six points voisins en $\pm\Delta x$, $\pm\Delta y$ et $\pm\Delta z$.

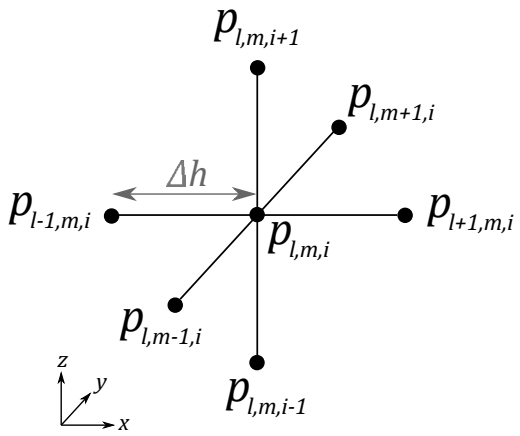


FIGURE 3.8 – Structure SLF utilisée pour le calcul itératif en 3D.

La structure SLF, illustrée en Figure 3.8, illustre les points du maillage nécessaires pour exprimer la pression $p_{l,m,i}$ aux coordonnées $(l\Delta h; m\Delta h; i\Delta h)$ avec $[l, m, i] \in \mathbb{N}$. Pour des soucis de lisibilité, ces coordonnées sont abrégées par la suite en $(l; m; i)$. Cette structure a été choisie notamment pour sa simplicité d'implémentation et le fait qu'elle est adaptée aux reliefs géométriques que l'on souhaite étudier (reliefs rectangulaires).

Afin d'exprimer la pression acoustique $p_{l,m,i}$ il faut tout d'abord partir de l'équation d'onde 1.8 et approximer les dérivées partielles du second ordre par des approximations par différences finies centrées. Cette approximation s'effectue à l'aide de la série de Taylor dont la forme générale peut s'exprimer ainsi :

$$p\left(x + \Delta x\right) = \sum_{k=0}^{n_d} \frac{\Delta x^k}{k!} p^{(k)}\left(x\right) + O\left(\Delta x^{n_d}\right) , \tag{3.9}$$

avec $p^{(k)}\left(x\right)$ la dérivée partielle d'ordre k de p selon x et $O\left(\Delta x^{n_d}\right)$ le reste de la série de Taylor, appelée par la suite « erreur de troncature ». L'erreur de troncature O est une fonction dépendante de Δx^{n_d} et qui tend vers 0 quand Δx^{n_d} tend vers 0. Pour

approximer par différences finies centrées les dérivées partielles d'ordre 2 de l'équation 1.8, nous exprimons tout d'abord la dérivée partielle d'ordre 1 de p selon x en fonction de $p\left(x+\Delta x\right)$ et de $p\left(x-\Delta x\right)$:

$$\begin{cases} \dfrac{\partial p}{\partial x} = \dfrac{p\left(x+\Delta x\right)-p\left(x\right)}{\Delta x} + O\left(\Delta x\right) \\ \dfrac{\partial p}{\partial x} = \dfrac{p\left(x\right)-p\left(x-\Delta x\right)}{\Delta x} + O\left(\Delta x\right) \end{cases} . \tag{3.10}$$

Nous combinons ensuite les deux équations du système 3.10 :

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \frac{p\left(x+\Delta x\right)-p\left(x-\Delta x\right)}{2\Delta x} + O\left(\Delta x^2\right) . \tag{3.11}$$

L'équation 3.11 représente l'approximation par différences finies centrées de la dérivée partielle d'ordre 1 de p selon x. Maintenant, nous cherchons à exprimer la dérivée partielle d'ordre 2. Dans ce cas, l'équation 3.9 nous donne :

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} = 2\left(\frac{p\left(x+\Delta x\right)-p\left(x\right)}{\Delta x^2} - \frac{1}{\Delta x}\frac{\partial p}{\partial x}\right) + O\left(\Delta x^2\right) . \tag{3.12}$$

En remplaçant la dérivée partielle $\frac{\partial p}{\partial x}$ par son expression donnée par l'équation 3.11 dans l'équation 3.12, nous obtenons :

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} = \frac{p\left(x+\Delta x\right)-2p\left(x\right)+p\left(x-\Delta x\right)}{\Delta x^2} + O\left(\Delta x^2\right) . \tag{3.13}$$

L'expression de l'approximation par différences finies centrées données par l'équation 3.13 est appliquée aux dérivées partielles d'ordre 2 de l'équation d'onde 1.8, ce qui nous donne le système d'équations suivant :

$$\begin{cases} \dfrac{\partial^2 p}{\partial t^2} = \dfrac{p^{n+1}_{l,m,i}-2p^{n}_{l,m,i}+p^{n-1}_{l,m,i}}{\Delta t^2} + O\left(\Delta t^2\right) \\ \dfrac{\partial^2 p}{\partial x^2} = \dfrac{p^{n}_{l+1,m,i}-2p^{n}_{l,m,i}+p^{n}_{l-1,m,i}}{\Delta h^2} + O\left(\Delta h^2\right) \\ \dfrac{\partial^2 p}{\partial y^2} = \dfrac{p^{n}_{l,m+1,i}-2p^{n}_{l,m,i}+p^{n}_{l,m-1,i}}{\Delta h^2} + O\left(\Delta h^2\right) \\ \dfrac{\partial^2 p}{\partial z^2} = \dfrac{p^{n}_{l,m,i+1}-2p^{n}_{l,m,i}+p^{n}_{l,m,i-1}}{\Delta h^2} + O\left(\Delta h^2\right) \end{cases} . \tag{3.14}$$

Pour la première équation du système 3.14, cette erreur varie proportionnelle-

ment à Δt^2. Pour les trois équations suivantes, l'erreur varie proportionnellement à Δh^2. Ainsi, réduire le pas de discrétisation spatial et temporel permet de réduire cette erreur, néanmoins, cela augmente le temps de calcul (nœuds de maillage plus nombreux et augmentation du nombre d'itérations temporelles).

A partir du système d'équations 3.14 Kowalczyk et van Walstijn [97, 98] expriment la pression acoustique au point de coordonnées $(l; m; i)$ et au temps $n+1$ ainsi :

$$\begin{aligned} p_{l,m,i}^{n+1} = \lambda_C^2 \left(p_{l+1,m,i}^n + p_{l-1,m,i}^n + p_{l,m+1,i}^n + p_{l,m-1,i}^n + p_{l,m,i+1}^n + p_{l,m,i-1}^n \right) \\ +2\left(1 - 3\lambda_C^2\right) p_{l,m,i}^n - p_{l,m,i}^{n-1} \end{aligned} \quad . \tag{3.15}$$

L'équation 3.15 régit le calcul itératif de l'évolution du champ de pression sur l'intégralité du maillage avec la structure SLF.

3.2.2 Erreur numérique de la structure SLF

Le choix de la structure induit une limitation de la fréquence maximale simulable $f_{\max}$. En effet, pour un même maillage, plus la fréquence simulée est haute plus l'erreur numérique induite par la méthode FDTD est grande. Le choix de cette fréquence maximale doit donc être effectué de telle façon à simuler la plus large bande fréquentielle possible, tout en conservant une erreur numérique faible.

Concrètement cette erreur se représente sous la forme d'une dispersion numérique. Comme il a été expliqué dans le chapitre 1 de cette thèse, dans un milieu dispersif, la vitesse de phase n'est pas constante en fréquence et peut donc être différente de la vitesse de groupe. Cependant, la dispersion ici n'est pas créée par les caractéristiques du milieu de propagation. Elle est créée numériquement par l'erreur de troncature de l'approximation par différences finies (terme O du système 3.14).

Pour estimer l'erreur numérique avec la structure SLF, nous émettons une impulsion filtrée avec un filtre passe-bas ayant comme fréquence de coupure la fréquence maximale $f_{\max}$. Cette impulsion est émise dans un domaine en 3D et la propagation est calculée avec la structure SLF.

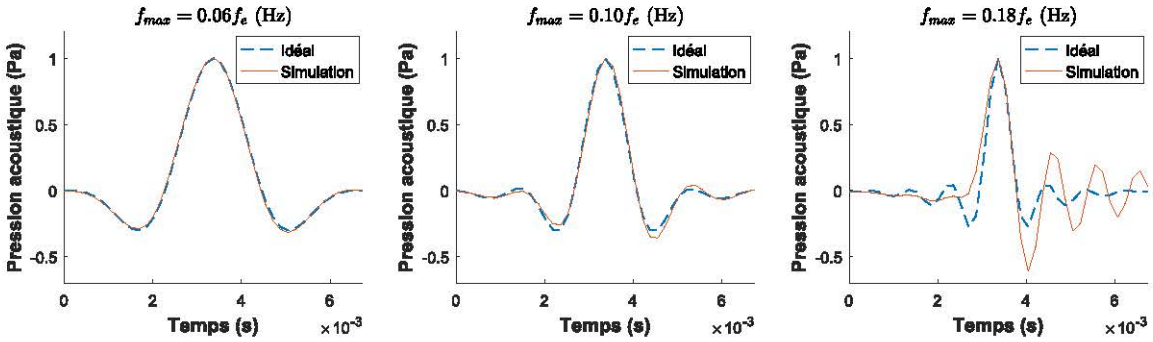


FIGURE 3.9 – Dispersion numérique simulée avec la structure SLF pour différentes bandes de fréquences simulées.

La Figure 3.9 illustre une impulsion simulée avec une structure SLF 3D. La fréquence maximale normalisée ($f_{\max}/f_e$) de l'impulsion est différente dans les trois cas. Les courbes orange (trait plein) montrent l'impulsion captée en un point de réception, après huit mètres de propagation en trajet direct (source-récepteur). Les courbes bleues (trait discontinu) représentent l'impulsion captée idéalement par le récepteur, c'est-à-dire sans erreur et donc sans dispersion numérique. La Figure 3.9 montre que plus la fréquence maximale normalisée émise est haute plus la dispersion est importante. Par conséquent, il est nécessaire d'estimer cette erreur et de déterminer une valeur limite de fréquence maximale normalisée pour laquelle la dispersion reste négligeable.

L'erreur est estimée en chaque point de réception en calculant l'erreur absolue moyenne en pourcentage (abrégée en MAPE pour *Mean Absolute Percentage Error*) qui s'exprime comme suit :

$$\text{MAPE} = \frac{100}{N_b} \sum_{i=1}^{N_b} \left| \frac{p_{\text{simulée}} - p_{\text{idéale}}}{p_{\text{simulée}}} \right| , \tag{3.16}$$

avec $p_{\text{simulée}}$ la pression acoustique simulée, captée en un point de réception, $p_{\text{idéale}}$ la pression de l'impulsion idéale et N_b le nombre de points des deux signaux. Avec la MAPE calculée en chaque point de réception, nous en obtenons la valeur moyenne.

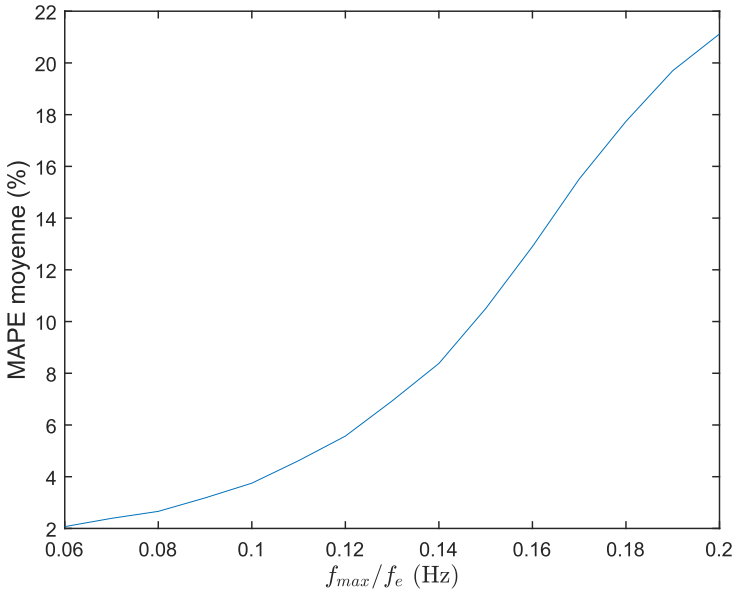


FIGURE 3.10 – Erreur numérique de la méthode FDTD pour une structure SLF 3D en fonction de la fréquence maximale normalisée.

La Figure 3.10 montre que la MAPE moyenne reste faible (3.75 %) pour une fréquence maximale normalisée égale à 0,1. En dessous de cette fréquence, l'erreur numérique est encore moindre. Cependant, au-delà de cette valeur, l'erreur numérique croît rapidement, jusqu'à atteindre plus de 20 %. Par conséquent, la limite de $0,1 f_e$ pour cette structure semble raisonnable.

Kowalczyk et van Walstijn [99, 100] ont dressé une liste comparative des différentes structures de calcul itératif couramment utilisées : SLF, Octahedral, Interpolated Wide-Band (IWB), etc.... Chacune de ces structures considère un nombre différent de nœuds voisins dans le calcul (allant de 6 pour la SLF jusqu'à 26 pour l'IWB). Kowalczyk et van Walstijn montrent que, globalement, plus le nombre de nœuds voisins pris en compte dans le calcul est important plus la fréquence maximale simulable est haute et moins l'erreur numérique est importante.

3.2.3 Calcul aux frontières du domaine

La section 3.2.2 a détaillé la technique de simulation de la propagation sonore dans un domaine en trois dimensions spatiales. L'équation 3.15 permet de calculer le champ de pression dans tout le maillage, sous réserve de connaitre la pression aux six points voisins. Néanmoins, dans le cas de l'étude de la simulation de la propagation sonore en milieu confiné, le domaine est délimité par des obstacles et des frontières. Les limites

empêchent de connaitre la pression en certains points se trouvant en dehors du domaine d'études. Ces points sont nommés des « points fantômes ».

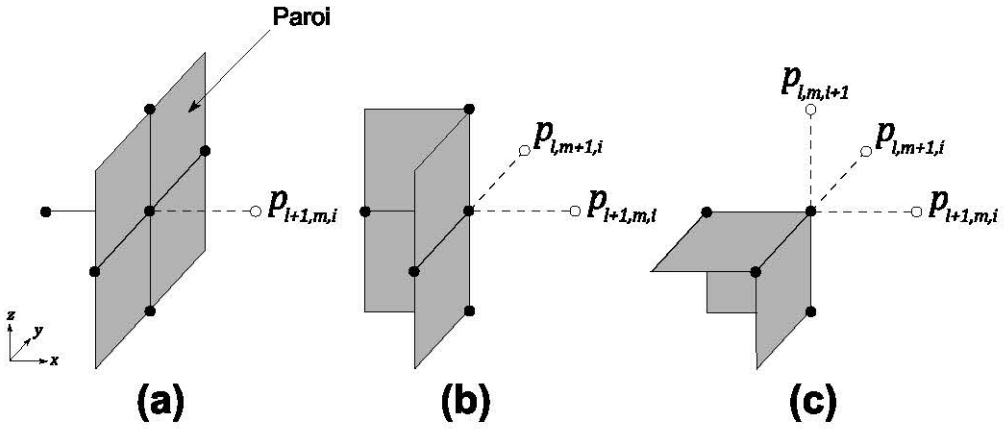


FIGURE 3.11 – Limites du domaine avec la structure SLF. (a) paroi plane, (b) angle droit, (c) coin sortant.

La Figure 3.11 illustre les trois différentes formes de relief géométrique qu'il est possible de prendre en compte avec le maillage rectiligne uniforme et la structure SLF. Les points noirs représentent les nœuds du maillage se trouvant dans le domaine d'étude et dont on connait la valeur de pression acoustique associée. Les points blancs sont les « points fantômes » qui se trouvent en dehors du domaine d'étude à cause de la présence d'une paroi. Ces points étant situés au-delà de la paroi, leur valeur de pression acoustique n'est pas connue, par conséquent, l'équation 3.15 n'est plus applicable telle quelle. L'équation 3.15 doit désormais prendre en compte la présence de la paroi ainsi que ses caractéristiques acoustiques. Pour ce faire, il faut exprimer la pression aux points fantômes en fonction de la pression acoustique des points situés dans le domaine et de l'impédance acoustique spécifique de la paroi.

Dans le chapitre 1, l'équation 1.10 exprime la relation reliant l'impédance acoustique, la pression acoustique et la vitesse particulaire. En effectuant une dérivée partielle par rapport au temps, nous obtenons l'équation suivante :

$$\frac{\partial p}{\partial t} = Z_p \frac{\partial v_n}{\partial t} \,. \tag{3.17}$$

En connaissant l'équation d'Euler 1.5 ainsi que l'expression de l'impédance acoustique spécifique réduite de la paroi avec l'équation 1.12, nous obtenons :

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -c\xi_p \frac{\partial p}{\partial x} \,. \tag{3.18}$$

Nous considérons pour l'instant le cas d'une paroi plane perpendiculaire à l'axe x, comme illustré sur la Figure 3.11(a). L'expression de l'approximation par différences finies centrées des dérivées partielles d'ordre 1 de l'équation 3.18 est donnée par l'équation 3.11 :

$$\begin{cases} \dfrac{\partial p}{\partial t} = \dfrac{p_{l,m,i}^{n+1} - p_{l,m,i}^{n-1}}{2\Delta t} + O\left(\Delta t^2\right) \\ \\ \dfrac{\partial p}{\partial x} = \dfrac{p_{l+1,m,i}^{n} - p_{l-1,m,i}^{n}}{2\Delta x} + O\left(\Delta x^2\right) \end{cases} . \tag{3.19}$$

A l'aide de l'équation 3.18 et du système 3.19, il est possible d'exprimer la pression acoustique au point fantôme $p_{l+1,m,i}^{n}$ situé au-delà du domaine (après la paroi plane) en fonction de la pression acoustique des nœuds situés dans le domaine :

$$p_{l+1,m,i}^{n} = p_{l-1,m,i}^{n} + \frac{1}{\lambda_C \xi_{p_x}} \left(p_{l,m,i}^{n-1} - p_{l,m,i}^{n+1} \right) . \tag{3.20}$$

avec ξ_{p_x} l'impédance spécifique réduite de la paroi perpendiculaire à l'axe x. En remplaçant le terme $p_{l+1,m,i}^{n}$ dans l'équation 3.15 par son expression donnée par l'équation 3.20, nous obtenons :

$$\begin{aligned} p_{l,m,i}^{n+1} = & \frac{\lambda_C^2 \left(2p_{l-1,m,i}^{n} + p_{l,m+1,i}^{n} + p_{l,m-1,i}^{n} + p_{l,m,i+1}^{n} + p_{l,m,i-1}^{n} \right)}{\left(1 + \dfrac{\lambda_C}{\xi_{p_x}} \right)} \\ & + \frac{2\left(1 - 3\lambda_C^2\right) p_{l,m,i}^{n} + \left(\dfrac{\lambda_C}{\xi_{p_x}} - 1 \right) p_{l,m,i}^{n-1}}{\left(1 + \dfrac{\lambda_C}{\xi_{p_x}} \right)} \end{aligned} . \tag{3.21}$$

L'équation 3.21 est la condition à appliquer aux frontières du domaine dans le cas d'une paroi plane perpendiculaire à l'axe x. De la même manière, la pression acoustique pour un nœud de maillage situé dans un angle droit (Figure 3.11(b)) s'exprime :

$$p_{l,m,i}^{n+1} = \frac{\lambda_C^2 \left(2p_{l-1,m,i}^n + 2p_{l,m-1,i}^n + p_{l,m,i+1}^n + p_{l,m,i-1}^n\right)}{\left(1 + \frac{\lambda_C}{\xi_{p_x}} + \frac{\lambda_C}{\xi_{p_y}}\right)} + \frac{2\left(1 - 3\lambda_C^2\right) p_{l,m,i}^n + \left(\frac{\lambda_C}{\xi_{p_x}} + \frac{\lambda_C}{\xi_{p_y}} - 1\right) p_{l,m,i}^{n-1}}{\left(1 + \frac{\lambda_C}{\xi_{p_x}} + \frac{\lambda_C}{\xi_{p_y}}\right)} \quad , \tag{3.22}$$

avec ξ_{p_y} l'impédance acoustique spécifique réduite de la paroi perpendiculaire à l'axe y. Enfin, dans le cas d'un coin sortant, illustré par la Figure 3.11(c), la pression acoustique devient :

$$p_{l,m,i}^{n+1} = \frac{\lambda_C^2 \left(2p_{l-1,m,i}^n + 2p_{l,m-1,i}^n + 2p_{l,m,i-1}^n\right)}{\left(1 + \frac{\lambda_C}{\xi_{p_x}} + \frac{\lambda_C}{\xi_{p_y}} + \frac{\lambda_C}{\xi_{p_z}}\right)} + \frac{2\left(1 - 3\lambda_C^2\right) p_{l,m,i}^n + \left(\frac{\lambda_C}{\xi_{p_x}} + \frac{\lambda_C}{\xi_{p_y}} + \frac{\lambda_C}{\xi_{p_z}} - 1\right) p_{l,m,i}^{n-1}}{\left(1 + \frac{\lambda_C}{\xi_{p_x}} + \frac{\lambda_C}{\xi_{p_y}} + \frac{\lambda_C}{\xi_{p_z}}\right)} \quad , \tag{3.23}$$

avec ξ_{p_z} l'impédance acoustique spécifique réduite de la paroi perpendiculaire à l'axe z. Les équations 3.21, 3.22 et 3.23 permettent de traiter toutes les configurations de relief géométrique qu'il est possible de rencontrer avec la structure SLF. Cependant, les impédances spécifiques réduites ξ_{p_x}, ξ_{p_y} et ξ_{p_z} sont des constantes. Par conséquent elles ne dépendent pas de la fréquence et ne peuvent pas représenter précisément une paroi réelle.

3.2.4 Filtre d'impédance numérique pour la prise en compte de parois complexes

Huopaniemi et al. [101] repris plus tard par Kowalczyk et van Walstijn [102, 103] proposent une manière d'implémenter une impédance acoustique spécifique réduite dépendante de la fréquence dans les équations de calcul aux frontières 3.21, 3.22 et 3.23. Pour ce faire, ils proposent l'utilisation d'un filtre d'impédance numérique (abrégé par la suite en DIF pour *Digital Impedance Filter*). Cela consiste à considérer la paroi comme

un filtre numérique dont la réponse en fréquence traduit la réponse en fréquence de la paroi rencontrée. La forme générale du filtre d'impédance numérique $\xi_p(z)$ d'ordre N_f s'exprime comme suit :

$$\xi_p(z) = \frac{b_{0_\xi} + b_{1_\xi} z^{-1} + \ldots + b_{N_{f_\xi}} z^{-N_f}}{a_{0_\xi} + a_{1_\xi} z^{-1} + \ldots + a_{N_{f_\xi}} z^{-N_f}} = \frac{b_{0_\xi} + B_\xi(z)}{a_{0_\xi} + A_\xi(z)}, \tag{3.24}$$

avec $b_{0_\xi} + B_\xi(z)$ et $a_{0_\xi} + A_\xi(z)$ les coefficients du DIF. $\xi_p(z)$ représente la fonction de transfert entre ces coefficients. Cette fonction de transfert est exprimée dans le domaine fréquentiel, c'est pourquoi l'équation 3.24 présente la transformée en Z de l'impédance spécifique réduite où les termes $B_\xi(z)$ et $A_\xi(z)$ sont :

$$\begin{cases} B_\xi(z) = \sum_{i=1}^{N_f} b_{i_\xi} z^{-1} \\ \\ A_\xi(z) = \sum_{i=1}^{N_f} a_{i_\xi} z^{-1} \end{cases}. \tag{3.25}$$

Le filtre d'impédance numérique définit par l'équation 3.24 est un filtre à réponse impulsionnelle infinie (filtre IIR pour *Infinite Impulse Response*). La réponse impulsionnelle de ce filtre ne s'annule jamais définitivement mais converge généralement vers 0 à l'infini. Le filtre IIR est aussi défini comme récursif, cela signifie que le terme en sortie du filtrage dépend à la fois du terme en entrée et du terme en sortie.

Pour intégrer le DIF aux équations des conditions aux limites de la section 3.2.3, il est nécessaire de repartir de la condition aux limites 3.20 et d'en effectuer la transformée en Z. Tout d'abord, la transformée en Z de la pression acoustique $p^n_{l,m,i}$ notée :

$$P^n_{l,m,i}(z) = Z\left\{p^n_{l,m,i}\right\} = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} p^n_{l,m,i} z^{-i}. \tag{3.26}$$

Parmi les propriétés de la transformée en Z, Bourlès [104] décrit que le décalage temporel d'un signal ($n \pm \Delta t$, par exemple) permet d'écrire les relations suivantes :

$$\begin{cases} Z\left\{p^{n+1}_{l,m,i}\right\} = z P^n_{l,m,i}(z) \\ \\ Z\left\{p^{n-1}_{l,m,i}\right\} = z^{-1} P^n_{l,m,i}(z) \end{cases}. \tag{3.27}$$

En effectuant la transformée en Z de l'équation 3.20 nous obtenons :

$$P^n_{l+1,m,i}(z) = P^n_{l-1,m,i}(z) + \frac{1}{\lambda_C \xi_p(z)} \left(P^{n-1}_{l,m,i}(z) - P^{n+1}_{l,m,i}(z) \right) . \tag{3.28}$$

Les relations du système 3.27 permettent de réécrire la condition limite 3.28 de la manière suivante :

$$\left(z - z^{-1} \right) P^n_{l,m,i}(z) = -\lambda_C \xi_p(z) \left(P^n_{l+1,m,i}(z) - P^n_{l-1,m,i}(z) \right) = \lambda_C Y(z) . \tag{3.29}$$

Nous posons donc :

$$\begin{cases} Y(z) = \dfrac{b_{0_\xi} + B_\xi(z)}{a_{0_\xi} + A_\xi(z)} \left(P^n_{l-1,m,i}(z) - P^n_{l+1,m,i}(z) \right) \\ \\ X(z) = \left(P^n_{l-1,m,i}(z) - P^n_{l+1,m,i}(z) \right) \end{cases} , \tag{3.30}$$

et

$$Y(z) = \xi_p(z) X(z) . \tag{3.31}$$

L'équation 3.31 correspond à une relation entrée-sortie entre $X(z)$ et $Y(z)$, où $\xi_p(z)$ représente la fonction de transfert entre les deux. En posant $G^n_{l,m,i}(z) = B_\xi(z) X(z) - A_\xi(z) Y(z)$, Kowalczyk et van Walstijn réécrivent l'équation 3.31 ainsi :

$$Y(z) = \frac{b_{0_\xi}}{a_{0_\xi}} X(z) + \frac{G^n_{l,m,i}(z)}{a_{0_\xi}} . \tag{3.32}$$

L'équation 3.29 peut ainsi être réécrite sous la forme :

$$P^n_{l+1,m,i}(z) = P^n_{l-1,m,i}(z) + \frac{a_{0_\xi}}{\lambda_C b_{0_\xi}} \left(z^{-1} - z \right) + P^n_{l,m,i}(z) + \frac{G^n_{l,m,i}(z)}{b_{0_\xi}} . \tag{3.33}$$

En effectuant une transformée en Z inverse de l'équation 3.33, nous obtenons finalement :

$$p^n_{l+1,m,i} = p^n_{l-1,m,i} + \frac{a_{0_\xi}}{\lambda_C b_{0_\xi}} \left(p^{n-1}_{l,m,i} - p^{n+1}_{l,m,i} \right) + \frac{g^n_{l,m,i}}{b_{0_\xi}} . \tag{3.34}$$

avec $g^n_{l,m,i}$ la transformée en Z inverse de la variable $G^n_{l,m,i}(z)$. L'équation 3.34 correspond à la condition 3.20 dans laquelle le filtre d'impédance numérique a été introduit. Par conséquent, en remplaçant le terme $p^n_{l+1,m,i}$ dans l'équation 3.15 par son expression donnée par l'équation 3.34, qui prend en compte l'impédance dépendante de

la fréquence, nous obtenons :

$$\begin{aligned} p_{l,m,i}^{n+1} = r_{l,m,i} \left(2p_{l-1,m,i}^{n} + p_{l,m+1,i}^{n} + p_{l,m-1,i}^{n} + p_{l,m,i+1}^{n} + p_{l,m,i-1}^{n} + \frac{g_{l,m,i}^{n}}{b_{0_\xi}} \right) \\ +2r_{l,m,i} \left(\frac{1}{\lambda_C^2} - 3 \right) p_{l,m,i}^{n} + \left(1 - \frac{2r_{l,m,i}}{\lambda_C^2} \right) p_{l,m,i}^{n-1} \end{aligned} \quad . \quad (3.35)$$

L'équation 3.35 représente l'expression de la pression acoustique en un nœud du maillage situé sur une paroi plane perpendiculaire à l'axe x. La paroi est définie par un filtre d'impédance numérique traduisant l'évolution fréquentielle des caractéristiques acoustiques de la paroi. Cette équation dépend des variables suivantes :

$$\begin{cases} g_{l,m,i}^{n} = \sum_{k=1}^{N_f} \left(b_{k_\xi} x_{l,m,i}^{n-k} - a_{k_\xi} y_{l,m,i}^{n-k} \right) \\ r_{l,m,i} = \dfrac{\lambda_C^2 b_{0_\xi}}{b_{0_\xi} + \lambda_C a_{0_\xi}} \\ x_{l,m,i}^{n} = \dfrac{a_{0_\xi}}{\lambda_C b_{0_\xi}} \left(p_{l,m,i}^{n+1} - p_{l,m,i}^{n-1} \right) - \dfrac{g_{l,m,i}^{n}}{b_{0_\xi}} \\ y_{l,m,i}^{n} = \dfrac{1}{a_{0_\xi}} \left(b_{0_\xi} x_{l,m,i}^{n} + g_{l,m,i}^{n} \right) \end{cases} . \quad (3.36)$$

Les quatre variables décrites par le système 3.36 sont dépendantes des coordonnées $(l; m; i)$ car, pour une même paroi, les caractéristiques acoustiques peuvent varier dans l'espace. En effet, l'équation 3.35 permet de prendre en compte des parois dont l'impédance n'est pas homogène sur l'intégralité de sa surface. De la même façon, dans le cas du nœud de maillage situé dans un angle droit, nous obtenons :

$$\begin{aligned} p_{l,m,i}^{n+1} = \Bigg[\lambda_C^2 \left(2p_{l-1,m,i}^{n} + 2p_{l,m-1,i}^{n} + p_{l,m,i+1}^{n} + p_{l,m,i-1}^{n} + \frac{g_{x_{l,m,i}}^{n}}{b_{0_{x_\xi}}} + \frac{g_{y_{l,m,i}}^{n}}{b_{0_{y_\xi}}} \right) \\ +2 \left(1 - 3\lambda_C^2 \right) p_{l,m,i}^{n} + \left(\frac{\lambda_C a_{0_{x_\xi}}}{b_{0_{x_\xi}}} + \frac{\lambda_C a_{0_{y_\xi}}}{b_{0_{y_\xi}}} - 1 \right) p_{l,m,i}^{n-1} \Bigg] \\ \left(1 + \frac{\lambda_C a_{0_{x_\xi}}}{b_{0_{x_\xi}}} + \frac{\lambda_C a_{0_{y_\xi}}}{b_{0_{y_\xi}}} \right)^{-1} \end{aligned} \quad . \quad (3.37)$$

Dans le cas d'un nœud de maillage situé sur un coin sortant, nous obtenons l'expression de la pression suivante :

$$p_{l,m,i}^{n+1} = \left[\lambda_C^2 \left(2p_{l-1,m,i}^n + 2p_{l,m-1,i}^n + 2p_{l,m,i-1}^n + \frac{g_{x_{l,m,i}}^n}{b_{0_{x_\xi}}} + \frac{g_{y_{l,m,i}}^n}{b_{0_{y_\xi}}} + \frac{g_{z_{l,m,i}}^n}{b_{0_{z_\xi}}}\right)\right.$$

$$\left. +2\left(1-3\lambda_C^2\right)p_{l,m,i}^n + \left(\frac{\lambda_C a_{0_{x_\xi}}}{b_{0_{x_\xi}}} + \frac{\lambda_C a_{0_{y_\xi}}}{b_{0_{y_\xi}}} + \frac{\lambda_C a_{0_{z_\xi}}}{b_{0_{z_\xi}}} - 1\right)p_{l,m,i}^{n-1}\right] \quad , \quad (3.38)$$

$$\left(1 + \frac{\lambda_C a_{0_{x_\xi}}}{b_{0_{x_\xi}}} + \frac{\lambda_C a_{0_{y_\xi}}}{b_{0_{y_\xi}}} + \frac{\lambda_C a_{0_{z_\xi}}}{b_{0_{z_\xi}}}\right)^{-1}$$

avec $g_{x_{l,m,i}}^n$, $a_{0_{x_\xi}}$ et $b_{0_{x_\xi}}$ correspondant respectivement à la variable g définie précédemment et aux coefficients du filtre de la paroi perpendiculaire à l'axe x. Pour les autres parois, la notation de l'indice change en fonction de la paroi considérée.

Les équations 3.35, 3.37 et 3.38 expriment la pression acoustique des différentes configurations de relief qu'il est possible de rencontrer avec une structure SLF 3D. Ces équations prennent aussi en compte une impédance acoustique spécifique réduite, dépendante de la fréquence, sous la forme d'un filtre d'impédance numérique.

3.2.5 Discussion sur la méthode FDTD

La méthode FDTD présente des avantages certains, tout d'abord en ce qui concerne la simplicité d'implémentation. L'utilisation de la structure SLF permet d'effectuer le calcul itératif de la propagation sonore en milieu confiné relativement simplement. Cette méthode permet de modéliser des salles de tailles moyennes sans nécessiter un temps de calcul et une mémoire trop importants. Ensuite, le grand avantage de cette méthode est l'utilisation de filtres d'impédances numériques développés notamment par Huopaniemi et al. ainsi que Kowalczyk et van Walstijn. En plus de pouvoir simuler du relief géométrique grâce aux différentes conditions aux limites, l'utilisation de filtres numériques permet de simuler des caractéristiques acoustiques variables en fonction de la fréquence.

La méthode FDTD présente néanmoins quelques inconvénients. L'erreur numérique induite par l'erreur de troncature due à l'utilisation d'approximations peut engendrer des résultats erronés. En effet, l'erreur s'accumulant à chaque itération de calcul, au bout d'un certain temps de propagation, cette erreur peut devenir significative dans le résultat obtenu. Plus la propagation de l'onde progresse, plus la dispersion numérique devient importante. De plus, le temps de calcul peut se révéler être assez important (plu-

sieurs heures) pour simuler des locaux de taille importante ou des fréquences élevées. Raghuvanshi et al. [88] ont notamment fait une étude comparative visant à montrer l'intérêt de la méthode ARD par rapport à la méthode FDTD standard en termes de temps de calcul.

3.3 Combinaison des méthodes ARD et FDTD dans le modèle numérique global

En 2017, Morales et al. [95] publient un article autour de la méthode ARD. Ils soulignent que la prise en compte de parois complexes caractérisées par une impédance dépendante de la fréquence reste encore un problème ouvert dans le cadre de la méthode ARD. L'intérêt dans notre modèle est donc de remédier à cette limitation en intégrant la méthode FDTD, et plus spécifiquement, les filtres numériques pour la prise en compte du comportement acoustique de ces parois. L'utilisation des conditions aux limites décrites précédemment permettront de simuler, à la fois du relief géométrique et des parois avec des propriétés acoustiques correspondant à celles que l'on retrouve en pratique.

3.3.1 Intégration de couches absorbantes parfaitement adaptées dans une partition

Pour pouvoir intégrer la méthode FDTD et les DIF dans le calcul itératif de la méthode ARD, il est tout d'abord nécessaire de s'affranchir de la condition aux limites imposée par l'équation 3.2. Cette équation implique que les parois délimitant le local sont planes, parallèles et parfaitement réfléchissantes. Nous avons pu voir précédemment que cette condition peut être (quasiment) entièrement annulée en utilisant plusieurs partitions. En effet, pour simuler des parois planes possédant un coefficient de réflexion constant en fréquence, Raghuvanshi et al. [88, 89] utilisent des partitions contenant des couches absorbantes aux frontières du domaine. Ainsi, l'onde rencontrant la paroi est réfléchie en fonction d'un coefficient de réflexion tandis que l'onde transmise est absorbée dans la partition contenant la couche absorbante. Afin de pouvoir intégrer des parois à relief à l'aide des DIF, la couche absorbante est implémentée directement au sein même de la partition.

Avant de développer plus en détail l'implémentation de la couche absorbante dans le modèle, il est nécessaire d'expliciter l'origine et le fonctionnement de ces couches absorbantes. Le principe des couches absorbantes parfaitement adaptées (PML) a été développé par Bérenger [105, 106] pour la modélisation de propagation d'ondes élec-

tromagnétiques dans un milieu de propagation non borné (c'est-à-dire en condition de champ libre).

L'intérêt des PML est de pouvoir créer des limites parfaitement absorbantes avec un nombre de points de maillage faible. Une PML doit ainsi répondre à deux principaux objectifs. Elle doit absorber les ondes rentrant dans la couche. Ainsi, elle est considérée comme un milieu dissipatif qui est donc caractérisé par un coefficient d'absorption acoustique. Cependant, la présence de ce coefficient d'absorption ne doit pas créer de rupture d'impédance à la frontière entre le milieu de propagation et la PML. En effet, pour que la transmission entre les deux milieux se fasse de manière idéale (sans réflexion à la frontière), l'impédance des deux côtés de la frontière doit être égale (adaptation d'impédance). Par conséquent, le coefficient d'absorption caractérisant la couche absorbante dépend des coordonnées spatiales. Ce coefficient est donc nul à la frontière, et il augmente exponentiellement dans la PML afin d'absorber complètement l'onde incidente. L'absorption dans la PML doit être suffisamment importante pour éviter que l'onde incidente ne soit réfléchie par les limites du domaine et se propage à nouveau dans le milieu de propagation.

Depuis leur création par Bérenger, les PML ont été largement appliquées aux ondes électromagnétiques. Hastings et al. [107] et Hu et al. [108] ont ensuite adapté cette méthode aux ondes acoustiques. En comparant cette nouvelle technique aux méthodes de conditions limites absorbantes existantes, ils ont pu montrer que les PML présentent des avantages notamment en termes d'efficacité et de coût numérique. De plus, cette méthode a été utilisée avec la méthode FDTD pour simuler des conditions absorbantes par Sullivan [109] et Liu et Tao [110] dans l'étude de la propagation d'ondes électromagnétiques. Ces deux méthodes combinées (PML et FDTD) ont aussi été optimisées en acoustique par Rickard et al. [111] et utilisées, par exemple, par Jie et al. [112] pour l'étude de la diffusion sonore par des objets complexes (sous-marins) en milieu aquatique.

Mason [113] exprime la pression acoustique $p_{ds}\left(x,t\right)$ d'une onde acoustique plane harmonique se propageant selon l'axe x dans un milieu dissipatif de la façon suivante :

$$p_{ds}\left(x,t\right) = p_i e^{-\alpha_{ds} x} e^{i(\omega t - kx)}\,, \tag{3.39}$$

où α_{ds} est le coefficient d'absorption acoustique du milieu dissipatif. Le terme $e^{-\alpha_{ds} x}$ de l'équation 3.39 traduit l'absorption acoustique dans le milieu dissipatif. Ce coefficient d'absorption étant dépendant de x, il augmente exponentiellement au fur et à mesure de la propagation dans le milieu. En adaptant l'équation 3.39 au calcul par différences finies, nous obtenons :

$$\overline{p}_{l,m,i}^{n+1} = e^{-\alpha_{ds_{l,m,i}}} p_{l,m,i}^{n+1}\,, \tag{3.40}$$

avec $\overline{p}_{l,m,i}^{n+1}$ représentant la pression acoustique dans la partition en prenant en compte l'absorption dans la PML. Le terme $\alpha_{ds_{l,m,i}}$ traduisant l'absorption apportée par la PML a été ajusté empiriquement à partir du coefficient donné par Sullivan [109] afin de répondre aux conditions d'absorption, d'adaptation d'impédance mais aussi de stabilité du modèle numérique. En effet, intégrer une PML peut créer une instabilité si elle est mal définie (absorption trop importante par exemple). Le coefficient d'absorption s'exprime ainsi : $\alpha_{ds_{l,m,i}} = \alpha_{ds_l}\alpha_{ds_m}\alpha_{ds_i}$ avec α_{ds_l}, α_{ds_m} et α_{ds_i} l'atténuation respectivement selon les axes x, y et z. Ces coefficients s'expriment sous la forme suivante :

$$\alpha_{ds_l} = \begin{cases} c_{ds}\left(\dfrac{n_{\mathrm{PML}_x} - l}{n_{\mathrm{PML}_x}}\right)^3 & \forall l \in [0 : n_{\mathrm{PML}_x}] \\ 0 & \forall l \in]n_{\mathrm{PML}_x} : N_x - n_{\mathrm{PML}_x}[\\ c_{ds}\left(\dfrac{l - (N_x - n_{\mathrm{PML}_x})}{n_{\mathrm{PML}_x}}\right)^3 & \forall l \in [N_x - n_{\mathrm{PML}_x} : N_x] \end{cases}, \tag{3.41}$$

où N_x et n_{PML_x} correspondent respectivement à la dimension de la partition et de la PML en nombre de nœuds de maillages selon l'axe x. c_{ds} est le coefficient directeur de la courbe d'absorption. Plus c_{ds} est grand, plus l'absorption dans la PML croît de manière importante. Une valeur de ce terme, définie empiriquement est : $c_{ds} = \frac{4}{n_{\mathrm{PML}_x}}$. Cette valeur permet de conserver la stabilité du modèle tout en créant une absorption suffisante dans la PML.

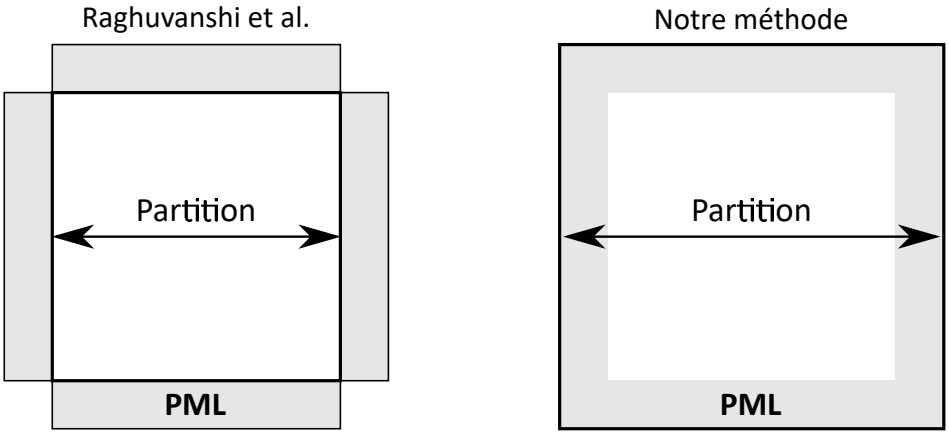


FIGURE 3.12 – Schéma de l'intégration des PML à une partition par Raghuvanshi et al. [88] et par notre méthode.

La Figure 3.12 illustre comment est implémentée la PML dans une partition avec la méthode de Raghuvanshi et al. (partitions séparées) et avec notre méthode (intégration de la PML directement dans la partition).

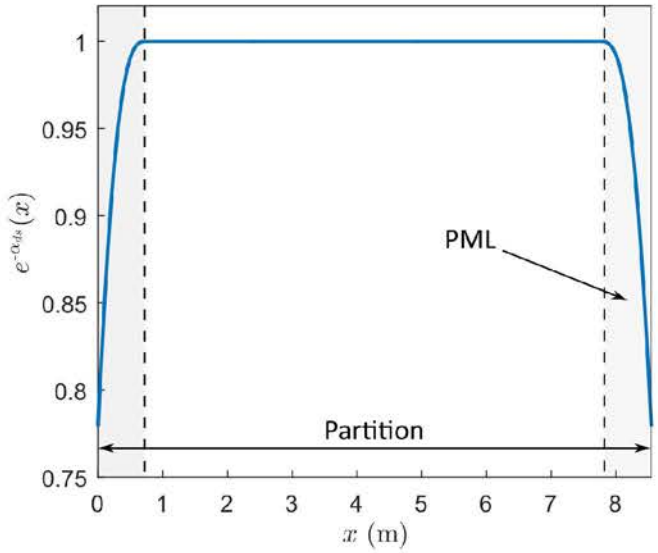


FIGURE 3.13 – Evolution du terme $e^{-\alpha_{ds}}$ dans la partition et dans la PML selon l'axe x.

La Figure 3.13 représente l'évolution du terme $e^{-\alpha_{ds}}$ en fonction de la position dans la partition selon l'axe x. Ce terme n'a donc aucun effet dans le domaine d'étude (zone blanche), mais il décroît exponentiellement au fur et à mesure que l'on progresse dans la PML (zone grise). Afin d'éviter une rupture d'impédance, le terme $e^{-\alpha_{ds}}$ est constant de part et d'autre de la frontière entre le domaine et la PML (représentée par le trait en pointillés).

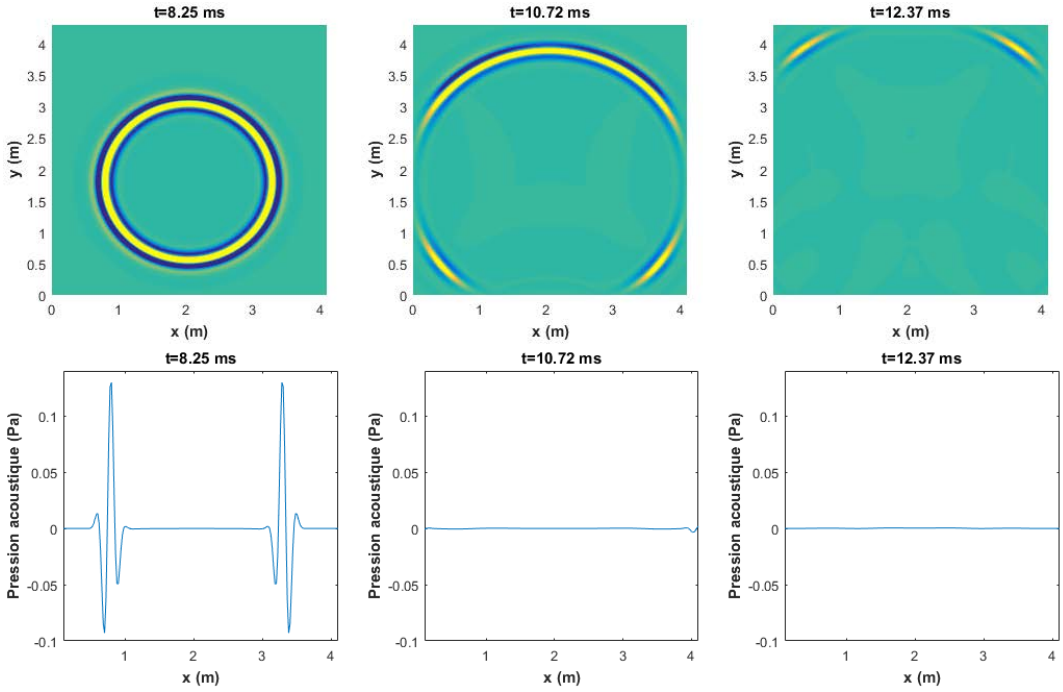


FIGURE 3.14 – Propagation d'une impulsion dans une partition 2D contenant une PML.

La Figure 3.14 illustre la propagation d'une impulsion sonore dans une partition en deux dimensions contenant une PML comme illustré par la Figure 3.12. Les courbes supérieures montrent l'évolution de la pression dans l'ensemble de la partition. Les courbes inférieures sont une représentation en coupe de la propagation le long de l'axe x, pour $y = 2$ m. Ces dernières permettent de mieux observer l'erreur engendrée par notre méthode. En effet, la Figure 3.14 montre que l'onde se propage dans le domaine, pénètre dans la PML avec très peu de réflexion à l'interface, puis est absorbée par la couche.

L'absorption par la PML n'est cependant pas parfaite. Il est possible de voir, au temps $t = 12,37$ ms que la pression acoustique restante dans la partition est très faible mais n'est pas totalement nulle. Il est donc pertinent de comparer l'erreur estimée par Raghuvanshi et al. avec leur méthode ainsi que celle obtenue avec la nôtre. Pour ce faire, nous simulons la propagation d'une impulsion dans une partition 3D contenant une PML. A l'instar de Raghuvanshi et al. [88, 89], l'erreur est estimée en comparant le niveau de l'onde réfléchie à l'interface entre le domaine et la PML (erreur) avec le niveau de l'onde se propageant dans la partition sans avoir rencontré de parois (référence) à un même instant t.

TABLE 3.2 – Niveau relatif de l'onde réfléchie par la frontière « domaine – PML ».

Fréquence (Hz)	Erreur estimée par Raghuvanshi et al. [88] (dB)	Erreur estimée avec notre modèle (dB)
250	-21	-22
500	-26	-44
750	-26	-56
1000	-32	-66
1500	Non renseignée	-78
2000	Non renseignée	-81

Les résultats présentés dans le Tableau 3.2 montrent que l'erreur (onde réfléchie à la frontière entre le domaine et la PML) estimée avec le nouveau modèle de PML est inférieure à celle constatée précédemment. Néanmoins, l'erreur estimée dépend de la fréquence, et elle est plus importante en basses fréquences. La transmission peut être améliorée en basses fréquences en augmentant la taille de la PML et en diminuant le coefficient directeur c_{ds}. Malgré cela, le niveau relatif de cette erreur par rapport au niveau de l'onde se propageant dans la partition reste globalement très faible et peut être considérée comme négligeable.

3.3.2 Création du filtre d'impédance numérique

L'intégration de la PML dans la partition a permis de s'affranchir de la condition aux limites imposée par la méthode ARD (parois planes parfaitement réfléchissantes) et de réduire l'erreur à la transmission. Afin de pouvoir simuler la présence de parois à relief géométrique et possédant une impédance variable en fréquence, nous intégrons les conditions aux limites de la méthode FDTD détaillées précédemment dans les équations 3.35, 3.37 et 3.38. Ces équations sont intégrées dans le modèle au niveau de la frontière entre le domaine et la PML.

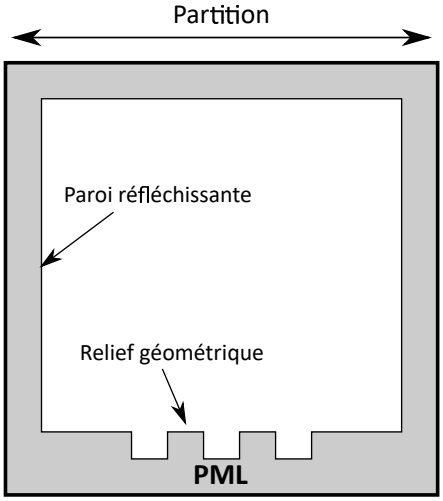


FIGURE 3.15 – Schéma d'une partition contenant une PML ainsi que des conditions aux limites complexes.

La Figure 3.15 présente le schéma d'une partition contenant une PML et un domaine délimité par des parois complexes. Avant de montrer concrètement comment sont implémentées ces conditions limites dans la partition, il est important de détailler comment sont créés les filtres d'impédance numériques utilisés pour simuler les caractéristiques acoustiques des parois.

D'après l'équation 1.18, nous savons qu'il est possible d'exprimer l'impédance acoustique spécifique réduite en fonction du coefficient de réflexion de la paroi et de l'angle d'incidence. Pour les conditions aux limites que l'on applique, nous considérons que l'impédance acoustique des parois que nous étudierons par la suite est indépendante de l'angle d'incidence. Ainsi, nous considérons l'angle θ comme constant et nul. Par conséquent, il est possible d'exprimer le filtre d'impédance numérique en fonction du filtre de réflexion numérique (DRF pour *Digital Reflection Filter*) $R(z)$ ainsi :

$$\xi_p\left(z\right) = \frac{1 + R\left(z\right)}{1 - R\left(z\right)}\,. \tag{3.42}$$

En sachant que $R(z) = \frac{\sum_{i=0}^{\infty} b_{i_R} z^{-i}}{\sum_{i=0}^{\infty} a_{i_R} z^{-i}}$ et que $\xi_p(z) = \frac{\sum_{i=0}^{\infty} b_{i_\xi} z^{-i}}{\sum_{i=0}^{\infty} a_{i_\xi} z^{-i}}$, il est possible d'exprimer les coefficients du DIF en fonction de ceux du DRF :

$$\xi_p(z) = \frac{\sum_{i=0}^{\infty} \left(a_{i_R} + b_{i_R}\right) z^{-i}}{\sum_{i=0}^{\infty} \left(a_{i_R} - b_{i_R}\right) z^{-i}}\,. \tag{3.43}$$

L'équation 3.43 nous permet ainsi d'obtenir un filtre d'impédance numérique à partir des coefficients d'un filtre de réflexion numérique. Pour créer le DRF, nous partons de

valeurs connues de matériaux réels. Généralement, pour les matériaux nous connaissons le coefficient d'absorption acoustique par bande d'octave.

Afin d'illustrer la création du DIF, prenons l'exemple d'un matériau quelconque dont nous connaissons le coefficient d'absorption acoustique.

TABLE 3.3 – Coefficient d'absorption acoustique par bandes d'octaves d'un matériau quelconque.

Bandes de fréquence (Hz)	Coefficient d'absorption acoustique α
125	0,10
250	0,12
500	0,15
1000	0,20
2000	0,30
4000	0,40

Avec l'équation 1.25, nous obtenons le module du coefficient de réflexion acoustique par bandes d'octaves de ce matériau. Ces valeurs, bien que discrètes, peuvent être vues comme une réponse en fréquence de la paroi. Ainsi, nous cherchons à interpoler cette réponse en fréquence pour en faire un filtre de réflexion numérique. Pour ce faire, il existe (entre autres) deux approches :

- La première approche consiste à obtenir les coefficients d'un filtre numérique correspondant à une réponse en fréquence avec l'algorithme de Parks-McClellan [114, 115]. C'est un algorithme itératif permettant de trouver les coefficients du filtre (à réponse impulsionnelle finie) de Tchebychev optimal pour une réponse en fréquence donnée,
- La seconde approche est l'utilisation des équations de Yule-Walker [116]. L'algorithme de Yule-Walker permet d'obtenir un filtre IIR récursif correspondant à une réponse en fréquence donnée en utilisant la méthode des moindres carrés (*least squares*).

Afin de choisir quelle est l'approche la plus adaptée à notre modèle, nous avons effectué une brève étude comparative. Nous souhaitons obtenir le DRF puis le DIF correspondant au matériau dont les caractéristiques acoustiques sont présentées dans le Tableau 3.3. Il faut préciser que ces deux méthodes partent uniquement du module du coefficient de réflexion. Par conséquent, la phase obtenue lors de la création du DRF est artificielle et ne correspond pas forcément à la phase réelle du matériau étudié

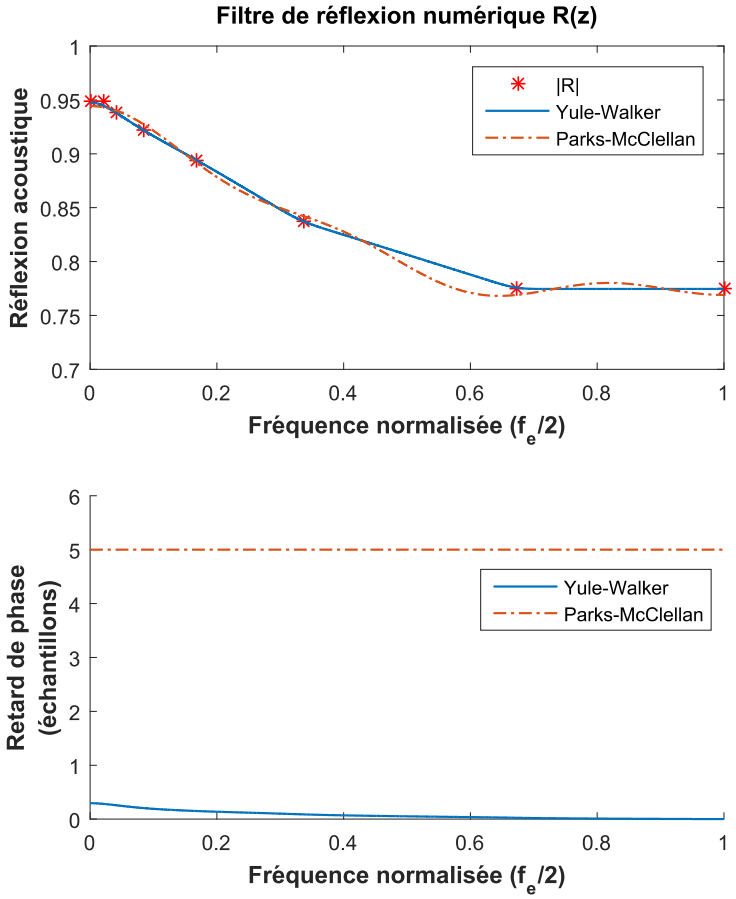


FIGURE 3.16 – Filtres de réflexion numériques obtenus avec les méthodes Parks-McClellan et Yule-Walker. Gain du filtre (haut) ; retard de phase (bas).

La Figure 3.16 illustre les DRF d'ordre 10 obtenus avec les méthodes Parks-McClellan (courbes oranges) et Yule-Walker (courbes bleues). Cette figure montre le gain en fréquence ainsi que le retard de phase de ces filtres en fonction de la fréquence normalisée par rapport à $f_e/2$. En ce qui concerne le gain du filtre (dans ce cas, la réflexion acoustique de la paroi), les deux modèles suivent globalement bien les valeurs de départ. Néanmoins le DRF de Parks-McClellan présente quelques oscillations. Ces oscillations peuvent être réduites en augmentant l'ordre du filtre. Cependant, c'est par le retard généré que les deux méthodes se départagent. Le retard de phase $\tau_{\Phi_d}(\omega)$ s'exprime :

$$\tau_{\Phi_d}(\omega) = -\frac{\phi_d(\omega)}{\omega}. \tag{3.44}$$

avec $\phi_d(\omega)$ le déphasage du filtre numérique. Le retard de phase exprime le décalage temporel du signal en sortie du filtre numérique. Ce retard est exprimé en nombre d'échantillons du signal d'entrée. La Figure 3.16 montre que le retard de phase du DRF de Parks-McClellan est constant en fréquence et dépend de l'ordre du filtre : $\tau_{\Phi_d} = \frac{N_f}{2}$. Ce retard augmente proportionnellement avec l'ordre du filtre. Ainsi, avec la méthode Parks-McClellan, si on souhaite obtenir une courbe de gain fidèle aux données de base, il est nécessaire de choisir un ordre de filtre important qui va créer un retard de groupe, lui aussi, important. Avec la méthode de Yule-Walker, le retard de phase très faible ($\tau_{\Phi_d} < 0,3$) et tend vers 0 en hautes fréquences.

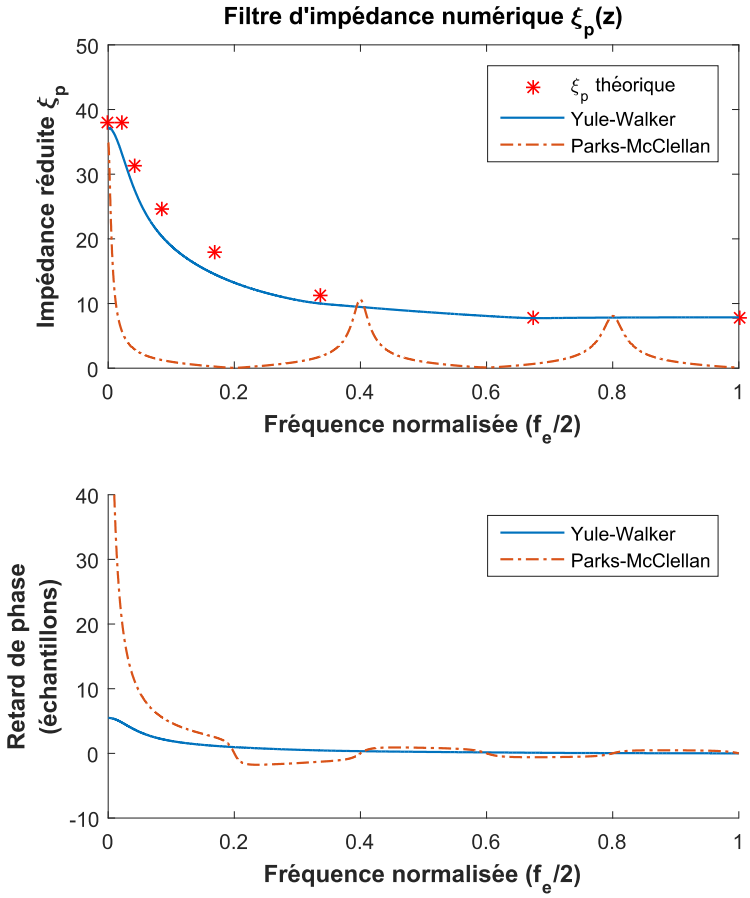


FIGURE 3.17 – Filtres d'impédance numériques obtenus avec les méthodes Parks-McClellan et Yule-Walker. Gain du filtre (haut) ; retard de phase (bas).

La Figure 3.17 illustre les DIF d'ordre 10 obtenus à partir des coefficients des DRF de la Figure 3.16 et de l'équation 3.43. Comme précédemment, cette figure présente le

gain (ici, l'impédance acoustique spécifique réduite) et le retard de phase de ces filtres numériques en fonction de la fréquence normalisée. Les courbes de gain montrent que le DIF obtenu avec la méthode Yule-Walker suit approximativement les valeurs théoriques d'impédance acoustique spécifique réduite. La courbe de gain du DIF de la méthode Parks-McClellan, quant à elle, est globalement assez éloignée des valeurs théoriques. Pour la courbe du retard de phase, c'est le DIF de la méthode Yule-Walker qui présente le résultat le plus intéressant avec un retard de phase assez faible et qui converge vers 0. Le DIF de la méthode Parks-McClellan présente un retard de phase plus important.

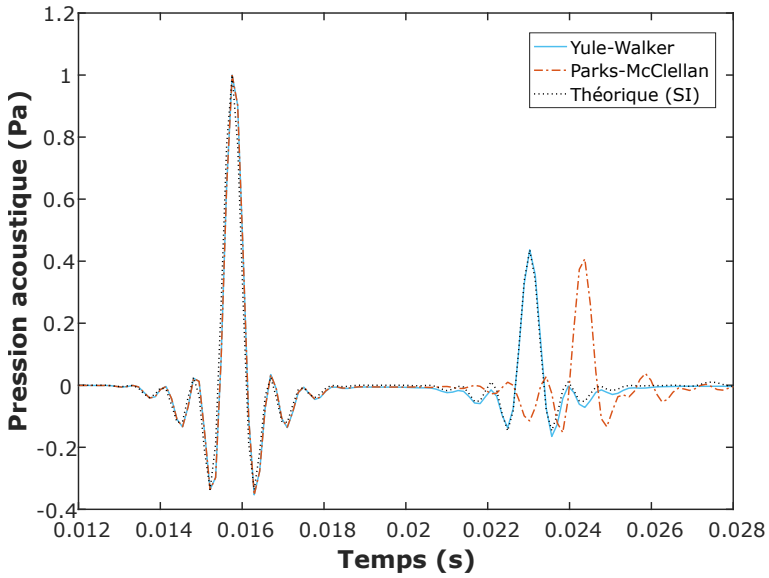


FIGURE 3.18 – Réflexion d'une onde sur une paroi plane caractérisée par un DIF obtenus avec les méthodes Parks-McClellan et Yule-Walker.

Pour décider quelle est la méthode de création du DIF la plus adaptée à notre étude, nous avons simulé la réflexion d'une onde sur une paroi plane caractérisée par un DIF. Pour cette simulation, nous considérons un domaine 3D en condition semi-anéchoïque (une seule paroi réfléchissante) dans lequel sont placés une source ponctuelle sphérique et un récepteur. Les deux éléments sont espacés de deux mètres et positionnés à deux mètres de la paroi. La Figure 3.18 illustre ainsi la pression acoustique captée par le récepteur avec l'onde issue du trajet direct et l'onde réfléchie sur la paroi. La figure présente trois simulations différentes :

— Une simulation de référence obtenue avec la méthode SI,
— Une simulation avec une paroi plane caractérisée par un DIF obtenu avec la méthode Yule-Walker,

— Une simulation avec une paroi plane caractérisée par un DIF obtenu avec la méthode Parks-McClellan.

Les DIF utilisés dans ces simulations sont ceux présentés sur la Figure 3.17. Ces simulations permettent de visualiser concrètement la manière dont l'onde est réfléchie par ces deux DIF. Dans le cas du DIF de Yule-Walker, l'onde réfléchie arrive au récepteur quasiment au temps de référence. L'amplitude et la forme de l'onde réfléchie sont aussi très similaires à celles de référence. Cependant, dans le cas du DIF de Parks-McClellan, deux phénomènes sont observables. Tout d'abord, l'onde a subi un retard significatif du à l'important retard de phase du DIF. Ensuite, la forme de l'onde reçue est déformée par rapport à l'onde de référence. En effet, les grandes oscillations du retard de phase du DIF autour de 0 induisent une décomposition fréquentielle de l'onde réfléchie.

Après cette brève étude comparative, le choix de la méthode de création du DIF se porte sur la méthode Yule-Walker. En effet, le DIF obtenu par cette méthode permet de simuler relativement fidèlement le comportement d'une paroi présentant une impédance variable en fréquence. De plus, cette méthode minimise grandement le retard de phase apparaissant avec la création de filtres numériques et pouvant être très significatif avec d'autres méthodes (Parks-McClellan notamment).

3.3.3 Calcul itératif global

Les sections précédentes ont permis de détailler les différents éléments implémentés dans notre modèle de propagation sonore. Désormais, il semble intéressant de détailler comment s'imbriquent toutes ces parties au sein du calcul itératif.

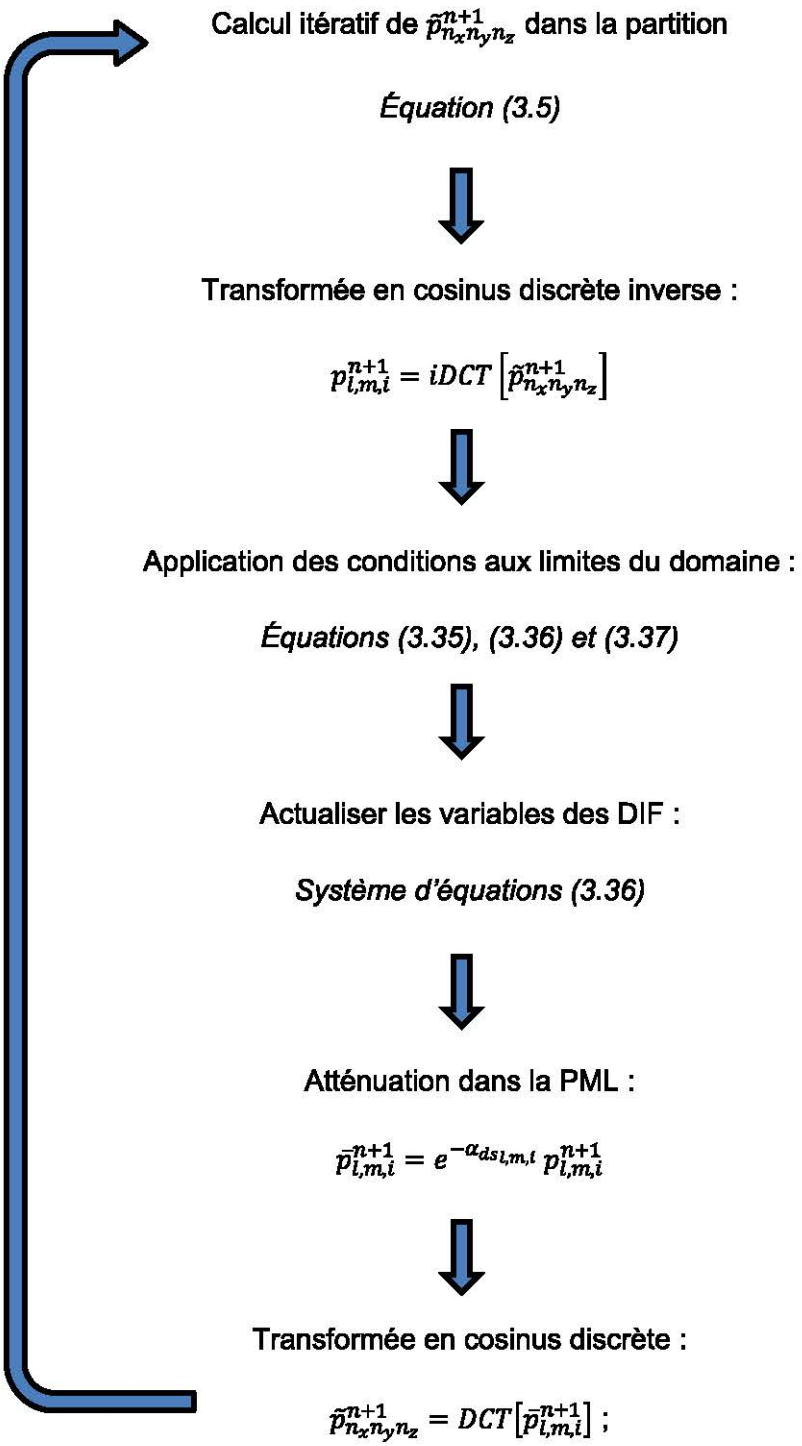


FIGURE 3.19 – Itération temporelle du calcul dans une partition contenant une PML et des parois complexes.

La Figure 3.19 représente une boucle itérative du calcul de la propagation sonore dans une partition contenant des PML aux frontières ainsi que des parois caractérisées par des DIF. Le calcul itératif se divise en trois étapes principales. Tout d'abord, le calcul du nouveau terme $\widetilde{p}^{n+1}_{n_x n_y n_z}$. La DCT inverse de ce terme permet d'obtenir la pression acoustique au temps $n+1$ dans toute la partition. Ensuite, la pression acoustique $p^{n+1}_{l,m,i}$ permet d'appliquer les conditions aux limites avec la méthode FDTD et d'actualiser les paramètres du DIF. Enfin, l'absorption dans la PML est appliquée à toute la pression acoustique dans la partition. La transformée discrète de cette expression de la pression acoustique permet d'obtenir à nouveau le terme $\widetilde{p}^{n+1}_{n_x n_y n_z}$ qui prend désormais en compte les nouvelles conditions aux limites. Ce terme est ainsi utilisé dans une nouvelle boucle de calcul itératif afin de calculer le terme $\widetilde{p}^{n+2}_{n_x n_y n_z}$.

3.3.4 Dispersion numérique

La section 3.2.2 a mis en évidence le problème de dispersion numérique inhérent à la méthode FDTD. Cette dispersion apparaissant avec les approximations par différences finies (erreur de troncature), Raghuvanshi et al. [88, 89] disent que la méthode ARD est exemptée de cette dispersion car elle s'affranchit de l'utilisation d'approximations pour simuler la propagation sonore. Néanmoins, l'intégration de couches absorbantes et de conditions aux limites utilisant les différences finies autorise à se demander si cette dispersion numérique est significativement présente dans notre modèle.

Afin d'étudier cette dispersion, nous avons simulé la propagation d'une impulsion dans un domaine 3D. Le domaine simulé est de dimensions 8 x 5 x 4 m^3. Dans un premier temps nous nous intéressons seulement à la propagation en trajet direct entre la source et le récepteur. La source ponctuelle sphérique est placée aux coordonnées $(2,0; 2,5; 2,0)$ m. Trois récepteurs sont placés le long de l'axe x aux coordonnées $\begin{pmatrix} r_1 \\ r_2 \\ r_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 3,5; 2,5; 2.0 \\ 4,5; 2,5; 2.0 \\ 7,0; 2,5; 2.0 \end{pmatrix}$ m. Le but de cette simulation étant d'observer si la dispersion numérique apparaît dans notre modèle.

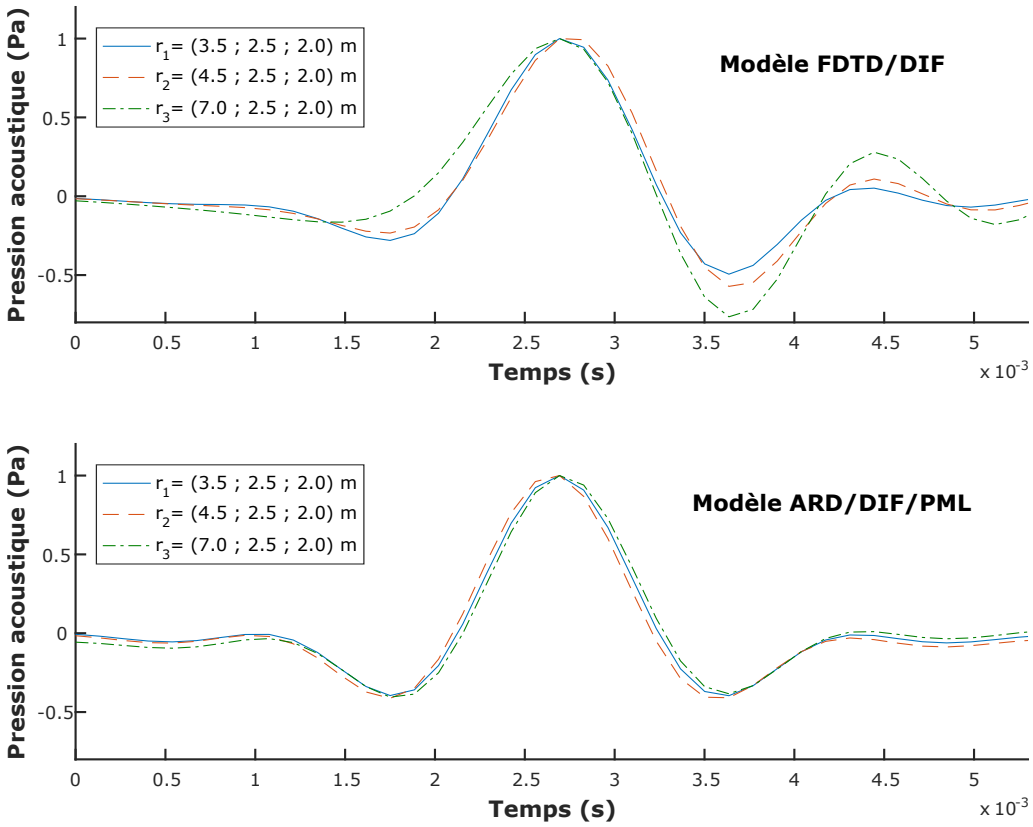


FIGURE 3.20 – Dispersion de l'impulsion émise au cours de sa propagation. Modèle FDTD standard (haut) ; Modèle ARD/DIF (bas).

La Figure 3.20 illustre l'évolution de l'impulsion sonore émise au cours de propagation en trajet direct. Les courbes du haut montrent une simulation réalisée avec un modèle FDTD standard. Dans ce cas, au fur et à mesure de sa propagation, l'onde subit de la dispersion, ce qui crée une déformation de plus en plus visible. Les courbes du bas montrent une simulation effectuée avec notre modèle (ARD, DIF et PML) dans les mêmes conditions de discrétisation (maillage identique dans les deux simulations). Pour le second modèle, l'impulsion reste identique au cours de sa propagation. Ainsi, en trajet direct, il n'y a pas de dispersion numérique.

La seconde étape consiste à observer si la dispersion numérique apparaît après une réflexion sur une paroi plane caractérisée par un DIF. Pour visualiser cela, nous simulons la propagation, dans le même local que précédemment dans lequel nous plaçons une source sonore ponctuelle aux coordonnées $(2,0; 2,5; 2,0)$ m ainsi qu'un récepteur aux coordonnées $(4,0; 2,5; 2,0)$ m. Seule la paroi située en $z = 0$ est réfléchissante (condition semi-anéchoïque). Elle est caractérisée par un filtre d'impédance numérique.

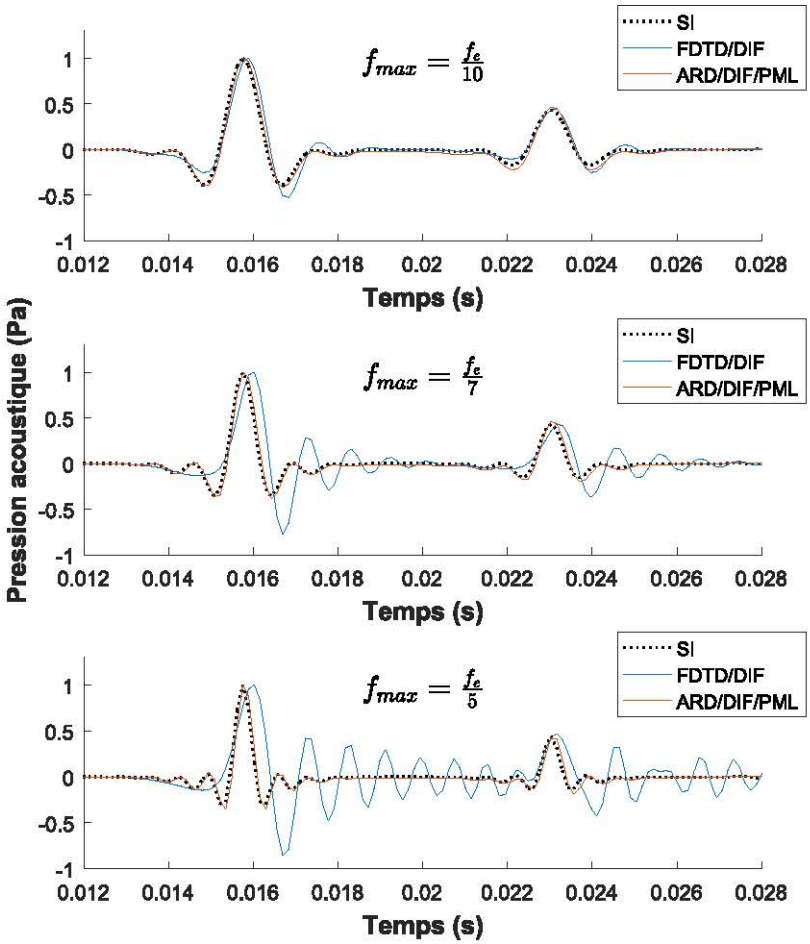


FIGURE 3.21 – Evolution d'une impulsion au cours de sa propagation (trajet direct et réfléchi) avec trois modèles numériques (SI, FDTD et ARD) et trois fréquences maximales.

La Figure 3.21 illustre l'évolution de la propagation d'une impulsion en trajet direct et après une réflexion sur une paroi caractérisée par un DIF. Trois modèles sont représentés :

- Une simulation de référence obtenue avec la méthode SI. La RI obtenue est convoluée à l'impulsion émise dans les deux autres modèles,
- Une simulation avec le modèle FDTD standard,
- Une simulation avec notre modèle contenant une PML et un DIF caractérisant la paroi.

Les simulations sont effectuées pour différentes fréquences maximales $f_{\max}$. Comme précédemment, dans le cas du modèle FDTD/DIF standard, la dispersion est présente et très visible, même sur l'onde issue du trajet direct. Par ailleurs, dans le cas de ce mo-

dèle, plus $f_{\max}$ augmente, plus la dispersion est importante. En ce qui concerne le modèle ARD/DIF/PML, l'onde directe et l'onde réfléchie sont très similaires à celles obtenues avec la simulation de référence quelle que soit la bande de fréquence simulée. Raghuvanshi et al. [88, 89] définissent comme valeur limite : $f_{\max} = \frac{f_e}{5,0}$.

3.4 Conclusion

Ce chapitre a détaillé les deux principales méthodes utilisées pour notre modèle de propagation sonore en milieu confiné : la méthode ARD et la méthode FDTD.

La méthode ARD, utilisée pour la propagation sonore en milieu confiné présente des atouts intéressants en termes de simplicité d'implémentation, de temps de calcul mais aussi de précision des résultats. En effet, cette méthode présente l'avantage de ne pas introduire de dispersion numérique. Néanmoins, les limitations de la méthode résident dans la prise en compte des conditions aux limites du domaine de propagation. Effectivement, les équations sur lesquelles repose cette méthode considèrent des parois planes parallèles parfaitement réfléchissantes. Bien que l'état de l'art de la méthode permette de simuler des parois planes caractérisées par une impédance constante en fréquence, cela est insuffisant pour modéliser les parois que nous souhaitons étudier ici.

La méthode FDTD permet de simuler la propagation dans un domaine délimité par des parois complexes. En utilisant les conditions aux limites et les filtres d'impédances numériques, il est ainsi possible de simuler des parois à relief géométrique possédant une impédance variable en fréquence. Cependant, l'inconvénient majeur de cette méthode est la dispersion numérique engendrée par la résolution de l'équation d'onde 1.8 à l'aide d'un développement en série de Taylor.

Le modèle présenté ici simule la propagation dans le domaine à l'aide de la méthode ARD et la méthode FDTD. Cette dernière est appliquée aux frontières du domaine pour simuler des parois complexes. Limiter l'utilisation de la méthode FDTD aux frontières permet de limiter aussi l'apparition de la dispersion numérique. L'intégration de ces conditions aux limites dans la méthode ARD a été rendue possible en intégrant une PML directement dans la partition. La PML ainsi intégrée permet de s'affranchir de la condition induite par la méthode ARD et permet de simuler plus librement les parois que l'on souhaite étudier.

Chapitre 4

Validation du modèle numérique développé par l'application à différents cas expérimentaux

Dans ce chapitre, nous présentons les applications de notre modèle numérique à différents cas expérimentaux. Les objectifs sont, dans un premier temps, de valider notre modèle par comparaison avec des résultats expérimentaux et des résultats théoriques obtenus avec d'autres modèles numériques. Dans un second temps, il s'agit d'estimer le coefficient d'absorption acoustique apparent de différentes parois à relief géométrique placées dans un milieu confiné.

La première partie de ce chapitre traite de la validation du modèle numérique effectuée en deux étapes :

- Tout d'abord, nous avons étudié la réflexion des ondes par une paroi à relief géométrique en condition semi-anéchoïque. Pour cela, nous avons comparé les résultats théoriques issus de notre modèle aux résultats théoriques et expérimentaux obtenus par Khanfir [13]. Le but de cette étape est de déterminer si la simulation de la réflexion acoustique par une paroi à relief géométrique avec notre modèle est valide et aussi précise que celle issue du modèle KP,
- Ensuite, nous avons effectué une campagne de mesure pour valider la simulation de la propagation sonore dans un milieu confiné. Le local réel étudié ici est un bureau individuel vide à parois planes. Les résultats expérimentaux obtenus ont été comparés à des résultats théoriques obtenus avec notre modèle et ceux issus d'un modèle SI. Ces deux étapes ont permis de valider et d'identifier les limites de notre méthode sur les deux aspects : propagation sonore en milieu confiné et réflexion sur des parois complexes.

La deuxième partie de ce chapitre concerne l'estimation du coefficient d'absorption acoustique apparent de différentes parois à relief géométrique. Cette estimation passe par une campagne de mesure menée dans un local expérimental aux caractéristiques acoustiques modulables. En effet, certaines parois de ce local sont mobiles et sont plus ou moins réfléchissantes ce qui permet de modifier la réverbération. Certaines d'entre elles ont pu être habillées par différents reliefs géométriques. En mesurant les RI dans ce local pour ces différentes parois à relief, nous avons pu estimer un coefficient d'absorption acoustique propre à chacune de ces parois et déterminer comment évolue le coefficient d'absorption apparent des parois à relief en fonction des caractéristiques acoustiques du local.

4.1 Comparaison avec le modèle Kobayashi Potential : pression acoustique réfléchie par une paroi à relief géométrique

Comme il a été dit précédemment, Khanfir [11, 12, 13] a développé un modèle analytique basé sur la méthode KP. Ce modèle simule la réflexion et la diffusion engendrées par des parois à relief géométrique. Le relief étudié est composé de cavités rectangulaires parallèles ou non-parallèles.

Afin de valider son modèle analytique, Khanfir a mesuré le profil de pression acoustique réfléchi par une paroi à relief géométrique. Les résultats expérimentaux ont été comparés aux simulations obtenues avec le modèle KP. Dans cette partie, nous avons repris ses résultats expérimentaux et théoriques et nous les avons comparés avec les résultats issus de notre modèle. L'objectif étant d'obtenir de nos simulations des résultats aussi bons, si ce n'est meilleurs, que ceux obtenus avec le modèle KP.

4.1.1 Protocole expérimental

Le modèle KP simule la réflexion et la diffusion acoustiques des parois rigides en milieu semi-infini. Afin de reproduire expérimentalement ces deux conditions, les mesures ont été réalisées dans la chambre semi-anéchoïque de l'INRS, et les parois étudiées sont constituées de blocs de polystyrène recouverts de carrelage. Khanfir considère ainsi les parois comme parfaitement rigides.

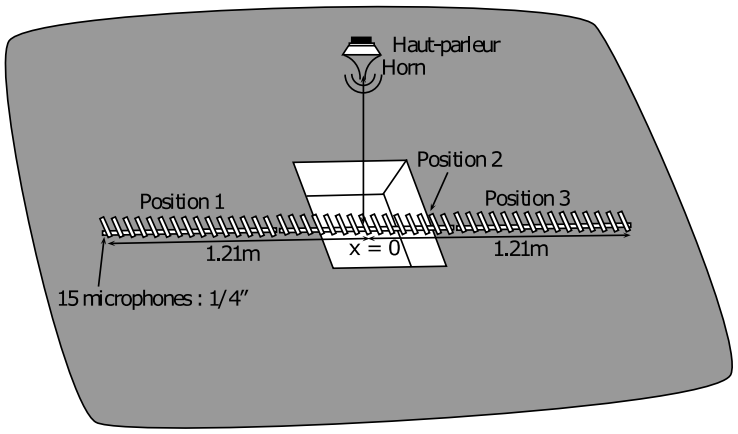


FIGURE 4.1 – Protocole expérimental utilisé par Khanfir [13].

Khanfir [13] décrit en détail le protocole expérimental et le matériel utilisé pour la campagne de mesure. La Figure 4.1 illustre schématiquement de quelle manière sont menées les mesures. La source sonore utilisée est un haut-parleur fixé entre une corne (pavillon inversé) à l'avant et un cylindre à l'arrière. Cette source, décrite et caractérisée par Suh et Nelson [117], est utilisée pour générer des ondes sphériques. La source est placée près de la paroi, c'est-à-dire entre 0,85 et 1 mètre, afin d'éviter des effets de bords. En effet, la paroi expérimentale contenant les cavités n'est pas infinie et de la diffusion peut se produire lors de la réflexion des ondes sur ses extrémités. Le champ de pression acoustique est capté par une ligne de 45 microphones espacés de 5,5 cm et positionnés à 0,20 m au-dessus du relief. Compte tenu des limitations matérielles, il n'était pas possible d'avoir accès à 45 capteurs simultanément. Ainsi, cette ligne est reconstituée après trois mesures successives effectuées avec une ligne microphonique constituée de 15 capteurs placée aux positions 1, 2 et 3 de la Figure 4.1.

Les simulations avec notre modèle sont effectuées dans un domaine de 5 x 5 x 5 m^3 avec cinq parois complètement absorbantes. Afin de simuler cette condition semi-anéchoïque, aucune condition limite n'est appliquée au niveau de ces parois. Seule la PML est conservée pour absorber les ondes incidentes. La paroi que l'on souhaite étudier est caractérisée par un DIF avec un coefficient de réflexion moyen $|R_{\text{moy}}| = 0,97$. Afin de réaliser une simulation précise des différents reliefs étudiés, le pas spatial choisi ici est $\Delta h = 0,02$ m.

4.1.2 Paroi contenant une cavité rectangulaire excitée par une source centrée

Dans un premier temps, nous avons étudié un cas simple : une paroi dans laquelle est intégrée une cavité rectangulaire. Nous considérons l'origine du repère $(x; y; z)$ au centre de la cavité et à hauteur de la paroi. Les capteurs, en conditions expérimentales, sont répartis selon les coordonnées $(-1,21 : 1,21; 0,00; 0,20)$ m. La source sonore est placée à l'aplomb du centre de la cavité rectangulaire aux coordonnées $(0,00; 0,00; 1,00)$ m.

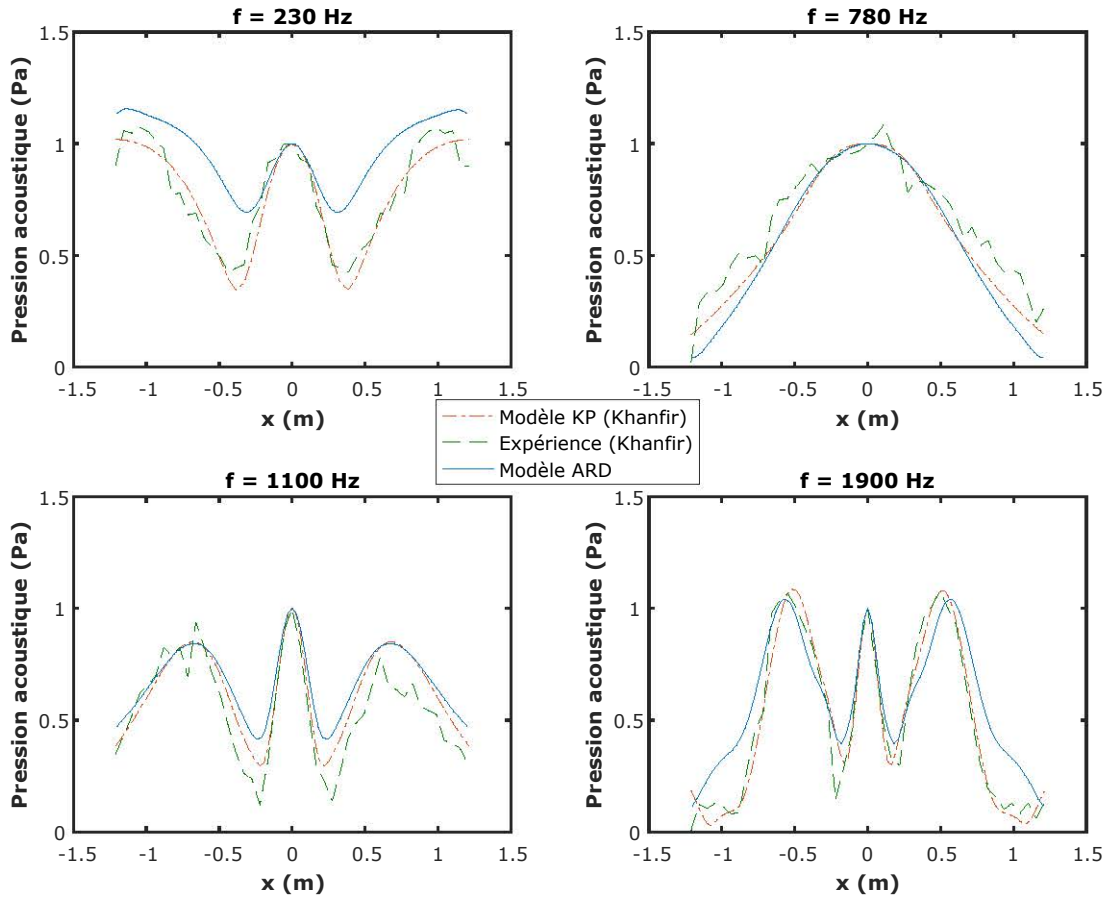


FIGURE 4.2 – Profil de pression acoustique normalisée au-dessus d'une cavité de dimensions 0,46 x 0,48 x 0,21 m^3 excitée par une source aux coordonnées $(0,00; 0,00; 1,00)$ m pour différentes fréquences.

La Figure 4.2 illustre le profil de pression acoustique capté au-dessus de la cavité rectangulaire. Cette figure met en parallèle les résultats théoriques (courbes oranges) et expérimentaux (courbes vertes) obtenus par Khanfir avec les résultats de simulation issus de notre modèle (courbes bleues). La pression acoustique est normalisée par rapport à la pression acoustique captée par le microphone central. Le profil de pression est tracé pour quatre différentes fréquences : 230, 780, 1100 et 1900 Hz. Cette représentation montre, à la fois, l'effet du relief étudié sur le profil de pression ainsi que la validité du modèle en fonction de la fréquence. Les différentes courbes montrent que plus la fréquence est élevée, plus le relief modifie significativement l'allure du profil de pression. En effet, les hautes fréquences sont plus sujettes à la diffusion et la diffraction, notamment pour des dimensions caractéristiques de cet ordre. La comparaison entre les différentes courbes

montre aussi que, excepté à la fréquence 230 Hz, notre modèle présente une bonne concordance avec les résultats obtenus précédemment.

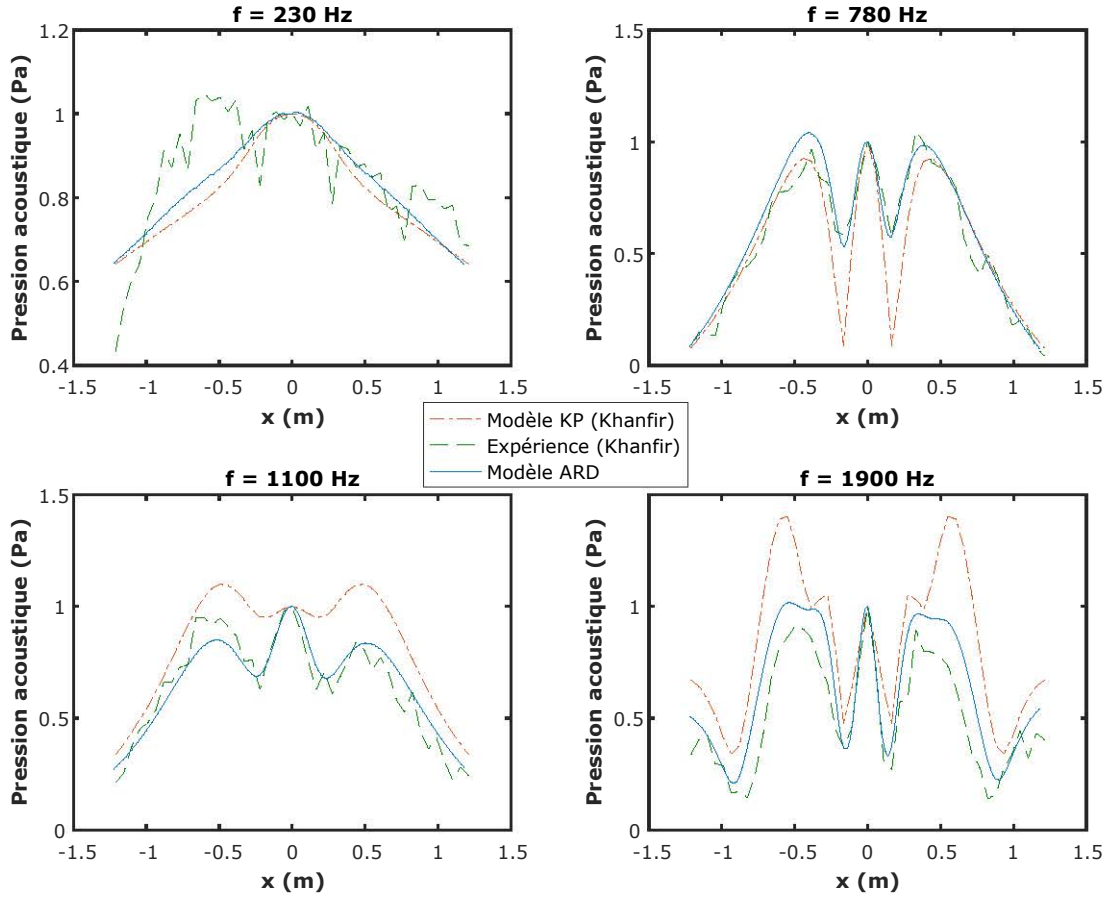


FIGURE 4.3 – Profil de pression acoustique normalisée au-dessus d'une cavité de dimensions 0,46 x 0,48 x 0,12 m^3 excitée par une source aux coordonnées $(0,00; 0,00; 0,85)$ m pour différentes fréquences.

La Figure 4.3 illustre le profil de pression acoustique normalisée au-dessus d'une cavité rectangulaire de dimensions 0,46 x 0,48 x 0,12 m^3 avec une source sonore centrée placée à 0,85 m de la paroi. Les profils de pressions obtenus avec le modèle ARD présentent une bonne concordance avec les résultats précédents. La correspondance avec les résultats expérimentaux est même meilleure qu'avec le modèle KP pour les fréquences 1100 et 1900 Hz. Afin d'estimer la concordance entre les courbes théoriques et expérimentales, Khanfir calcule l'erreur quadratique moyenne (abrégée en RMSE pour *Root Mean Square Error*) qui s'exprime ainsi :

$$\mathrm{RMSE} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{N_b} \left(p^i_{\mathrm{sim}} - p^i_{\mathrm{exp}}\right)^2}{N_b}}, \tag{4.1}$$

avec, p^i_{sim} et p^i_{exp} respectivement les pressions acoustiques normalisées simulées et expérimentales et N_b le nombre de points de mesure selon l'axe x sur lequel est calculée la RMSE.

TABLE 4.1 – Erreur quadratique moyenne du modèle KP et de notre modèle pour une cavité rectangulaire excitée par une source sonore centrée.

Configuration	Fréquence (Hz)	RMSE (Modèle KP)	RMSE (Modèle ARD)
Source centrée, cavité rectangulaire 0,46x0,48x0,21 m^3	230	0,07	0,22
	780	0,09	0,14
	1100	0,11	0,15
	1900	0,07	0,16
Source centrée, cavité rectangulaire 0,46x0,48x0,12 m^3	230	0,11	0,09
	780	0,15	0,07
	1100	0,21	0,07
	1900	0,38	0,15

Le Tableau 4.1 présente la RMSE du modèle KP et de notre modèle pour les courbes présentées en Figure 4.2 et Figure 4.3. Pour la première configuration, même si l'erreur reste faible avec notre modèle, elle est plus importante à chaque fréquence que l'erreur du modèle KP. A l'inverse, dans le cas de la seconde configuration, notre modèle est plus précis que le modèle KP avec une RMSE faible (inférieure à 0,15).

4.1.3 Paroi contenant une cavité rectangulaire excitée par une source excentrée

Nous avons ensuite souhaité étudier le cas d'une paroi contenant une cavité rectangulaire excitée par une source excentrée. La source est excentrée selon l'axe x et se situe aux coordonnées $(-0,51; 0,00; 0,89)$ m. L'intérêt de cette configuration de source est d'étudier une onde ayant un angle d'incidence non nul par rapport à la normale à la paroi.

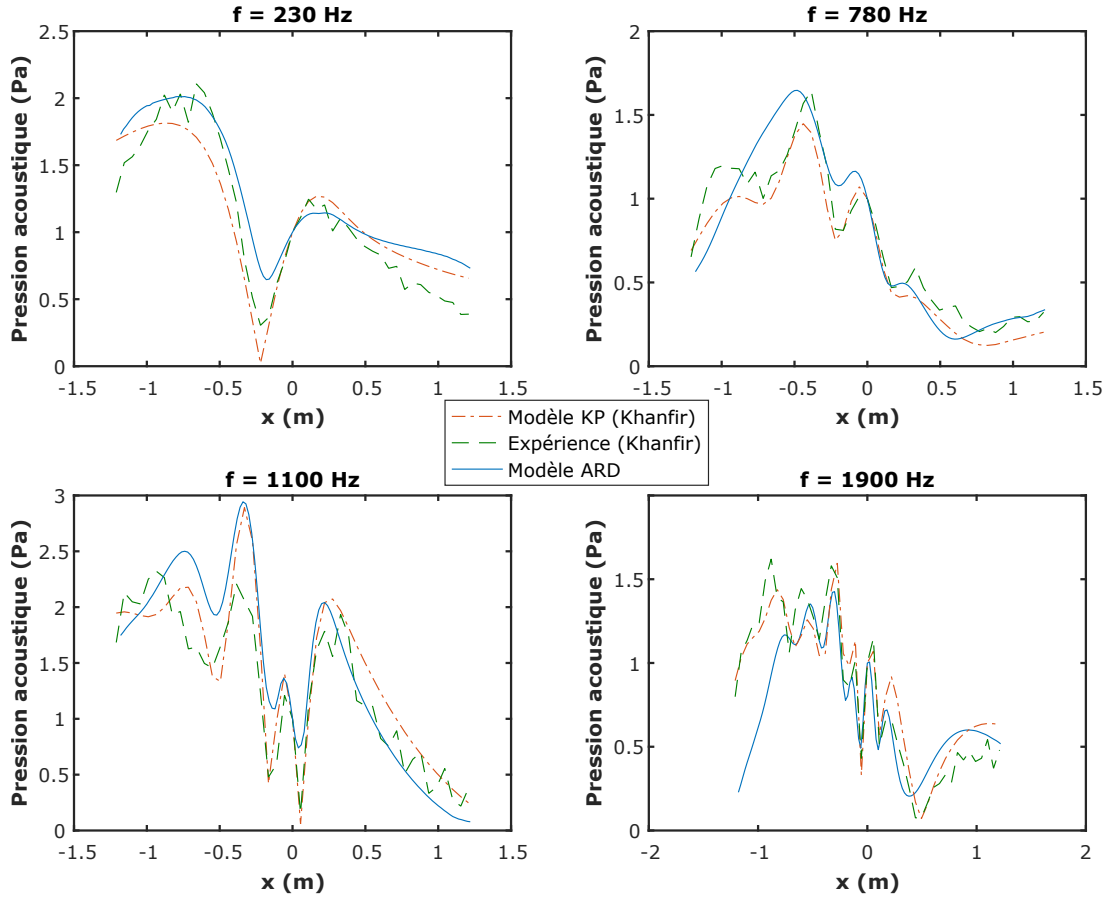


FIGURE 4.4 – Profil de pression acoustique normalisée au-dessus d'une cavité de dimensions 0,46 x 0,48 x 0,21 m^3 excitée par une source excentrée aux coordonnées $(-0,51; 0,00; 0,89)$ m pour différentes fréquences.

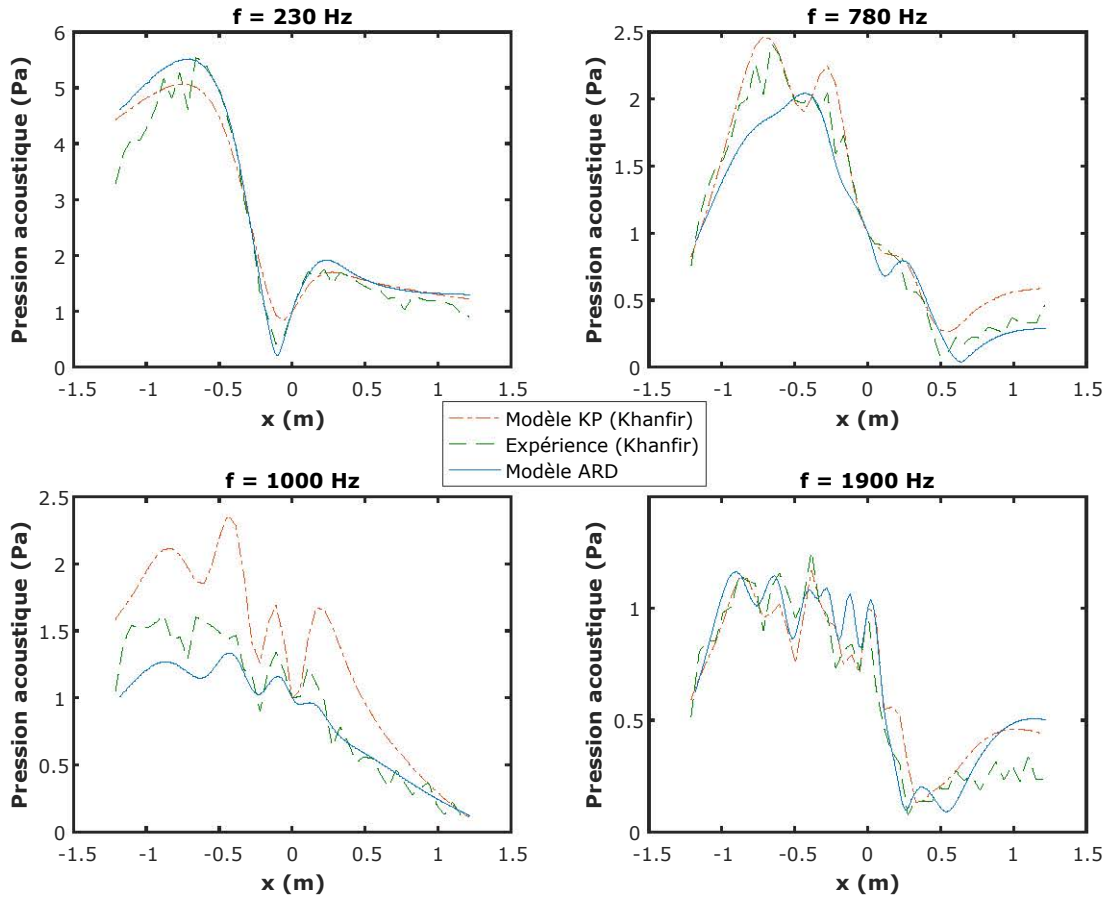


FIGURE 4.5 – Profil de pression acoustique normalisée au-dessus d'une cavité de dimensions 0,48 x 1,00 x 0,21 m^3 excitée par une source excentrée aux coordonnées $(-0,51; 0,00; 0,89)$ m pour différentes fréquences.

La Figure 4.4 et la Figure 4.5 représentent le profil de pression acoustique au-dessus d'une cavité rectangulaire respectivement de dimensions 0,46 x 0,48 x 0,21 m^3 et 0,48 x 1,00 x 0,21 m^3. La position excentrée de la source a un impact très important sur le profil de pression perçu en comparaison avec ceux de la section 4.1.2. Malgré quelques légères disparités, la concordance entre les simulations du modèle ARD et les résultats de Khanfir est globalement assez bonne. Pour la quantifier, nous avons de nouveau estimé la RMSE de ces deux configurations.

TABLE 4.2 – Erreur quadratique moyenne du modèle KP et de notre modèle pour une cavité rectangulaire excitées par une source sonore excentrée.

Configuration	Fréquence (Hz)	RMSE (Modèle KP)	RMSE (Modèle ARD)
Source excentrée, cavité rectangulaire 0,46x0,48x0,21 m^3	230	0,20	0,21
	780	0,13	0,18
	1100	0,31	0,39
	1900	0,15	0,30
Source excentrée, cavité rectangulaire 0,48x1,00x0,12 m^3	230	0,37	0,34
	780	0,17	0,17
	1000	0,45	0,19
	1900	0,13	0,13

Le Tableau 4.2 présente la RMSE estimée dans le cas du modèle KP et de notre modèle pour les deux configurations et les quatre fréquences des Figures 4.4 et 4.5. Dans la première configuration, notre modèle présente une erreur légèrement plus importante que celle obtenue avec le modèle KP. Néanmoins, pour la seconde configuration, la RMSE est plus faible avec notre modèle. Pour le cas d'une source excentrée, les deux modèles sont globalement équivalents en termes d'erreur par rapport aux résultats expérimentaux.

4.1.4 Paroi contenant un réseau de trois cavités rectangulaires parallèles

Le troisième cas que nous avons étudié est celui d'une paroi contenant un réseau de cavités rectangulaires. L'intérêt de cette configuration est d'étudier si l'effet de couplage entre les cavités est correctement simulé par notre modèle. En effet, lorsque nous plaçons plusieurs cavités relativement proches les unes des autres, il peut y avoir interaction entre elles. Par exemple, le champ diffracté au niveau d'une cavité peut se propager jusqu'à la cavité voisine et être, à nouveau, diffusé et diffracté. Ainsi le champ de pression acoustique réfléchi par un réseau de cavités dépend de l'effet de chaque cavité ainsi que des interactions entre elles.

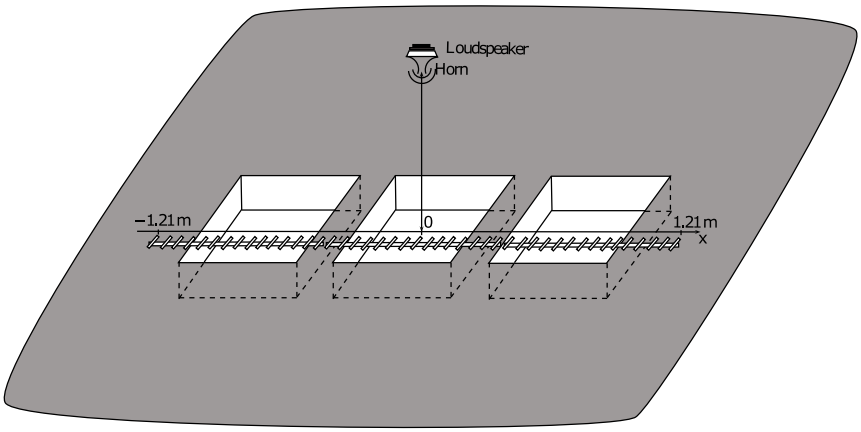


FIGURE 4.6 – Protocole expérimental de la mesure du profil de pression acoustique avec trois cavités rectangulaires parallèles [13].

La Figure 4.6 illustre la configuration du réseau constitué de trois cavités rectangulaires. Ces cavités sont de dimensions identiques, disposées le long de l'axe x et séparées d'une distance constante. La source est positionnée à l'aplomb de la cavité centrale.

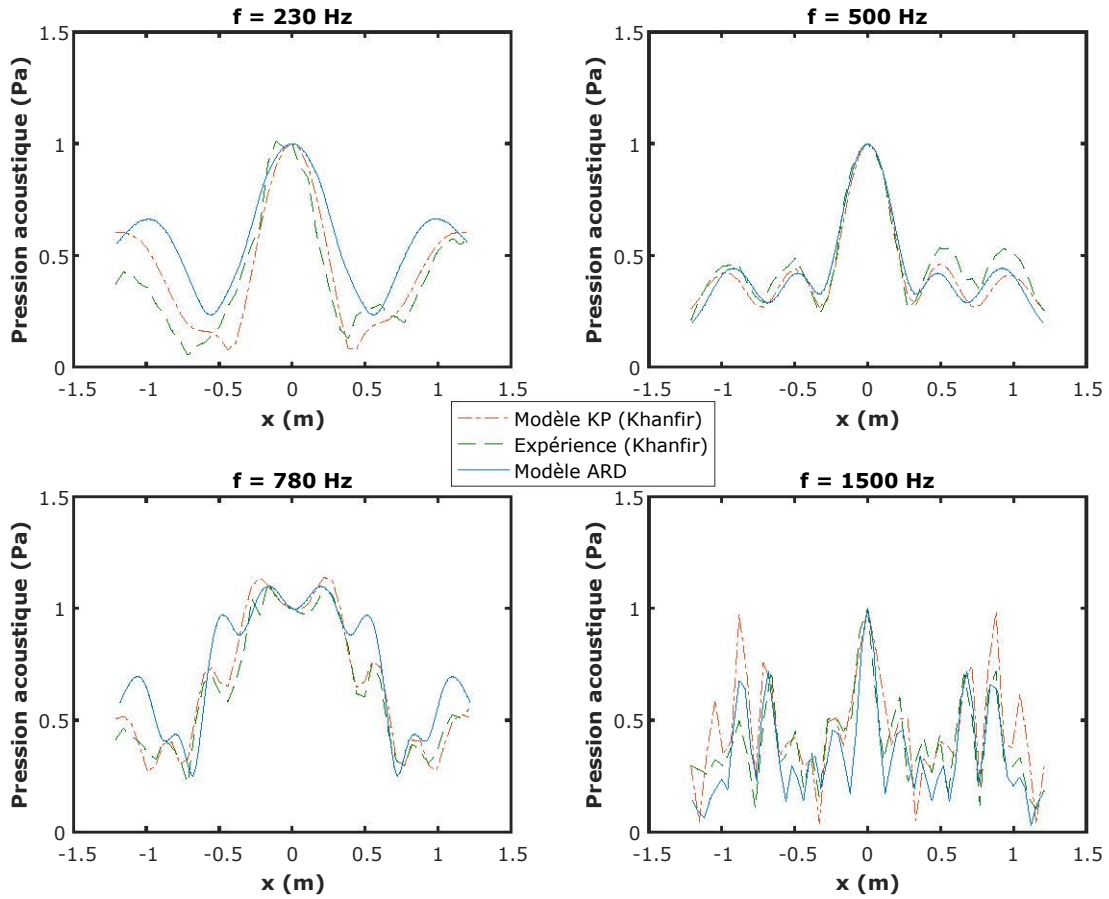


FIGURE 4.7 – Profil de pression acoustique normalisée au-dessus d'un réseau de trois cavités de dimensions 0,48 x 0,50 x 0,21 m^3 espacées de 0,34 m excitée par une source aux coordonnées $(0,00; 0,00; 0,85)$ m pour différentes fréquences.

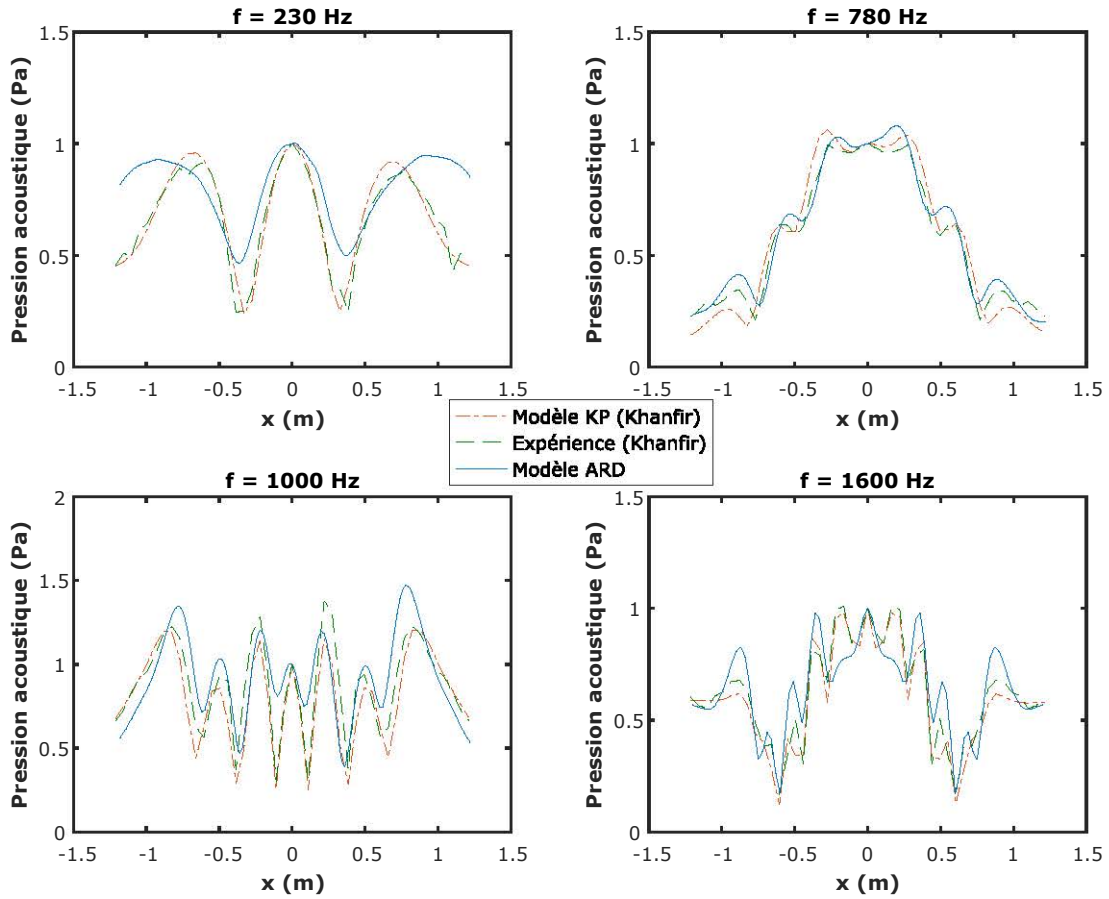


FIGURE 4.8 – Profil de pression acoustique normalisée au-dessus d'un réseau de trois cavités de dimensions 0,50 x 0,48 x 0,21 m^3 espacées de 0,12 m excitée par une source aux coordonnées $(0,00; 0,00; 1,00)$ m pour différentes fréquences.

Les Figures 4.7 et 4.8 illustrent les profils de pression obtenus pour les deux réseaux étudiés. Dans la première configuration, les cavités sont de dimensions 0,48 x 0,50 x 0,21 m^3 et sont espacées de 0,34 m. Dans le deuxième cas, les cavités rectangulaires mesurent 0,50 x 0,48 x 0,21 m^3 et sont séparées de 0,12 m. Les profils de pressions simulés avec notre modèle suivent globalement l'allure des profils de pressions expérimentaux. Néanmoins, des disparités sont visibles à certains endroits des profils et notamment à la fréquence 230 Hz pour les deux configurations.

TABLE 4.3 – Erreur quadratique moyenne du modèle KP et de notre modèle pour un réseau de trois cavités rectangulaires excitées par une source sonore centrée.

Configuration	Fréquence (Hz)	RMSE (Modèle KP)	RMSE (Modèle ARD)
Source centrée, 3 cavités rectangulaires 0,48x0,20x0,21 m^3	230	0,12	0,21
	500	0,06	0,06
	780	0,06	0,15
	1500	0,17	0,11
Source centrée, 3 cavités rectangulaires 0,50x0,48x0,21 m^3	230	0,05	0,19
	780	0,07	0,05
	1000	0,13	0,18
	1600	0,06	0,11

Le Tableau 4.3 présente la RMSE des deux modèles théoriques pour les configurations présentées en Figure 4.7 et 4.8. Ce tableau montre que, à part pour trois courbes, l'erreur de notre modèle est légèrement supérieure à la RMSE du modèle KP. En comparant les RMSE des deux modèles, nous constatons que l'erreur obtenue avec notre modèle est, globalement, légèrement plus importante. Néanmoins, les RMSE de notre modèle restent faibles. Elles sont, à peu près, du même ordre que celles obtenues dans le Tableau 4.1.

4.1.5 Discussion

L'étude comparative entre les résultats de simulation obtenus avec notre modèle et les résultats théoriques et expérimentaux obtenus par Khanfir a mis en évidence que, globalement, la simulation de la réflexion acoustique par différentes parois à relief géométrique est effectuée avec une erreur relativement faible. En effet, pour presque la moitié des cas présentés ici, notre modèle présente même une erreur égale ou inférieure à celle obtenue par le modèle KP. Néanmoins, dans certains cas, la RMSE calculée est plus importante avec notre modèle.

Dans les deux cas, la RMSE est calculée par rapport aux valeurs expérimentales. Néanmoins ces valeurs ne sont pas les valeurs exactes car elles sont influencées par les conditions de mesures. Khanfir [13] précise notamment que les erreurs de mesure peuvent provenir de deux facteurs :

— Le positionnement des capteurs au-dessus de la cavité. En conditions expérimentales, il est difficile de positionner les récepteurs aux positions exactes souhaitées. Par conséquent, en étudiant des phénomènes de diffusion à proximité de la paroi, une erreur de positionnement, même très faible peut provoquer une erreur assez importante dans la mesure,
— Les caractéristiques de la source. Khanfir précise que l'omnidirectivité de la source expérimentale n'est pas parfaite. Or dans les deux modèles, la source simulée est parfaitement omnidirectionnelle.

Les conditions de simulation avec notre modèle peuvent aussi être à l'origine de deux types d'erreur :

— Le pas spatial du maillage pour les simulations est fixé à 0,02 m. Par conséquent, certaines coordonnées et dimensions du relief sont approximées. Par exemple, dans le cas de la cavité étudiée dans la Figure 4.2, la profondeur simulée est de 0,22 m. Dans le cas de la source excentrée, ses coordonnées sont arrondies à $(-0,52; 0,00; 0,90)$ m. Cette approximation est d'autant plus importante lorsque l'on considère trois cavités. Les cavités interagissant entre elles par le phénomène de couplage, les approximations des dimensions créent une erreur d'autant plus importante. De plus, dans nos simulations, les récepteurs sont placés sur les nœuds de maillage, c'est-à-dire tous les 0,02 m. Par conséquent, il y a, là aussi, une légère disparité avec le protocole expérimental de départ pour lequel les microphones sont espacés de 5,5 cm,
— Les effets de bords et notamment la réflexion parasite sur les parois considérées comme parfaitement absorbantes peuvent avoir une influence sur les résultats de simulation. En effet, le chapitre précédent a montré que l'absorption au niveau de la PML n'est pas parfaite, en particulier en basses fréquences. Nous observons, sur les différentes courbes à 230 Hz, une disparité, notamment aux extrémités du profil de pression. Ces disparités aux extrémités peuvent provenir de réflexions sur les parois sensées être totalement absorbantes.

4.2 Comparaison avec l'expérience : propagation sonore dans un local réel

Après avoir appliqué notre modèle à la simulation de la réflexion acoustique par une paroi à relief en condition semi-anéchoïque, nous avons souhaité valider la simulation de la propagation en milieu confiné dans un local réel.

Dans un premier temps, des mesures ont permis d'obtenir les réponses impul-

sionnelles dans un bureau individuel vide. Le bureau en question est situé sur le site de l'INRS, dans un bâtiment vidé en vue d'une démolition. Après avoir mesuré les RI de cette salle, nous avons intégré une surface présentant du relief géométrique sur une des parois du local. Trois types de relief ont été étudiés. L'objectif de cette première étape expérimentale est d'estimer, à partir des RI mesurées, un coefficient d'absorption acoustique apparent pour chaque relief.

La seconde partie de cette section consiste à modéliser la propagation acoustique dans le local avec notre modèle. La comparaison des résultats de la partie expérimentale avec ceux de la partie théorique permettra de déterminer les limites de validité du modèle.

4.2.1 Protocole de mesure et caractéristiques du local expérimental

Le choix du local pour cette campagne de mesures s'est porté sur un bureau individuel de dimensions 3,95 x 4,34 x 2,90 m^3. La Figure 4.9 illustre une représentation schématique en coupe de ce local. L'intérêt de choisir un local vide est de ne pas avoir à prendre en compte l'encombrement dans les simulations.

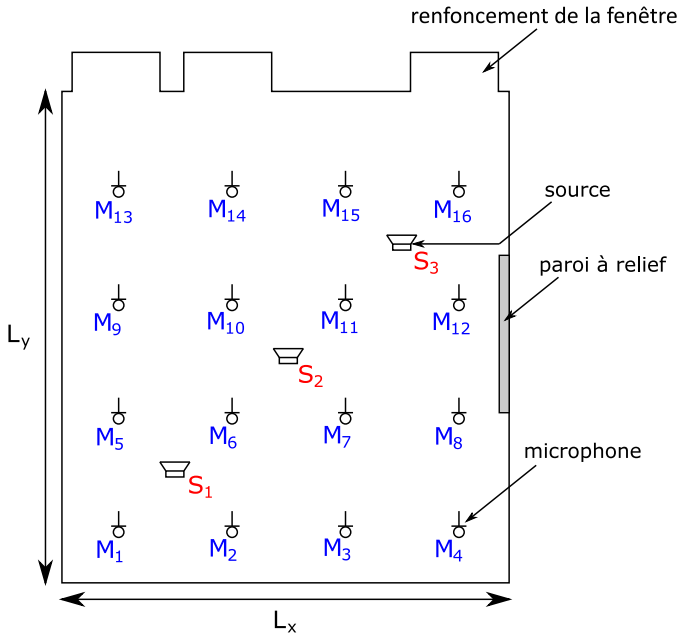


FIGURE 4.9 – Schéma du protocole expérimental dans le bureau vide : Positions des sources, des microphones et de la paroi à relief.

Ce bureau nous a paru intéressant car il présente deux avantages. Tout d'abord il possède une géométrie simple mais aussi, il ne présente aucun traitement acoustique particulier. En effet, les parois de ce local sont toutes composées de matériaux acoustiquement réfléchissants : linoléum sur béton au sol, cloisons en plaques de plâtre ou béton pour les murs, et béton lisse au plafond. Malgré ses dimensions assez réduites, la composition des parois de ce local produit un milieu réverbérant.

Le matériel utilisé pour les expériences est composé de deux parties. La chaîne d'émission est constituée d'un générateur de bruit blanc Brüel & Kjær Noise generator 1405, d'un amplificateur Power APK 2000, d'un égaliseur graphique Yamaha GQ1031BII et d'une chambre de compression JBL 2446H. La chambre de compression est prolongée d'un tube en métal d'une longueur de 77,5 cm avec une ouverture de 1,2 cm de diamètre. La chaîne de réception est composée de huit microphones $\frac{1}{2}$" Brüel & Kjær type 4188 montés sur des préamplificateurs Brüel & Kjær type 2671. Ces microphones sont reliés à une carte d'acquisition NetdB de la société 01dB branchée à un ordinateur portable.

Chaque mesure de réponse impulsionnelle est réalisée pour trois positions de source et 16 positions de microphones illustrées sur la Figure 4.9. Les coordonnées des microphones vont de $M_1 = (0,50; 0,50; 1,40)$ m à $M_{16} = (3,50; 3,50; 1,40)$ m avec une distance inter-microphonique d'un mètre selon les axes x et y. Les coordonnées des trois positions de sources sont $S_1 = (1,00; 1,00; 0,90)$ m, $S_2 = (2,00; 2,00; 0,90)$ m et $S_3 = (3,00; 3,00; 0,90)$ m. Les différentes positions de récepteurs servent à observer la modification apportée par la présence de la paroi à relief dans l'espace. Les trois positions de source différentes ont été choisies pour étudier si la position de la source par rapport à la paroi à relief a une influence.

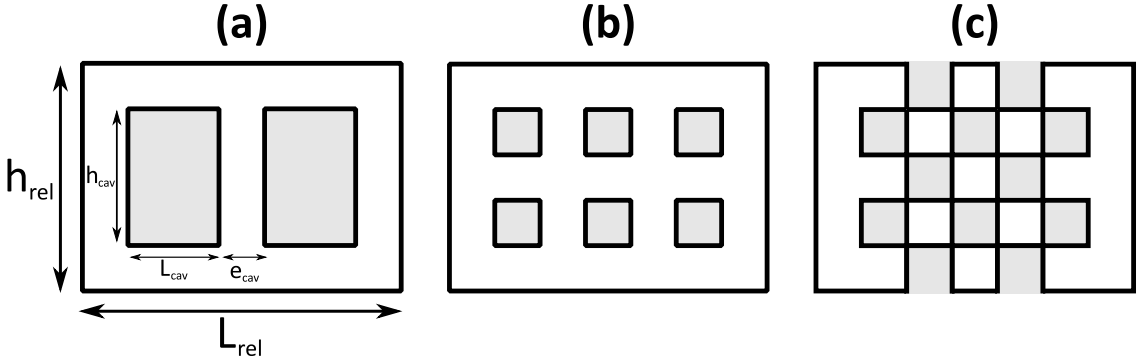


FIGURE 4.10 – Trois parois à relief géométriques étudiées. (a) 2 cavités ; (b) 6 cavités ; (c) 12 cavités.

La Figure 4.10 illustre les trois différents reliefs qui ont été étudiés. Les trois reliefs

ont la même longueur $L_{\text{rel}} = 1,40$ m, la même hauteur $h_{\text{rel}} = 1,00$ m ainsi que la même épaisseur $e_{\text{rel}} = 0,10$ m. Seuls le nombre et les dimensions des cavités varient entre les reliefs. Dans le cas de la Figure 4.10(a), nous étudions deux cavités de longueur $L_{\text{cav}} = 0,40$ m et de hauteur $h_{\text{cav}} = 0,60$ m avec un espace $e_{\text{cav}} = 0,20$ m. Dans le cas des Figures 4.10(b) et 4.10(c), la longueur, la hauteur et l'espacement des cavités sont de 0,20 m, avec respectivement 6 et 12 cavités.

FIGURE 4.11 – Configuration expérimentale dans le bureau individuel vide.

La Figure 4.11 présente les conditions expérimentales dans le local. Cette figure montre tout d'abord la source sonore posée au sol, composée de la chambre de compression prolongée du tube. Ensuite, elle illustre aussi comment est composée la surface à relief. Cette dernière est créée à partir de blocs de polystyrène fixés avec de l'adhésif double face à la paroi verticale.

4.2.2 Caractérisation de la source sonore expérimentale

La source sonore utilisée pour cette campagne de mesure et présentée sur la Figure 4.11 a été fabriquée au sein de l'INRS. L'intérêt d'utiliser un tube en sortie de chambre de compression est de pouvoir générer, à la sortie de ce tube, une source ponctuelle et omnidirectionnelle. Néanmoins, l'utilisation d'un tube provoque l'apparition d'ondes

stationnaires dans ce dernier. Ces ondes stationnaires engendrent des résonances aux fréquences propres du tube. Les fréquences de résonance d'un tube fermé-ouvert s'expriment comme suit :

$$f_{n_{\text{tube}}} = \frac{nc}{4L_{\text{tube}}}\,, \tag{4.2}$$

où L_{tube} représente la longueur du tube (m). Ces fréquences de résonance modifient significativement le signal d'émission en sortie de générateur. Il est donc important de mesurer la réponse en fréquence de la chaîne d'émission utilisée. En effet, en conditions expérimentales, le signal sonore reçu par le capteur $s_r\,(t)$ dépend de la réponse impulsionnelle de la salle et du signal émis. Le signal en sortie de tube $s_{\text{tube}}\,(t)$ dépend du signal source large bande $s_{\text{source}}\,(t)$ et de la réponse impulsionnelle de la chaîne d'émission $h_e\,(t)$:

$$\begin{cases} s_r\,(t) = s_{\text{tube}}\,(t) * RI\,(t) \\ \\ s_{\text{tube}}\,(t) = s_{\text{source}}\,(t) * h_e\,(t) \end{cases}. \tag{4.3}$$

Le système d'équation 4.3 montre que, pour mesurer expérimentalement la réponse impulsionnelle d'un local, il faut connaître le signal source en sortie de générateur, la réponse de la chaîne d'émission et le signal reçu.

La mesure de la réponse en fréquence de la chaîne d'émission est effectuée en salle semi anéchoïque. Pour éliminer la réflexion acoustique au sol, des panneaux de laine minérale sont placés sur des blocs de polystyrène afin de former un plénum (cf. Figure 4.14, mesure de directivité verticale). Nous mesurons le signal en sortie de générateur ainsi que le signal en sortie de tube. Pour ce faire, un microphone $\frac{1}{2}$" Brüel & Kjær type 4188 est placé à 3 cm à l'aplomb de la sortie du tube. L'acquisition de ces deux signaux se fait via la carte d'acquisition NetdB reliée à un ordinateur portable. En effectuant une déconvolution des deux signaux captés nous obtenons la réponse en fréquence de la chaîne d'émission.

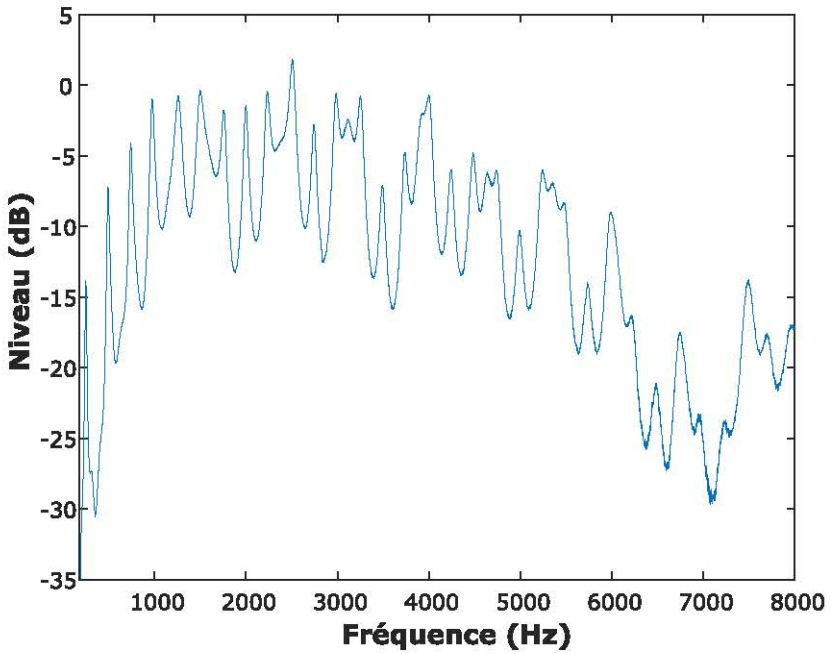


FIGURE 4.12 – Réponse en fréquence de la chaine d'émission expérimentale.

La Figure 4.12 représente la réponse fréquentielle de la chaîne d'émission. Cette réponse en fréquence sera utilisée, par la suite, pour le traitement des mesures et l'obtention des réponses impulsionnelles expérimentales. Les pics visibles sur cette figure correspondent aux fréquences de résonance du tube prolongeant la chambre de compression. La chambre de compression et le tube sont les deux éléments qui influent le plus sur la réponse de la chaîne d'émission. En effet, en admettant qu'aucun filtrage n'est appliqué par l'égaliseur graphique, les autres éléments de la chaîne sont généralement considérés comme ayant une réponse en fréquence plate. L'inconvénient de vouloir générer une source ponctuelle avec une chambre de compression est la restriction de la bande passante, notamment en basses fréquences. Dans notre cas, la bande passante du système d'émission est de 300 à 5000 Hz.

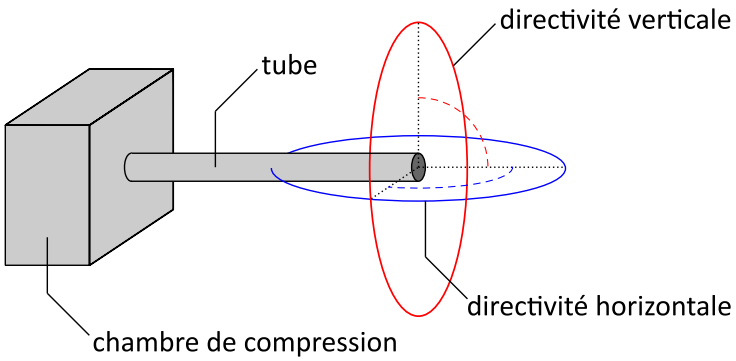
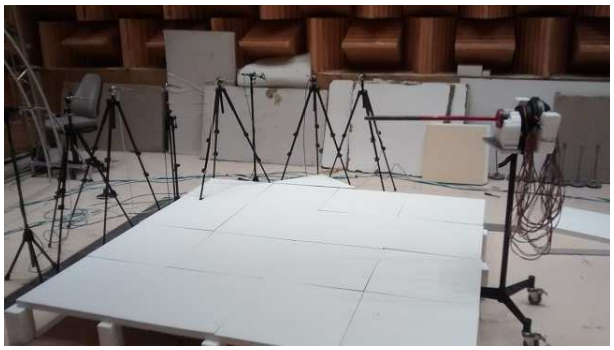


FIGURE 4.13 – Schéma des directivités verticale et horizontale de la source expérimentale.



Directivité horizontale

Directivité verticale

FIGURE 4.14 – Mesure des directivités de la source sonore en chambre semi-anéchoïque.

Avec cette source sonore expérimentale, nous souhaitons générer une source ponctuelle et omnidirectionnelle. Par conséquent, il est nécessaire de vérifier la directivité de cette source au travers d'une mesure. Pour ce faire, nous avons mesuré la directivité de la source selon deux axes :

— Directivité dans le plan du tube que nous appelons directivité horizontale,
— Directivité dans le plan perpendiculaire à l'ouverture du tube, ou directivité verticale.

La Figure 4.13 illustre schématiquement les deux directivités que nous avons mesurées. La Figure 4.14 représente les conditions expérimentales dans lesquelles ont été menées ces mesures. Comme pour la mesure de la réponse en fréquence de cette source, les mesures de directivité ont été menées dans la chambre semi-anéchoïque de l'INRS avec, au sol, un plénum constitué de panneaux de laine minérale. Dans le cas de la directivité horizontale, la source sonore a été placée sur un pied et dans le second cas, elle a été placée au sol sur une semelle antivibratile pour empêcher la transmission solidienne des vibrations émises par la source. Les microphones sont placés en arc de cercle à 1,97 m de l'ouverture du tube. Les huit microphones sont espacés les uns des autres d'un angle de 11,25° par rapport à l'ouverture du tube. Afin d'effectuer la mesure de directivité sur 360°, la mesure présentée en Figure 4.14 est réitérée quatre fois en tournant la source de 90° par rapport à l'axe vertical passant par l'ouverture du tube.

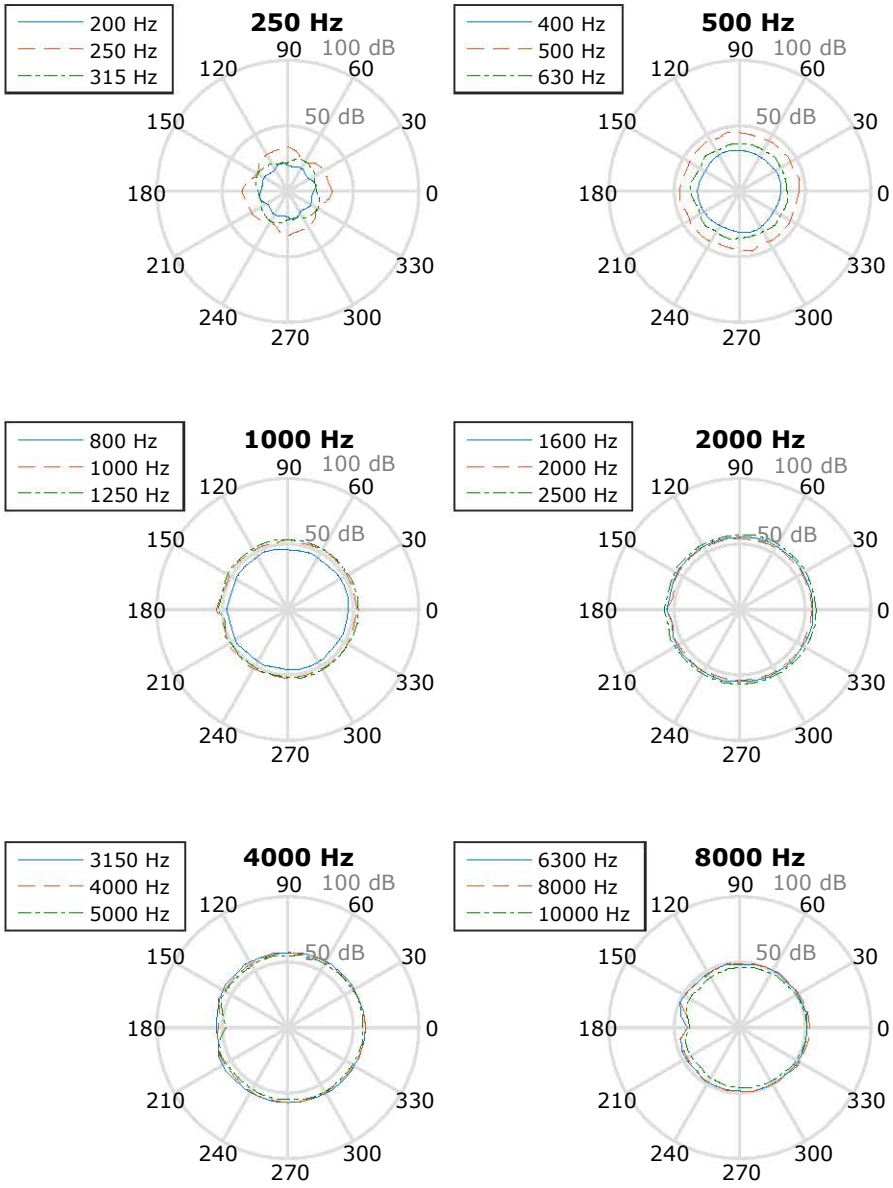


FIGURE 4.15 – Directivité horizontale de la source sonore par bande de tiers d'octave.

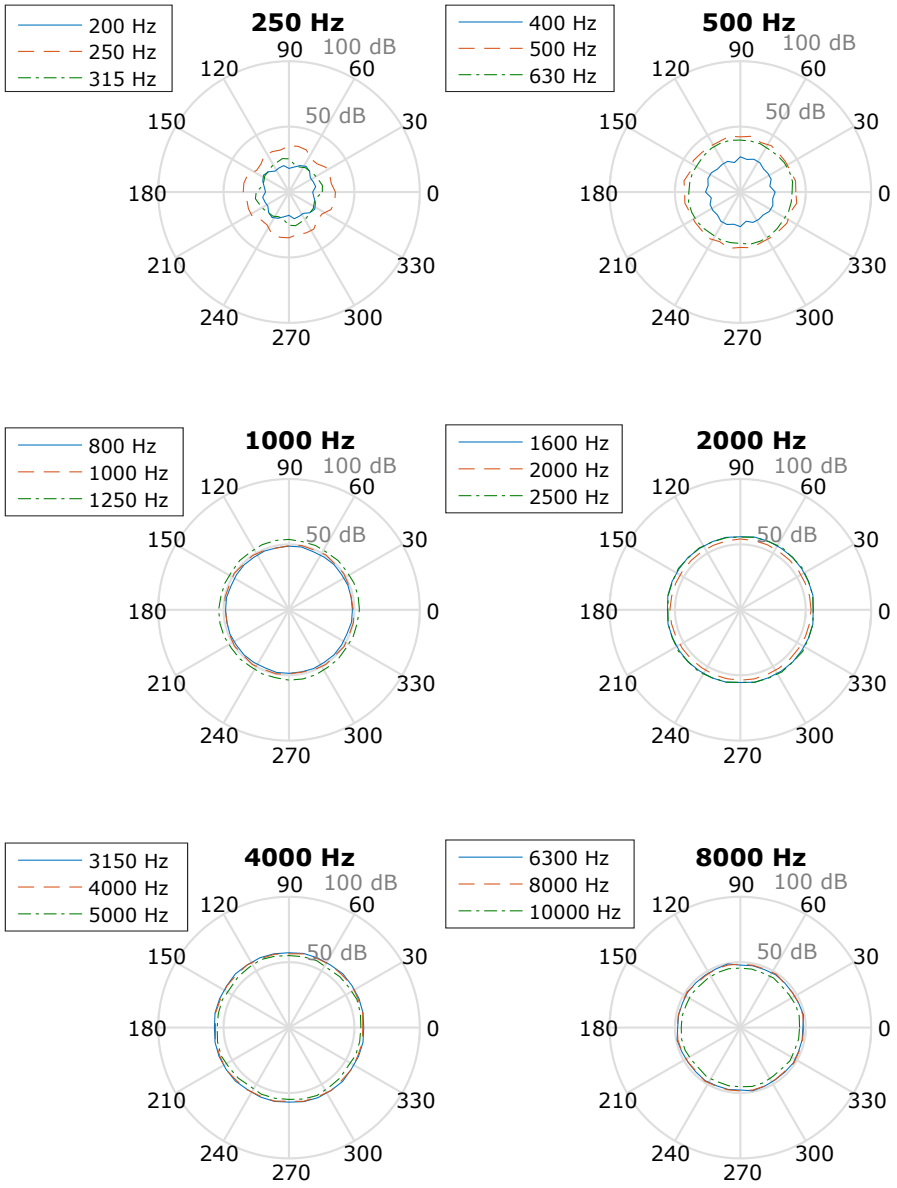


FIGURE 4.16 – Directivité verticale de la source sonore par bande de tiers d'octave.

Les Figures 4.15 et 4.16 montrent respectivement la directivité horizontale et verticale de la source sonore par bande de tiers d'octave. Dans les deux cas, la source est réellement omnidirectionnelle à partir du tiers d'octave 400 Hz, jusqu'à 5000 Hz. Dans le cas de la directivité horizontale, un creux apparaît à partir de la bande 2000 Hz à 180°. Ce creux est dû à la présence du tube et de la chambre de compression qui font écran à la propagation des ondes. Les ondes se réfléchissent, notamment sur la chambre

de compression et provoquent cette légère perte à 180°. Néanmoins, lors des mesures qui seront effectuées par la suite, la source sonore sera posée au sol (cf. Figure 4.11) ainsi, cette légère perte de directivité pourra être considérée comme négligeable.

Cette caractérisation de la source sonore expérimentale a permis de déterminer la bande passante dans laquelle nous pouvons considérer que la source est omnidirectionnelle à savoir du tiers d'octave 400 à 5000 Hz.

4.2.3 Mesures du temps de réverbération dans le local

Le bureau individuel étudié ici est constitué de six parois présentant toutes des matériaux acoustiquement réfléchissants. Ainsi, pour un local présentant une surface au sol d'environ 17 m², la réverbération perçue au premier abord semblait très importante. En général, les bureaux individuels comme celui-ci, contiennent un traitement acoustique, comme par exemple un faux plafond composé de panneaux de laine minérale. Ce simple traitement donne généralement des conditions satisfaisantes de confort et d'intelligibilité.

Pour les mesures, le générateur de bruit émet un bruit blanc d'une durée de 30 secondes. Le signal source est capté en sortie du générateur par la carte d'acquisition NetdB. Celle-ci enregistre aussi le signal reçu par chaque microphone. Chaque signal capté par un microphone est ensuite déconvolué par la réponse de la chaîne d'émission ainsi que par le signal source. Comme le montre le système d'équations 4.3, ces deux déconvolutions permettent d'obtenir la réponse impulsionnelle du local en chaque point de réception.

La mesure de la réponse impulsionnelle du local est effectuée pour les 16 positions de microphones et réitérée trois fois pour chaque position de source. Cela nous donne 48 réponses impulsionnelles pour le local étudié. Ensuite, nous effectuons à nouveau cette mesure en intégrant les trois différents types de reliefs sur la paroi située en $x = L_x$ (cf. Figure 4.11). Nous obtenons ainsi 48 RI pour quatre différentes configurations : une configuration de référence sans relief et trois configurations avec un relief différent.

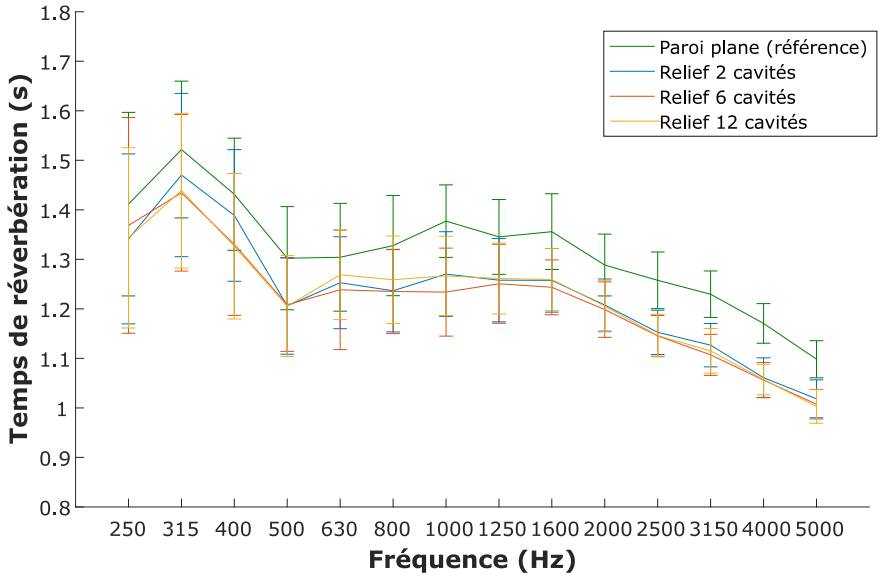


FIGURE 4.17 – Temps de réverbération moyen dans le bureau individuel.

En utilisant la méthode d'intégration de Schroeder [118], il est possible d'obtenir la courbe de décroissance d'énergie dans le local à partir de la réponse impulsionnelle mesurée. Cette courbe de décroissance permet d'obtenir le temps de réverbération du local. L'annexe B détaille la méthode d'estimation du temps de réverbération à partir des RI.

Le temps de réverbération obtenu pour les 48 RI mesurées est moyenné pour chaque configuration. La moyenne et l'écart-type associés à chaque tiers d'octave est tracé pour chaque configuration sur la Figure 4.17. Cette figure illustre le temps de réverbération moyen par bande de tiers d'octave dans le local. L'intégration d'une surface à relief sur une paroi du local a un effet visible sur le temps de réverbération moyen. Les trois surfaces provoquent approximativement la même diminution d'environ 0,1 seconde du temps de réverbération moyen sur l'ensemble du spectre étudié. En effet, sauf en basses fréquences, les courbes du temps de réverbération moyen pour les trois configurations avec une surface à relief sont approximativement identiques. Cette proximité entre les résultats est explicable par le fait que les trois reliefs présentent certaines caractéristiques identiques, notamment la même profondeur (0,10 m) et la même surface totale (1,40 m^2).

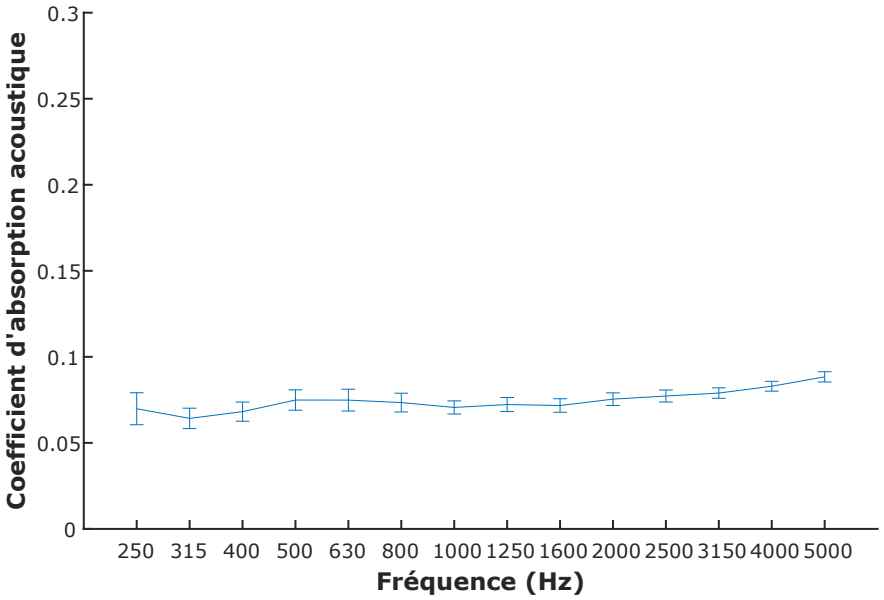


FIGURE 4.18 – Coefficient d'absorption moyen $\bar{\alpha}$ dans le local expérimental.

Nous cherchons maintenant à estimer, à partir des temps de réverbération mesurés, le coefficient d'absorption acoustique apparent α_{app} de chaque surface à relief étudié. Dans un premier temps, nous estimons le coefficient d'absorption moyen $\bar{\alpha}$ dans le local. Ce coefficient est obtenu à partir des temps de réverbération de la configuration de référence et de l'équation 2.4 du temps de réverbération selon Sabine. La Figure 4.18 représente ce coefficient moyen dans le local. Sachant que toutes les parois du local sont constituées de matériaux réfléchissants, nous considérons par la suite que le coefficient d'absorption de chaque paroi est égal à ce coefficient moyen.

Le local étudié possède un temps de réverbération supérieur à une seconde, l'estimation du coefficient d'absorption apparent α_{app} de la surface à relief peut être effectuée à l'aide de l'équation 2.4. Ce coefficient s'exprime comme suit :

$$\alpha_{\text{app}} = \left[\frac{0,16V}{S_{\text{rel}}}\left(\frac{1}{T_{r_{\text{rel}}}(f)} - \frac{1}{T_{r_{\text{ref}}}(f)}\right)\right] - \alpha_{L_x}(f)\ , \tag{4.4}$$

où S_{rel} représente la surface du relief étudié (m^2). $T_{r_{\text{rel}}}$ et $T_{r_{\text{ref}}}$ désignent respectivement les temps de réverbération (s) dans le local avec et sans la surface à relief. α_{L_x} est le coefficient d'absorption acoustique de la paroi en $x = L_x$.

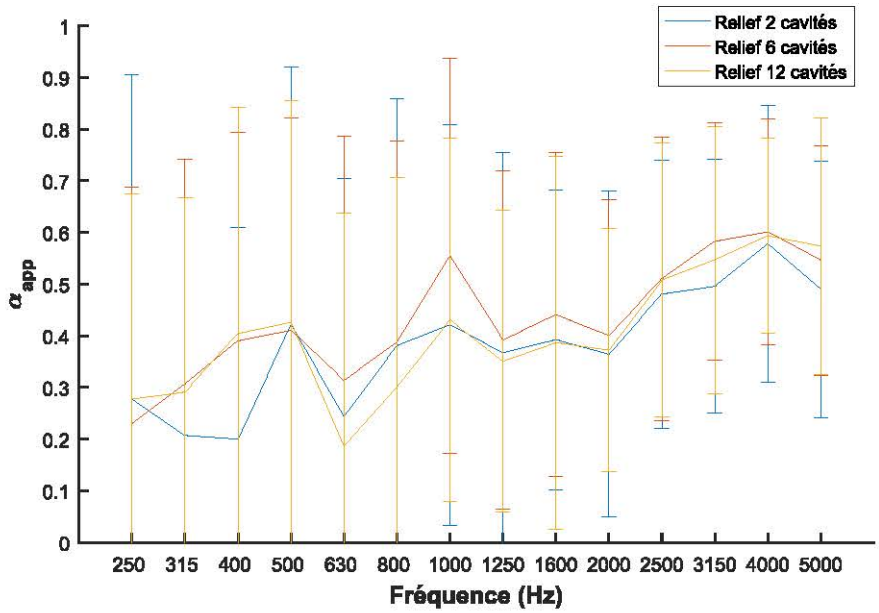


FIGURE 4.19 – Coefficient d'absorption acoustique apparent expérimental moyen des trois types de relief étudiés.

Les coefficients expérimentaux obtenus avec l'équation 4.4 sont représentés sur la 4.19. Comme le montre la Figure 4.17, l'influence des trois surfaces à relief est similaire et cela se retranscrit dans l'estimation du coefficient α_{app}. En effet, le coefficient d'absorption apparent obtenu pour chaque relief est à peu près identique. Dans les trois cas, il augmente en fonction de la fréquence d'environ 0,3 à 0,5 en hautes fréquences. L'absorption estimée est due en partie au relief mais aussi au matériau et à la pose des blocs constituant le relief. En effet, le coefficient d'absorption du polystyrène est légèrement plus élevé que le coefficient d'absorption moyen dans le local. Le coefficient α_{app} estimé ici dépend donc de l'effet diffusant du relief mais aussi du matériau qui le compose.

Les écart-types représentés ici montrent une grande variabilité dans l'estimation du coefficient α_{app}. Cette variabilité a notamment deux origines :

— L'estimation du temps de réverbération expérimental n'est jamais parfaite car nous approximons la décroissance en une droite. Une mauvaise estimation du TR, surtout lorsqu'il est important comme ici, peut engendrer une variation importante de l'estimation du coefficient α_{app},

— La dimension relativement faible du relief par rapport aux dimensions du local. En effet, nous pourrons voir dans la suite de ce chapitre que plus la surface du relief est importante, plus l'erreur d'estimation de son coefficient α_{app} est faible.

4.2.4 Application du modèle numérique à la propagation sonore dans le local

Après avoir effectué cette campagne de mesures, nous avons modélisé le champ acoustique dans ce local en utilisant notre modèle. Pour les simulations qui vont suivre, nous avons utilisé un maillage ayant un pas spatial $\Delta h = 0,05$ m. Cela a pour effet d'approximer certaines dimensions du local, notamment la longueur L_y arrondie à 4,35 m.

Les caractéristiques acoustiques des parois sont considérées identiques. Pour les simuler, nous avons utilisé les valeurs du coefficient d'absorption moyen $\bar{\alpha}$ de la Figure 4.18. Nous avons donc créé un DIF à partir de ces valeurs que nous avons appliqué aux six parois. Tout d'abord, nous avons simulé la propagation acoustique dans le local avec la configuration de référence, c'est-à-dire, sans la surface à relief. Les simulations ont été effectuées pour les trois positions de sources et les 16 positions de microphones décrites par la Figure 4.9. Par souci de simplicité de lecture nous abrégeons, par la suite, la notation des configurations source – récepteur. Par exemple, pour la source S_1 positionnée aux coordonnées $(1,00; 1,00; 0,90)$ m et le microphone M_8 aux coordonnées $(3,50; 1,50; 1,40)$ m nous notons simplement S1M8.

Les simulations effectuées avec notre modèle ARD sont comparées avec celles issues des expériences et des simulations effectuées avec le modèle SI décrit dans le chapitre 2. Les RI obtenues dans les trois cas sont filtrées par un filtre passe-bas. La fréquence de coupure du filtre est définie par la fréquence $f_{\max}$ simulée avec notre modèle ARD. Ici, cette fréquence maximale est fixée à 2200 Hz.

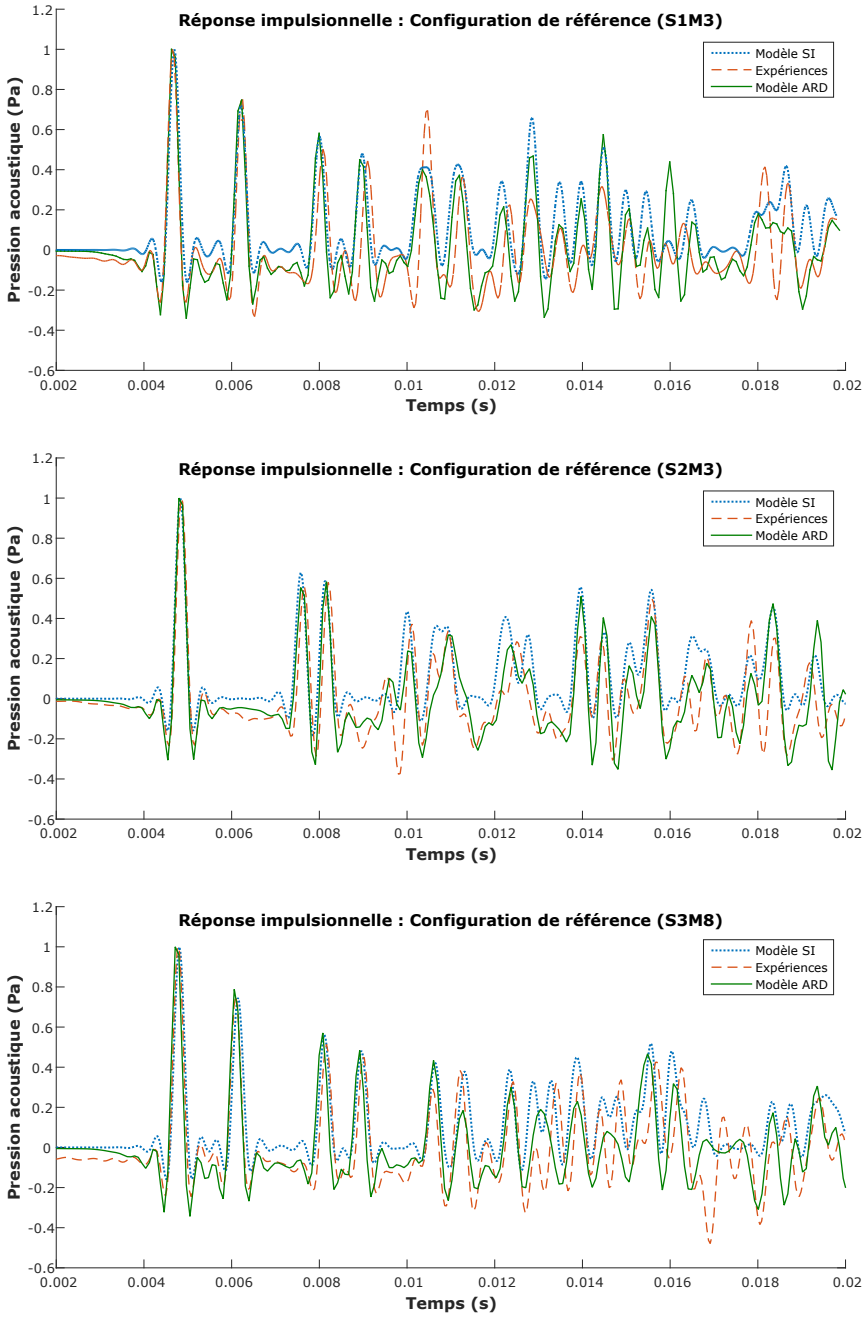


FIGURE 4.20 – Réponses impulsionnelles dans le bureau individuel (sans surface à relief). Comparaison de la mesure avec les modèles SI et ARD pour trois configurations source – récepteur.

La Figure 4.20 présente trois réponses impulsionnelles du bureau dans la configuration de référence. Ces courbes illustrent les premières millisecondes de ces réponses impulsionnelles afin de pouvoir visualiser et distinguer les premières réflexions. La pression acoustique est normalisée par rapport à l'amplitude maximale de la première impulsion captée, c'est-à-dire celle issue du trajet direct source – récepteur. Les courbes correspondent aux trois différentes positions de source S_1, S_2 et S_3 et aux positions de microphones M_3 de coordonnées $(2,50; 0,50; 1,40)$ m et M_8 de coordonnées $(3,50; 1,50; 1,40)$ m.

Globalement, la Figure 4.20 montre une bonne concordance entre le modèle ARD et l'expérience. Cette concordance est visible notamment sur les réflexions précoces. Le temps d'arrivée et l'amplitude des premiers pics concordent entre les résultats théoriques et expérimentaux. Les légères différences de temps d'arrivée proviennent des dimensions du modèle. D'une part, la mesure des dimensions de la salle comporte une incertitude, estimée à $\pm 0,02$ m. D'autre part, l'approximation des dimensions dans le modèle numérique engendre ce léger décalage. La différence d'amplitude provient des DIF utilisés pour la simulation. Dans le modèle numérique, l'absorption acoustique est considérée identique sur chaque paroi et égale au coefficient moyen. Or, même si toutes les parois sont très réfléchissantes, dans le local réel, leur impédance varie légèrement. Ces légères différences vont s'accumuler au fur et à mesure de la propagation. De plus, au bout d'un certain temps, les réflexions deviennent indistinguables les unes des autres. Par conséquent, il devient difficile d'estimer la concordance après 0,02 secondes.

Les courbes du milieu de la Figure 4.20, correspondant à la configuration S2M3 illustrent une différence entre les modèles SI et ARD. Les pics situés entre 9,5 et 10 ms correspondent à la réflexion au niveau du plafond dans le local. En effet, une poutre est située au plafond. Cette poutre de 0,21 m de hauteur et 0,32 m de largeur est située en $x = 2,33$ m et traverse le local, le long de l'axe y. Cette poutre est située, selon l'axe x, entre la source et le récepteur et a donc une influence sur la réflexion au plafond. Par soucis de réalisme, cette poutre a été introduite dans le modèle ARD mais pas dans le modèle SI. Cela explique qu'à cet instant, la courbe du modèle SI affiche un seul pic quand les deux autres courbes en affichent deux. Le premier pic correspond à la diffusion et la réflexion sur la surface plane de la poutre. Le second pic correspond à la réflexion au plafond. Ce second pic arrive donc au même instant que le pic de la courbe issue du modèle SI.

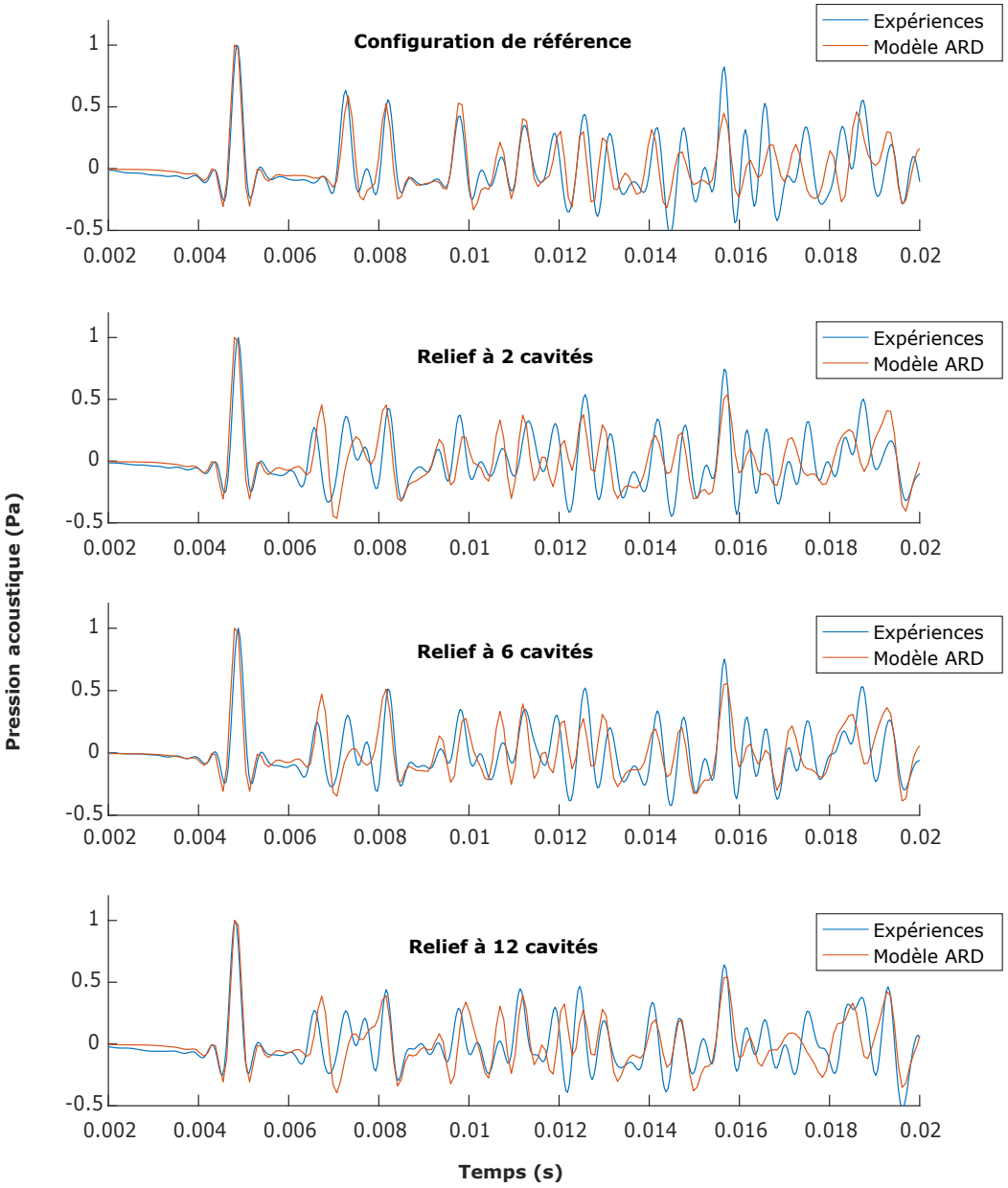


FIGURE 4.21 – Réponses impulsionnelles dans le bureau individuel sans (haut) et avec les trois surfaces à relief étudiées (S2M8).

La Figure 4.21 présente les RI mesurées et simulées pour une position de source S_2 et de récepteur M_8 et pour les quatre configurations étudiées. Ces positions de source et récepteur ont été choisies car elles se trouvent toutes les deux proches de la surface à relief. Par conséquent, il est possible de visualiser plus clairement l'effet de cette surface

car la réflexion sur la paroi traitée est distincte des autres réflexions.

La courbe en haut de la Figure 4.21 montre la configuration sans surface à relief. Le second pic capté par le récepteur à environ 7,3 ms correspond à la réflexion se produisant sur la paroi située en $x = L_x$. En présence de relief la réflexion n'engendre pas un seul pic mais plusieurs. Cependant, les courbes expérimentales présentent des résultats similaires pour les trois différents reliefs. En effet, dans ces trois cas, la pression réfléchie par la paroi traitée est décomposée en trois pics. Le premier pic à environ 6,6 ms correspond à la réflexion de l'onde sur la face plane du relief. Le second pic à 7,3 ms correspond à la réflexion sur le mur. Enfin le troisième pic apparaissant à 7,7 ms correspond à l'onde s'étant réfléchie sur le mur et sur les parois internes des cavités contenant le relief. Les trois résultats d'expérience présentent ces trois pics, néanmoins, l'amplitude de ces pics varie en fonction du relief étudié.

Dans le cas des courbes obtenues avec le modèle ARD, l'effet du relief est lui aussi observable sur chaque RI. Cependant, il existe quelques différences avec les résultats expérimentaux décrits précédemment. En effet, le deuxième ainsi que le troisième pic sont moins distincts que précédemment. De plus, le premier pic présente une amplitude plus importante dans la simulation. Cette différence vient du DIF utilisé pour simuler le relief. Ce DIF est égal à celui utilisé pour simuler les caractéristiques du mur sur lequel est placé la surface et donc simule une paroi très réfléchissante. Cependant, nous avons vu précédemment que le matériau de la surface à relief en conditions expérimentales provoque de l'absorption acoustique. Par conséquent, ici l'absorption réelle du relief est plus importante que l'absorption de la paroi.

4.2.5 Limite du modèle numérique dans le cas d'un local réverbérant

La simulation de la propagation dans le local expérimental a mis en évidence une limitation du modèle numérique. Les Figures 4.20 et 4.21 illustrent les premières millisecondes des RI simulées et affichent une bonne concordance avec les RI expérimentales. Cependant, dans un local réverbérant comme celui étudié ici, il est nécessaire de connaitre la RI sur une durée d'au moins 0,7 s afin d'estimer correctement le temps de réverbération dans le local. Néanmoins, au cours de la simulation avec notre modèle, nous constatons l'apparitions d'ondes stationnaires dont l'amplitude croît au cours du temps.

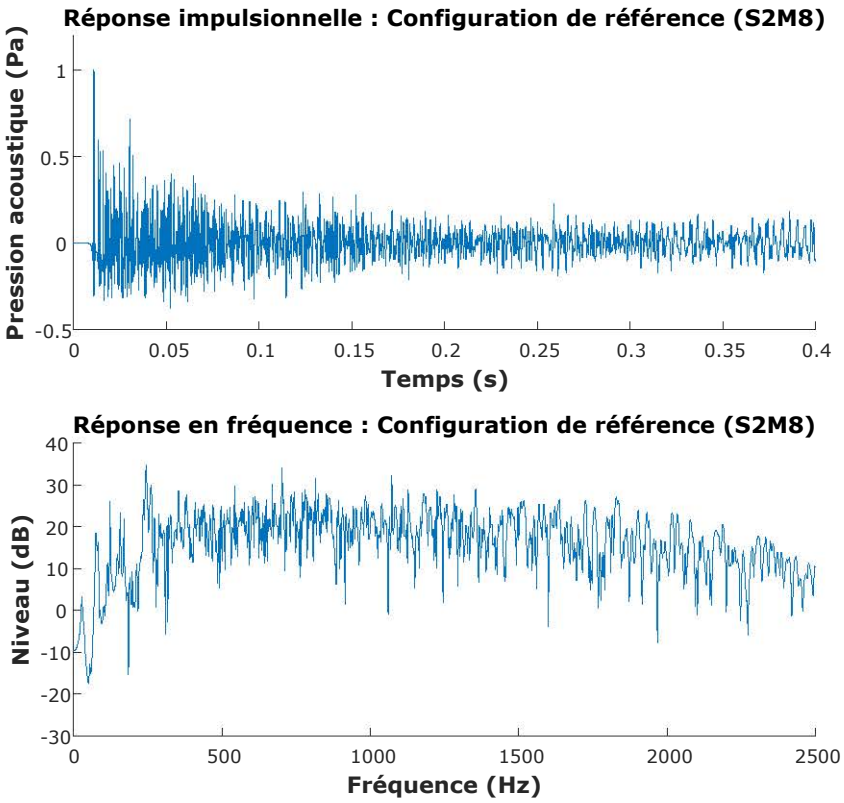


FIGURE 4.22 – Réponse impulsionnelle (haut) et réponse en fréquence (bas) simulées du local expérimental avec le modèle ARD.

La Figure 4.22 illustre la réponse impulsionnelle et fréquentielle du local simulé dans la configuration sans surface à relief et pour la position source – récepteur S2M8. La RI est simulée sur 0,4 secondes. Jusqu'à environ 0,3 secondes, la RI simulée présente une décroissance normale, similaire à la décroissance observable sur les courbes expérimentales. Néanmoins, au-delà de cet instant, nous voyons apparaître de manière très visible une oscillation sinusoïdale à l'amplitude croissante. Cette oscillation correspond à une onde stationnaire dans le local. En effectuant la transformée de Fourier de cette réponse impulsionnelle, nous obtenons la réponse en fréquence du local présentée sur la courbe du bas de la Figure 4.22. Nous constatons l'apparition d'un pic situé à 245 Hz. Ce pic correspond à la fréquence de l'onde stationnaire constatée dans la RI avec notre modèle. Afin d'identifier à quel mode propre peut correspondre cette fréquence, nous calculons les premiers modes longitudinaux grâce à l'équation 1.32.

TABLE 4.4 – Premiers modes longitudinaux du bureau vide individuel.

	$n = 1$	$n = 2$	$n = 3$
$f_{n,0,0}$ (Hz)	86,8	173,7	260,5
$f_{0,n,0}$ (Hz)	78,8	157,7	236,6
$f_{0,0,n}$ (Hz)	122,5	245,0	367,5

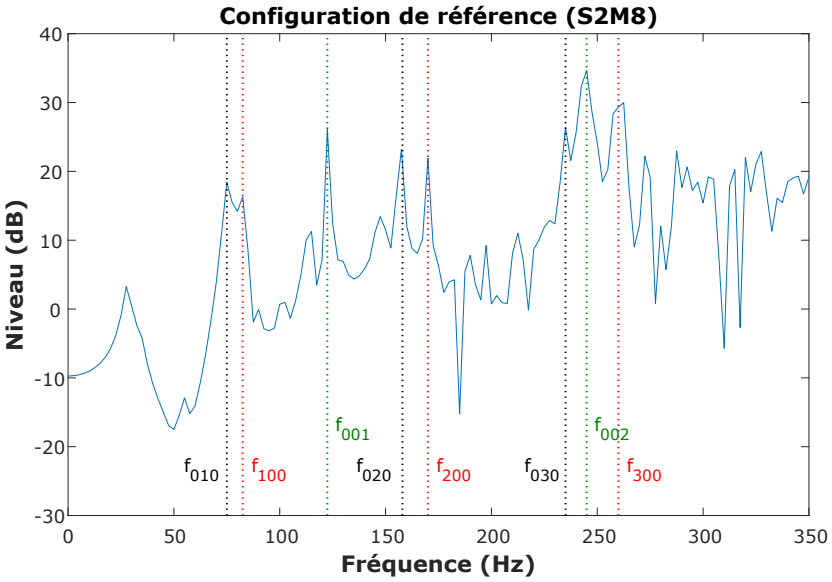


FIGURE 4.23 – Réponse en fréquence simulée et premiers modes longitudinaux du local expérimental.

Le Tableau 4.4 présente la fréquence des trois premiers modes longitudinaux selon les trois axes. Ces modes sont représentés sur la Figure 4.23 qui illustre la réponse fréquentielle de la Figure 4.22 sur la bande de fréquence [0 : 350] Hz. Les premiers modes longitudinaux apparaissent très clairement dans la réponse fréquentielle sous la forme de pic. L'onde stationnaire que nous avions constatée précédemment dans la RI à la fréquence propre $f_{0,0,2}$ correspond ainsi au second mode longitudinal selon l'axe z.

Nous avons constaté qu'avec ce modèle numérique, si nous simulons deux parois planes parallèles relativement proches et réfléchissantes toutes les deux, nous pouvons constater l'apparition d'ondes stationnaires à l'amplitude croissante. Ces ondes oscillent à la fréquence des premiers modes longitudinaux. L'apparition de ces modes n'a pas pu être expliquée pour l'instant. Néanmoins, nous avons émis l'hypothèse que l'apparition et l'amplification de cette onde est intrinsèquement liée au DIF utilisé pour simuler la paroi.

Cette limite a eu pour conséquence d'empêcher une étude théorique plus approfondie des reliefs étudiés dans ce local vide avec notre modèle.

4.2.6 Discussion

L'étape expérimentale de cette partie a servi, tout d'abord à mettre en place un protocole expérimental de la mesure simultanée des réponses impulsionnelles dans un local de taille réduite. Ce protocole sera d'ailleurs réutilisé dans la section suivante de ce chapitre. Nous avons introduit dans ce local réverbérant une surface à relief géométrique de 1,4 m². Trois reliefs différents ont été étudiés. En mesurant les RI, nous avons pu en calculer la courbe de décroissance du niveau dans le local et en déduire un coefficient d'absorption acoustique apparent pour chaque relief. Les coefficients obtenus étaient assez semblables notamment à cause des similarités en termes de géométries et de dimensions caractéristiques entre les différents reliefs. De plus, l'estimation de ces coefficients présente un écart-type important. Afin de réduire ce dernier, il est nécessaire d'étudier une paroi à relief de surface plus importante.

L'application du modèle numérique a engendré plusieurs constatations :

— La simulation de la propagation en milieu confiné a montré une bonne concordance avec les résultats expérimentaux. Les réflexions précoces simulées et expérimentales sont très similaires, les quelques légères différences constatées étant dues principalement à des approximations de dimensions et de caractéristiques acoustiques dans le modèle numérique,

— La simulation de la réflexion sur une surface présentant du relief géométrique a elle aussi montré une similarité intéressante avec les résultats expérimentaux. En effet, nous avons retrouvé avec la simulation l'allure de la pression réfléchie expérimentale notamment avec les différents pics correspondant aux différents trajets de l'onde dans le relief. Comme précédemment, les légères différences constatées étaient principalement dues aux approximations (dimensions et coefficients d'absorption) dans le modèle,

— Une limitation est apparue lors de la simulation du local réverbérant. En effet, des ondes stationnaires à l'amplitude croissante apparaissent dans la réponse impulsionnelle simulée du local. Toutefois, il est possible d'empêcher la croissance exponentielle de ces ondes de deux manières : soit en ajoutant du relief sur une paroi, soit en augmentant le coefficient d'absorption acoustique d'une ou des deux parois parallèles concernées.

4.3 Estimation du coefficient d'absorption acoustique apparent de parois à relief dans un local aux caractéristiques acoustiques modulables

La campagne de mesure dans le bureau individuel de la section 4.2 a montré qu'il est possible d'estimer expérimentalement un coefficient d'absorption acoustique. Néanmoins, la surface à relief étudiée était trop faible, causant une importante variabilité dans l'estimation du coefficient α_{app}. De plus, les limites du modèle liées à l'apparition d'ondes stationnaires dans un milieu confiné réverbérant n'ont pas permis de déterminer théoriquement ce coefficient.

Dans cette section, nous souhaitons pallier aux problèmes rencontrés dans l'expérience précédente et poursuivre l'étude de l'estimation d'un coefficient d'absorption acoustique apparent. Pour ce faire, une seconde campagne de mesures est effectuée dans une salle nouvellement construite au sein du laboratoire d'acoustique de l'INRS. Cette salle, nommée « salle d'écoute », présente l'intérêt majeur d'avoir des caractéristiques acoustiques modulables. En effet, au niveau des quatre parois verticales de cette salle rectangulaire, sont placés des panneaux mobiles. Ces panneaux plus ou moins absorbants peuvent être déplacés librement le long de glissières situées au sol et au plafond.

La salle d'écoute permet, d'une part, de créer un environnement confiné moins réverbérant que le bureau individuel étudié précédemment et donc simulable par notre modèle sans l'apparition d'ondes stationnaires pouvant perturber la simulation. D'autre part, les caractéristiques acoustiques modulables nous ont servi à étudier l'évolution du coefficient d'absorption acoustique apparent en fonction du temps de réverbération dans le local.

4.3.1 Protocole expérimental

Le protocole expérimental utilisé ici ressemble, en partie, à celui décrit dans la section 4.2.1. La chaîne d'émission et la chaine de réception sont les mêmes que celles utilisées précédemment. D'une part, nous avons le générateur de bruit Brüel & Kjær, l'amplificateur Power, l'égaliseur graphique Yamaha et la source sonore composée d'une chambre de compression JBL 2446H prolongée d'un tube. D'autre part, nous avons neuf microphones $\frac{1}{2}$" Brüel & Kjær type 4188 montés sur des préamplificateurs Brüel & Kjær type 2671 et reliés à la carte d'acquisition NetdB de la société 01dB.

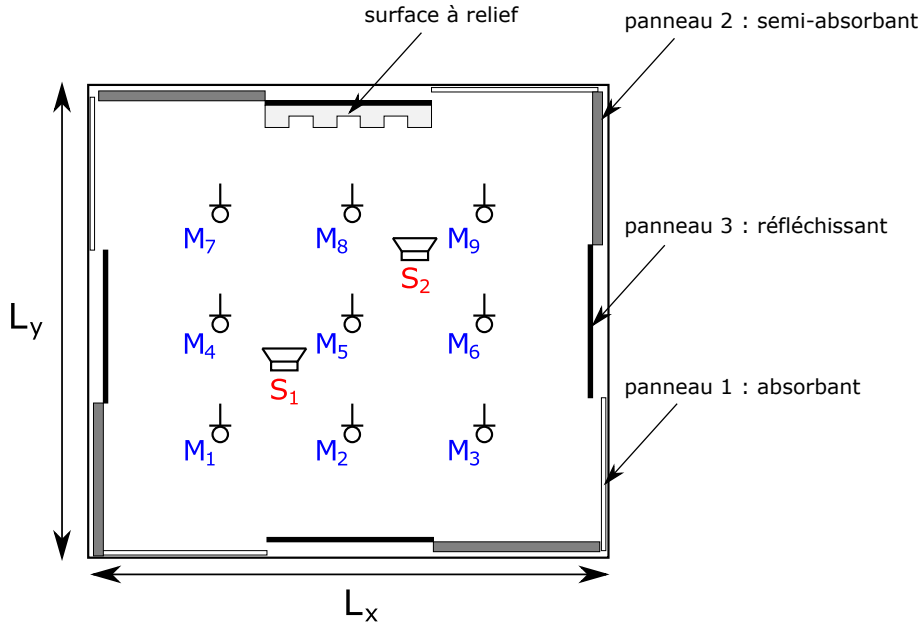


FIGURE 4.24 – Schéma du protocole expérimental dans la salle d'écoute : Positions des sources, des microphones, des panneaux et de la surface à relief.

La Figure 4.24 est une représentation schématique du protocole expérimental. Les dimensions de la salle d'écoute sont 5,91 x 5,37 x 2,68 m^3. Pour cette campagne de mesure, deux positions de sources S_1 et S_2 aux coordonnées respectives $(2,25; 2,25; 0,90)$ m et $(3,75; 3,50; 0,90)$ m sont utilisées. Les coordonnées des microphones vont de $M_1 = (1,50; 1,50; 1,40)$ m à $M_9 = (4,50; 4,00; 1,40)$ m avec une distance inter-microphonique de 1,50 m selon l'axe x et de 1,25 m selon l'axe y. Les panneaux mobiles placés le long de l'axe x mesurent 2,00 m de largeur et ceux le long de l'axe y ont une largeur de 1,80 m. Sur chaque paroi il y a trois types de panneaux : le panneau 1 semi-absorbant, le panneau 2 absorbant et le panneau 3 réfléchissant.

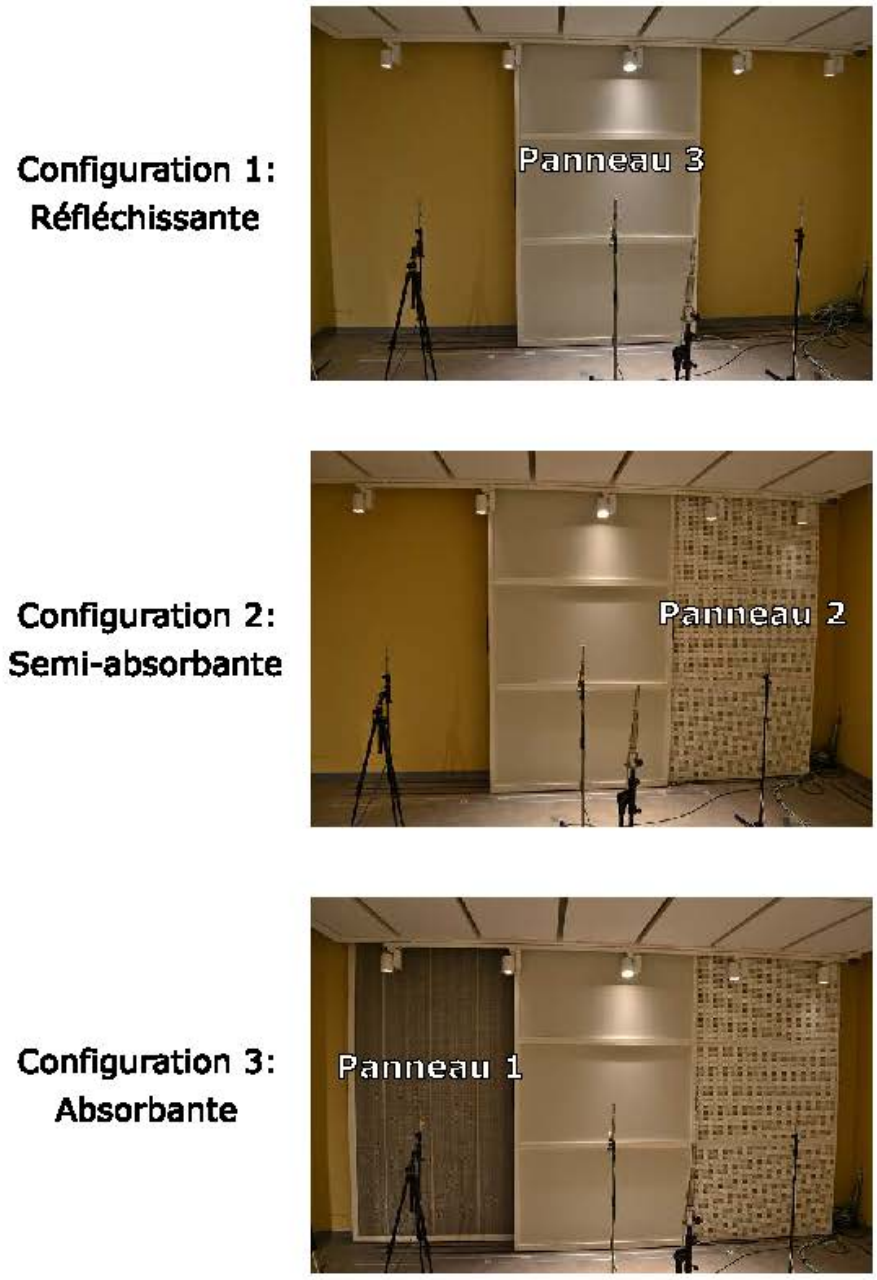


FIGURE 4.25 – Trois configurations de panneaux étudiées dans la chambre sourde.

Au cours de cette nouvelle partie expérimentale, nous avons mesuré les réponses impulsionnelles dans le local pour différentes conditions de réverbération. Nous avons choisi trois configurations de panneaux présentées en Figure 4.25. Pour la configuration 1 dite « réfléchissante », les panneaux sont alignés derrière le panneau réfléchissant. Dans le cas de la configuration 2 dite « semi-absorbante », le panneau semi-absorbant est déployé. Ce panneau est composé d'une planche de bois perforée et d'un matériau acoustique absorbant. Enfin, avec la configuration 3 « absorbante », les trois panneaux sont déployés. Le panneau absorbant est composé d'un bloc de laine minérale protégé par une grille métallique. Pour chaque configuration, les panneaux sont déployés de la même façon sur les quatre parois du local. En guise d'illustration, la Figure 4.24 montre le cas d'une mesure en configuration 3.

FIGURE 4.26 – Les trois différentes surfaces à relief étudiées. Relief 1 : rainures de 0,5 m de hauteur (haut) ; Relief 2 : rainures de 0,25 m de hauteur (milieu) ; Relief 3 : cavités de 0,25 x 0,20 m^2 (bas).

La Figure 4.26 illustre les différentes surfaces à relief qui ont été étudiées au cours de cette partie. Les reliefs sont composés de blocs de polystyrène fixés avec de l'adhésif double face. Ces blocs sont collés sur deux grandes plaques de PVC attachées au panneau réfléchissant à l'aide de serre-joints. L'utilisation de ces plaques était nécessaire pour d'une part obtenir une paroi plane pour pouvoir fixer les blocs de polystyrène. D'autre part, l'utilisation des plaques a protégé les panneaux réfléchissants de la salle d'écoute. Trois différents reliefs ont ainsi été construits pour cette étude :

- Le relief 1 est composé de deux rainures horizontales. Les rainures ont une hauteur de 0,50 m et elles sont espacées de 0,50 m,
- Le relief 2 est composé de cinq rainures horizontales. Les rainures ont une hauteur de 0,20 m et elles sont espacées de 0,25 m,
- Le relief 3 est composé de cavités rectangulaires. Les cavités ont une hauteur de 0,20 m et une largeur de 0,25 m. Elles sont espacées horizontalement de 0,20 m et de 0,25 m verticalement. Le relief est composé de 25 cavités pour les panneaux situés en $y = 0$ et $y = L_y$ et de 20 cavités pour les panneaux situés en $x = 0$ et $x = L_x$. Cette différence étant due aux dimensions des panneaux.

L'étude est menée pour ces trois reliefs et aussi pour deux profondeurs de relief différentes : 0,10 m et 0,20 m. Ainsi, six différents reliefs sont étudiés ici.

4.3.2 Caractéristiques acoustiques de la salle d'écoute

Avant d'effectuer l'étude des différentes surfaces à reliefs, il est nécessaire de caractériser acoustiquement la salle. Les mesures de RI sont effectuées pour les deux positions de source, les neuf positions de microphones ainsi que pour les trois configurations de panneaux.

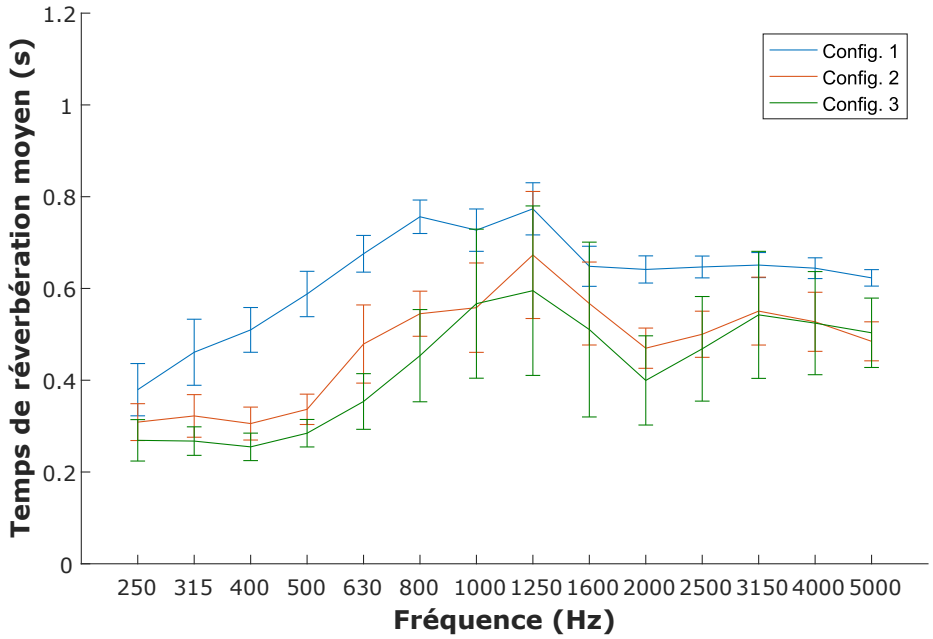


FIGURE 4.27 – Temps de réverbération moyen dans la salle d'écoute.

La Figure 4.27 présente le temps de réverbération moyen dans le local pour chaque configuration. A l'instar de la section 4.2.3, le temps de réverbération est obtenu à partir de la mesure de la réponse impulsionnelle. En moyennant les 18 valeurs de temps de réverbération obtenues pour chaque configuration, nous obtenons les courbes de moyennes et les écarts-type de la Figure 4.27.

Les résultats de la Figure 4.27 montrent que le temps de réverbération dans le local est relativement plus faible en comparaison avec celui du bureau individuel de la section 4.2.3. En effet, même dans le cas de la configuration réverbérante, le temps de réverbération reste globalement inférieur ou égal à 0,6 s avec, néanmoins une augmentation jusqu'à 0,8 s entre les fréquences 800 et 1250 Hz. Les configurations 2 et 3 présentent un temps de réverbération similaire entre 0,3 et 0,6 s. Les utilisations des panneaux absorbants et semi-absorbants provoquent une diminution significative du temps de réverbération.

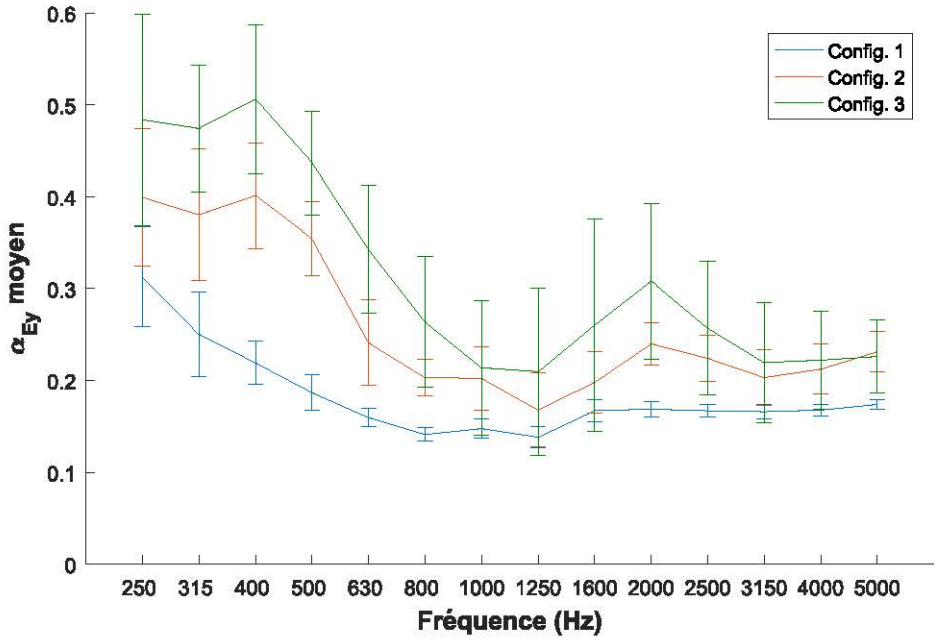


FIGURE 4.28 – Coefficient d'absorption moyen dans la salle d'écoute.

Le temps de réverbération dans la salle d'écoute est globalement faible. Pour estimer le coefficient d'absorption moyen dans le local, nous utilisons donc l'équation 2.6 du coefficient d'absorption moyen d'Eyring. La Figure 4.28 présente le coefficient d'absorption moyen dans la salle d'écoute et l'écart-type associé pour les trois configurations. Ces résultats montrent un coefficient d'absorption fort en basses fréquences dû, principalement, au traitement appliqué au plafond. Ce traitement est constitué de panneaux de laine minérale et d'un plénum de 0,20 m. Les panneaux sont fixés sur des crochets afin d'être facilement amovibles pour modifier le temps de réverbération dans la salle.

Afin de simuler la propagation dans la salle d'écoute avec notre modèle, il est nécessaire de connaitre les caractéristiques acoustiques des différents matériaux présents dans le local.

TABLE 4.5 – Coefficient d'absorption par bandes d'octave des matériaux présents dans la salle d'écoute.

	250 Hz	500 Hz	1000 Hz	2000 Hz	4000 Hz
Sol : Linoléum sur béton	0,05	0,05	0,05	0,06	0,06
Murs : Tapisserie sur béton	0,05	0,05	0,05	0,06	0,06
Plafond : Panneaux de laine et plénum	0,78	0,51	0,40	0,45	0,49
Panneau 1 «Absorbant »	0,35	0,33	0,41	0,46	0,55
Panneau 2 «Semi-absorbant»	0,14	0,41	0,36	0,55	0,60
Panneau 3 «Réfléchissant»	0,07	0,08	0,09	0,10	0,10

Le Tableau 4.5 présente le coefficient par bandes d'octave des six différentes parois rencontrées dans le local. Dans la configuration 1, les matériaux présents sont ceux du sol, des murs, du plafond et du panneau 3 réfléchissant. Le sol et les murs de la salle d'écoute sont composés de béton et sont donc très réfléchissants. Le coefficient d'absorption du béton est pris à partir de différentes bases de données trouvables sur internet (site internet du CIDB [119], par exemple). Le coefficient d'absorption du panneau réfléchissant constitué de bois est estimé de la même façon. Dans le cas de la configuration 1, il reste donc le coefficient acoustique du traitement plafonnier à estimer. Pour ce faire, nous utilisons les valeurs de temps de réverbération présentées dans la Figure 4.27 ainsi que les surfaces des matériaux et les coefficients estimés précédemment. La formule d'Eyring 2.6 nous donne :

$$\alpha_{\text{plafond}}(f) = \frac{S_{\text{tot}}\left(1 - e^{-\frac{0{,}16V}{S_{\text{tot}} - T_{r_{C1}}(f)}}\right) - \sum_{i=1}^{N-1} S_i \alpha_i}{S_{\text{plafond}}}, \tag{4.5}$$

avec α_{plafond} et S_{plafond}, respectivement le coefficient d'absorption acoustique et la surface du plafond et $T_{r_{C1}}$ le temps de réverbération de la configuration 1. La somme présente dans le terme de droite de l'équation 4.5 considère toutes les surfaces et coefficients du local exceptés ceux du plafond. Cette équation permet d'obtenir le coefficient

d'absorption du plafond par bandes d'octave.

Dans le cas de la configuration 2, nous ajoutons seulement un matériau : le panneau 2 semi-absorbant. Par conséquent, de la même façon que pour le coefficient d'absorption du plafond, nous adaptons l'équation 4.5 en intégrant les surfaces, les coefficients et le temps de réverbération de cette configuration. Cela nous permet d'obtenir le coefficient présenté dans le Tableau 4.5.

Enfin, dans le cas de la configuration 3, nous ajoutons le panneau 1 absorbant. Les mêmes étapes que précédemment nous permettent de déduire le coefficient d'absorption acoustique de ce panneau. Les résultats du Tableau 4.5 mettent en évidence que les panneaux 1 et 2 possèdent des coefficients d'absorption acoustique relativement similaires. Néanmoins, par souci de clarté et de compréhension nous conservons les appellations respectives « absorbant » et « semi-absorbant ».

4.3.3 Propagation sonore dans la salle d'écoute en présence des surfaces à relief : simulations et résultats expérimentaux

Maintenant que les dimensions de la salle d'écoute et que les caractéristiques acoustiques des différents matériaux sont estimées, il est possible de simuler la propagation avec notre modèle numérique.

Comme pour l'étude de la propagation sonore dans le bureau individuel développée dans la section 4.2, nous choisissons un pas spatial $\Delta h = 0,05$ m qui induit une fréquence maximale simulée $f_{\max} = 2200$ Hz. Les valeurs d'absorption du Tableau 4.5 servent à simuler des DIF pour chaque paroi. Les filtres numériques sont tous d'ordre 10. C'est un ordre qui reste relativement faible tout en donnant une courbe de réponse du filtre fidèle aux données du Tableau 4.5. En effet, le temps de calcul itératif dépend en partie de l'ordre de chaque DIF. Par conséquent, plus l'ordre est faible, plus le calcul est rapide. Cependant un ordre trop faible donne une réponse en fréquence assez imprécise par rapport aux données de base.

La première étape de cette section consiste à simuler la propagation sonore dans la salle d'écoute pour les trois configurations et les différentes positions de source et de récepteur illustrées en Figure 4.24.

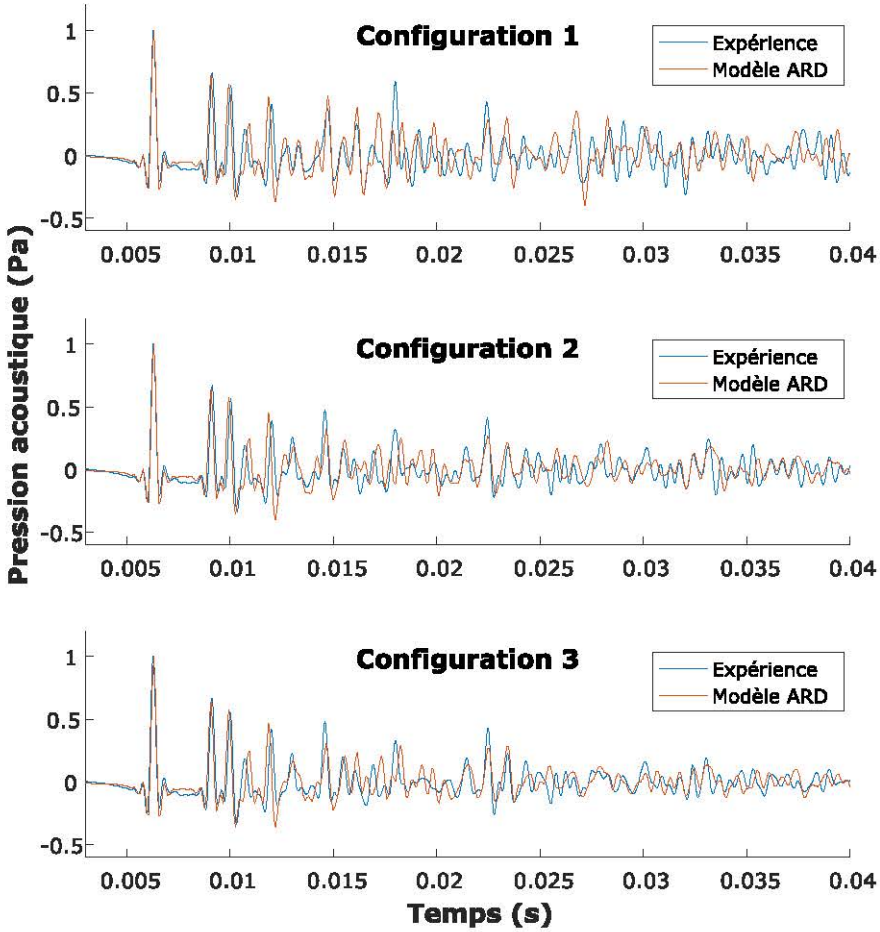


FIGURE 4.29 – Réponses impulsionnelles expérimentales et théoriques pour les trois configurations de panneaux ; Source en position S_2 et microphone en position M_3.

La Figure 4.29 illustre les premières millisecondes des RI expérimentales et théoriques obtenues dans les trois configurations de panneaux. Les RI présentées sur cette figure ont la même position de source et de microphone, respectivement S_2 et M_3. Les coordonnées de ce microphone sont $M_3 = (4,50; 1,50; 1,40)$ m.

La Figure 4.29 montre une similarité importante entre les résultats théoriques et expérimentaux, en particulier sur les premières réflexions. Le temps d'arrivée et l'amplitude de ces réflexions précoces présentent une concordance forte, malgré les quelques approximations faites dans notre modèle. En effet, comme précédemment, pour simuler la salle d'écoute dans notre modèle, nous avons dû approximer les dimensions de la salle ainsi que la position et les dimensions des différents panneaux. De plus, l'estimation de

certains coefficients acoustiques ne correspondent pas aux valeurs réelles des matériaux présents. Néanmoins, les différences observables sont relativement faibles. L'impact des différents traitements acoustiques dans chaque configuration est aussi très significatif. L'amplitude décroît beaucoup moins rapidement dans la configuration 1 que dans les deux autres. Nous observons par ailleurs que la décroissance d'amplitude des RI simulées suit celle des RI expérimentales au cours du temps.

Les simulations de ces différentes configurations sans surface à relief ont servi de référence pour quantifier l'impact des différentes surfaces étudiées sur la propagation sonore. Les surfaces à relief ont été fixées sur les panneaux réfléchissants. En raison des limitations matérielles et temporelles des conditions expérimentales, pour certaines configurations de relief, seuls un ou deux panneaux ont pu être « traités », c'est-à-dire recouverts de blocs de polystyrène pour former les surfaces à reliefs.

Dans un premier temps, nous avons mesuré les RI avec trois différents reliefs présentés en Figure 4.26 avec une épaisseur de 0,10 m :

- Le relief 1 est appliqué sur tous les panneaux. Les mesures de RI sont réalisées pour 1, 2, 3 puis 4 panneaux traités simultanément. Le traitement est d'abord appliqué sur le panneau en $y = L_y$, ensuite sur celui en $x = 0$, puis sur celui en $y = 0$ et enfin sur celui situé en $x = L_x$.
- Les reliefs 2 et 3 sont appliqués sur seulement 1 ou 2 panneaux ($y = L_y$ et $x = 0$).

Dans un second temps, nous avons mesuré les RI avec les reliefs 2 et 3 ayant une épaisseur de 0,20 m. Dans ces deux cas, seulement le panneau situé en $y = L_y$ est traité. Le relief 1 avec une épaisseur de 0,20 m n'a pas pu être étudié expérimentalement car il était impossible de fixer les blocs solidement le temps des mesures.

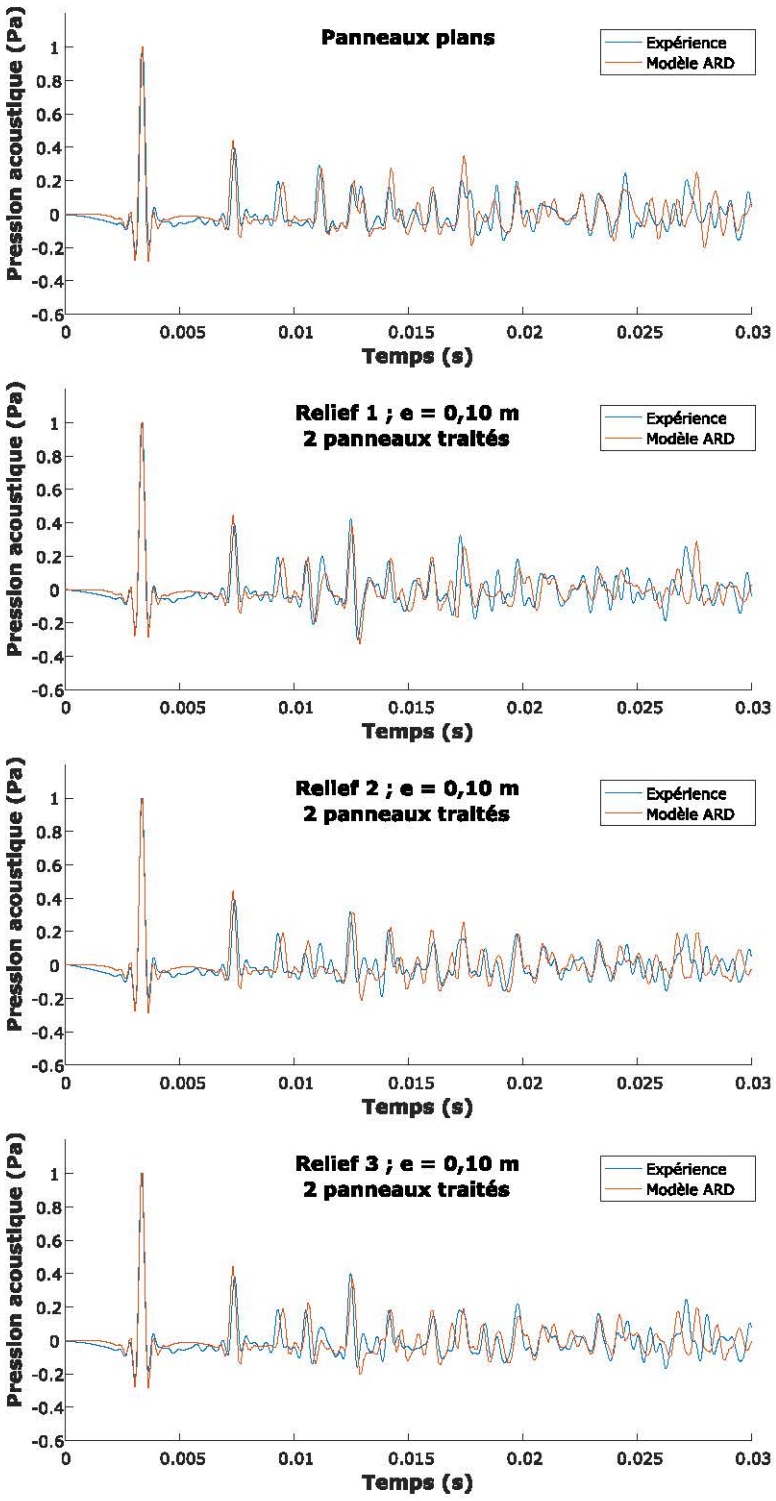


FIGURE 4.30 – Réponses impulsionnelles expérimentales et théoriques de référence (haut) et pour les trois reliefs de 0,10 m d'épaisseur appliqués sur 2 panneaux ; Source en position S_2 et microphone en position M_5.

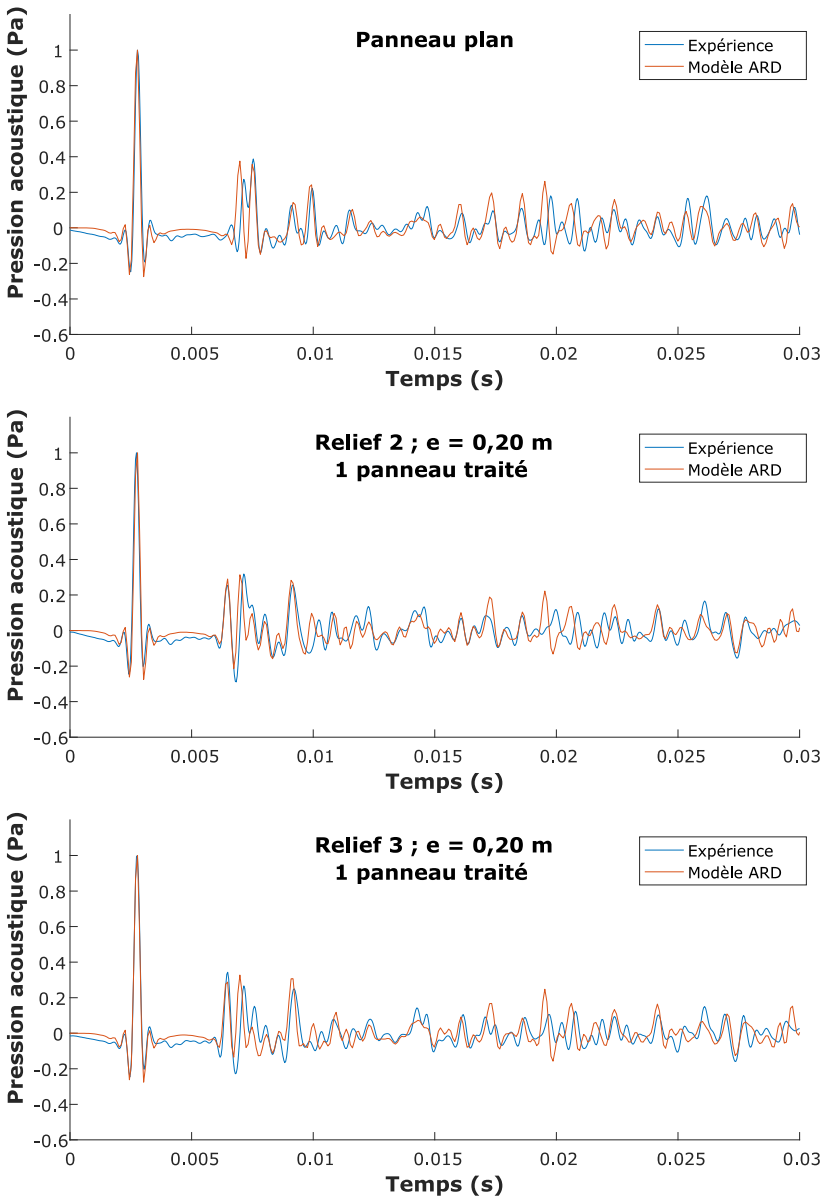


FIGURE 4.31 – Réponses impulsionnelles expérimentales et théoriques de référence (haut) et pour les deux reliefs de 0,20 m d'épaisseur appliqués sur un panneau ; Source en position S_2 et microphone en position M_8.

La Figure 4.30 présente les RI théoriques et expérimentales de référence (panneaux plans) ainsi que celles des trois reliefs de 0,10 m d'épaisseur. Ces RI correspondent à la position de source S_2 et la position de microphone M_5. Les coordonnées de ce microphone sont $M_5 = (3,00; 2,75; 1,40)$ m. Cette position a été choisie car elle est relativement

proche et équidistante des deux panneaux traités. Par conséquent la visualisation de l'effet des reliefs est plus nette. La comparaison de ces courbes montre que l'effet de ces reliefs apparaît à partir de 0,01 s. Avant cela, les trois pics correspondent, dans l'ordre, au trajet direct source – récepteur, à la réflexion au sol et à la réflexion au plafond. Les reliefs ont chacun un effet assez différent sur l'onde réfléchie, néanmoins, les RI simulées montrent une bonne concordance en ce qui concerne la réflexion sur les parois à relief.

La Figure 4.31 illustre les RI théoriques et expérimentales de référence (panneau plan) ainsi que celles des reliefs 2 et 3 avec une épaisseur de 0,20 m. Ces RI correspondent à la position de source S_2 et la position de microphone M_8. Les coordonnées de ce microphone sont $M_8 = (3,00; 4,00; 1,40)$ m. Cette position est la plus proche de la paroi à relief étudiée ce qui facilite la visualisation de l'effet de la surface à relief sur la propagation sonore. Dans ce cas, le premier pic correspond au trajet direct et le second à 6,4 ms correspond à l'onde réfléchie au sol. Ensuite, l'effet du relief apparaît. Comme pour la Figure 4.30, les réponses expérimentales et théoriques montrent une bonne concordance même pour les réflexions captées plus tardivement.

4.3.4 Estimation du coefficient d'absorption acoustique apparent des surfaces à relief

Après avoir simulé la propagation sonore dans la salle d'écoute, nous avons souhaité estimer expérimentalement et théoriquement un coefficient d'absorption acoustique apparent pour chaque surface à relief étudiée. Pour ce faire, nous avons estimé le temps de réverbération à partir des différentes RI afin de déterminer le coefficient d'absorption acoustique apparent de chaque surface à relief.

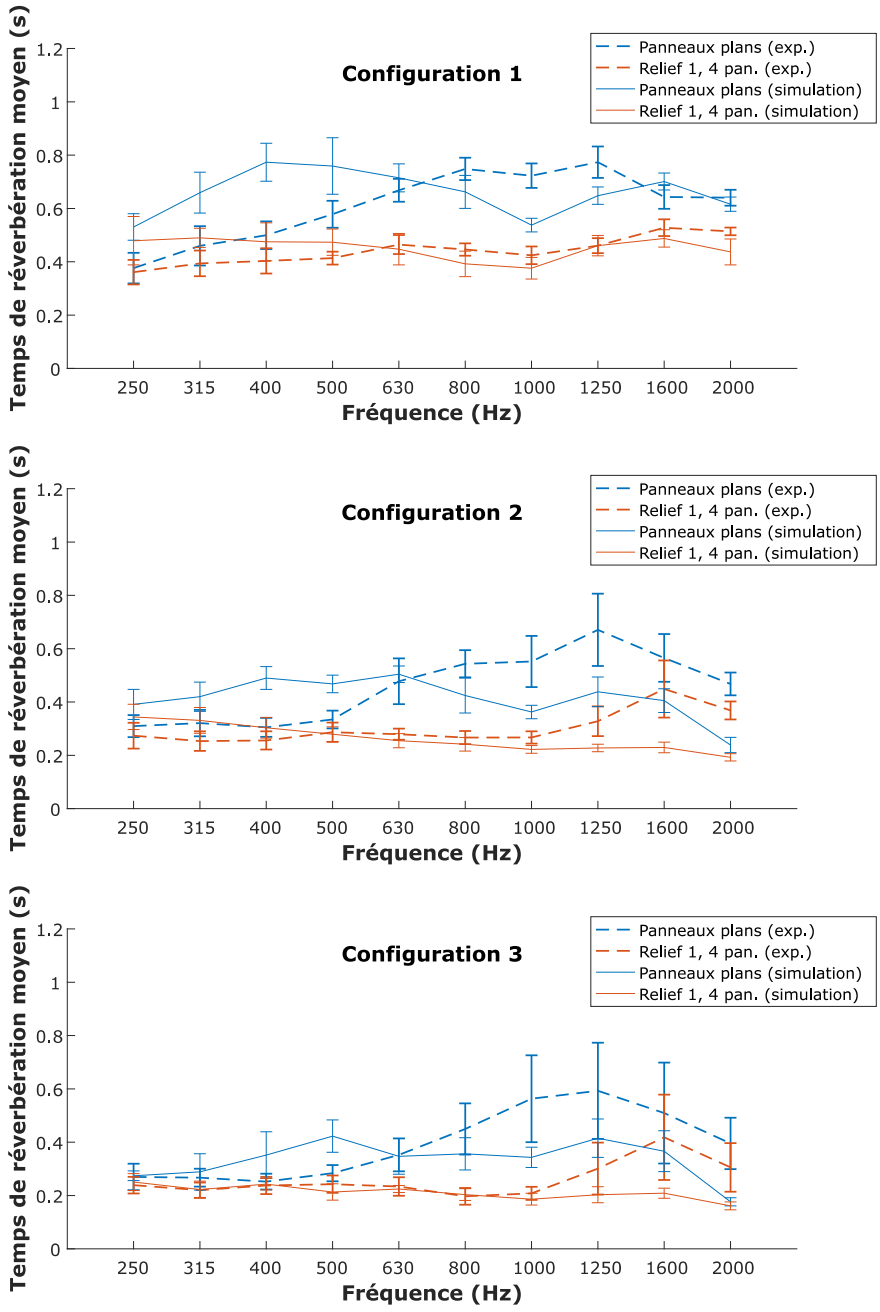


FIGURE 4.32 – Temps de réverbération expérimentaux et théoriques par bande de tiers d'octave sans et avec surfaces à relief (relief 1 ; $e = 0,10$ m ; 4 panneaux traités) pour les trois configurations de panneaux.

La Figure 4.32 présente l'évolution du temps de réverbération avec les panneaux plans (courbes bleus) et les quatre panneaux traités par le relief 1 d'une épaisseur de 0,10 m (courbes oranges). Les courbes en trait plein correspondent aux résultats de simulation et celles en pointillés aux résultats expérimentaux.

La présence du relief dans la salle a une influence significative sur le temps de réverbération. Dans les trois configurations, le relief engendre une diminution du temps de réverbération, jusqu'à 0,2 s dans le cas de la configuration 1 réverbérante.

La comparaison des résultats théoriques et expérimentaux montre une certaine disparité entre les temps de réverbération estimés, notamment dans le cas des panneaux plans, c'est-à-dire en absence de relief. De manière générale, en basses fréquences, le temps de réverbération obtenu avec notre modèle est légèrement supérieur au temps de réverbération expérimental. En moyennes et hautes fréquences, cette tendance s'inverse et notre modèle obtient un résultat inférieur à l'expérience. Ces différences ont plusieurs origines :

— La salle d'écoute modélisée ne prend pas en compte certaines caractéristiques de la salle réelle. La Figure 4.25 montre les panneaux mobiles. Nous voyons sur cette figure que les panneaux ne sont pas fixés rigidement au sol et qu'il y a de l'espace vide entre les panneaux et le mur. Or, dans notre salle modélisée nous considérons les panneaux comme des blocs se prolongeant jusqu'au mur de manière uniforme. Les parties latérales des panneaux sont considérées réfléchissantes. Par conséquent, l'absorption pouvant se produire au niveau de l'espace derrière les panneaux dans la salle réelle n'est pas prise en compte ici. De plus, les panneaux ne sont pas solidement ancrés au sol dans la salle réelle afin de pouvoir les déplacer le long de deux glissières. Cela peut engendrer un effet membrane et, par conséquent, de l'absorption en basses fréquences ;

— Le plafond de la salle d'écoute est composé de panneaux de laine minérale amovibles. La Figure 4.25 montre que ces panneaux sont espacés de quelques centimètres par de l'air. De plus ces panneaux sont placés à 0,20 m du plafond en béton. Cette configuration de faux-plafond n'est pas modélisée dans notre modèle. Cela peut donc expliquer en partie la disparité en basses fréquence entre les résultats théoriques et expérimentaux.

En présence des surfaces à reliefs, nous observons que les courbes expérimentales et simulées présentent une plus grande ressemblance que dans le cas des panneaux plans. En effet, sur la Figure 4.32, les courbes de TR en présence de relief montrent une grande similarité sauf dans les bandes de tiers d'octave 1600 et 2000 Hz pour les configurations 2 et 3. Les résultats théoriques obtenus dans la bande centrée autour de 2000 Hz sont imprécis du fait que la fréquence maximale simulée est fixée à 2200 Hz. De ce fait, cette bande de tiers d'octave n'est pas entièrement couverte par le modèle.

Les temps de réverbération obtenus permettent de déduire le coefficient d'absorption apparent du relief d'un point de vue expérimental et théorique. Pour ce faire nous utilisons les expressions des coefficients d'absorption présentés dans le chapitre 2. Sachant que dans les trois configurations le temps de réverbération reste faible ($T_r \leq 0,8$ s), nous utilisons l'équation de Millington 2.7. Les coefficients moyens de Millington sans et avec la surface à relief, respectivement α_{Mil_1} et α_{Mil_2}, permettent de calculer le coefficient acoustique apparent α_{app} de la surface à relief ainsi :

$$\alpha_{\mathrm{app}}(f) = 1 - e^{\frac{\alpha_{\mathrm{Mil}_1}(f) - \alpha_{\mathrm{Mil}_2}(f) - \ln\left(1-\alpha_{\mathrm{pan.3}}(f)\right)}{S_{\mathrm{rel}}}}, \tag{4.6}$$

avec $\alpha_{\mathrm{pan.3}}$ le coefficient d'absorption du panneau 3 sur lequel est placée la surface à relief et S_{rel} la surface du relief. Nous considérons que celle-ci est égale à la surface du panneau sur lequel le relief est positionné.

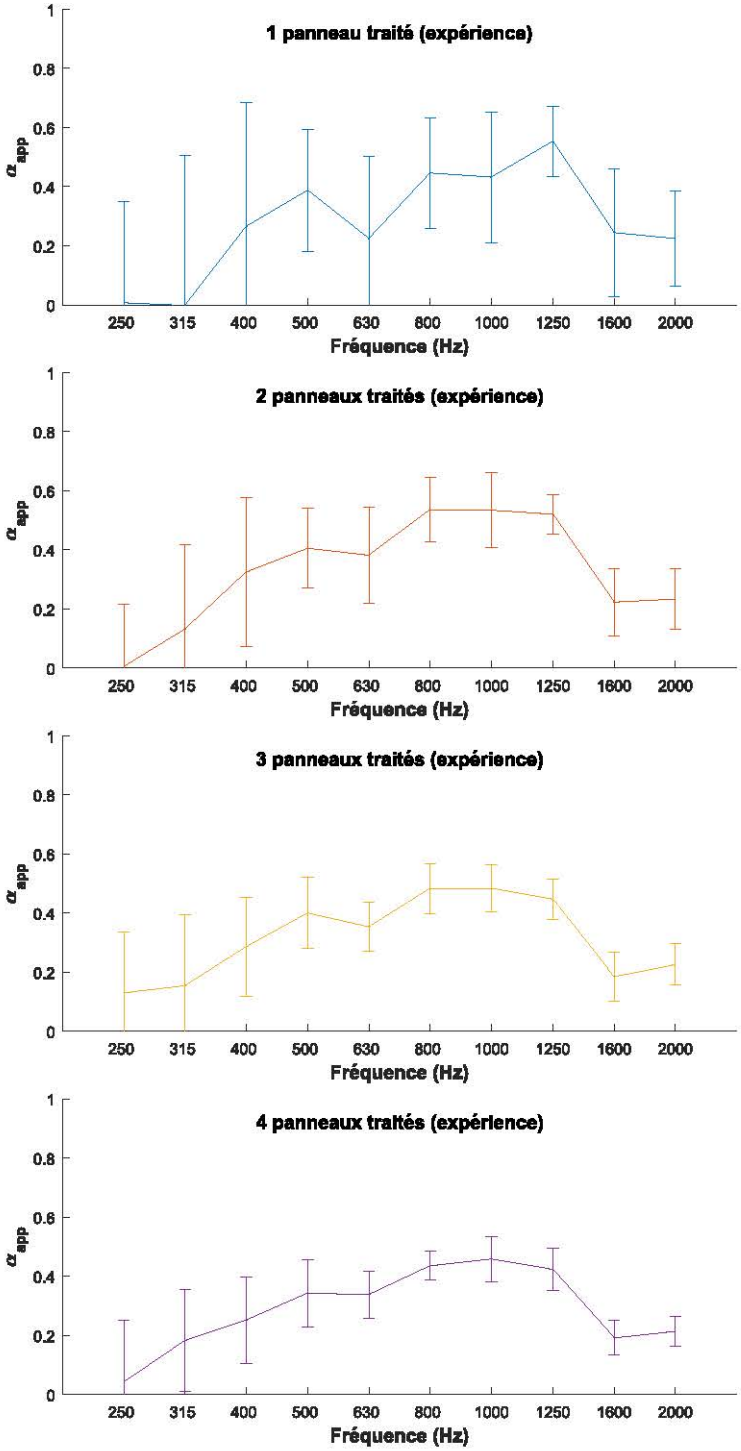


FIGURE 4.33 – Coefficient d'absorption acoustique apparent expérimental par bande de tiers d'octave en fonction du nombre de panneaux traités (relief 1 ; $e = 0,10$ m ; configuration 1).

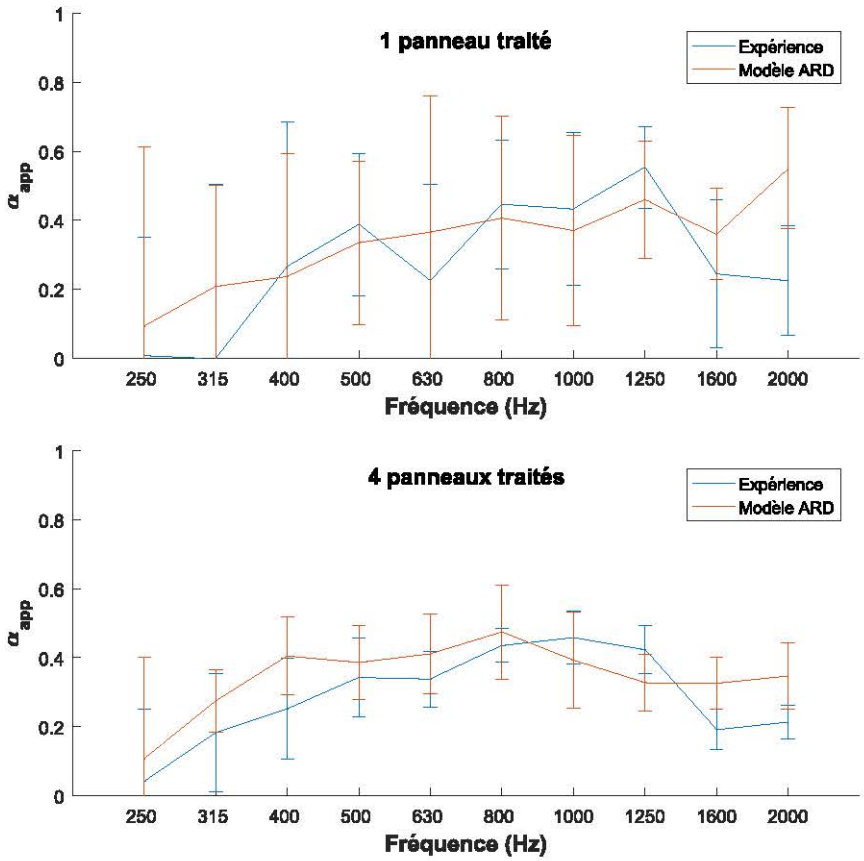


FIGURE 4.34 – Coefficient d'absorption acoustique apparent par bande de tiers d'octave, expérimental et simulé, en fonction du nombre de panneaux traités (relief 1 ; $e = 0,10$ m ; configuration 1).

L'utilisation de la salle d'écoute nous a permis d'étudier l'évolution du coefficient d'absorption apparent en fonction de différents critères. Le premier critère à l'étude ici est le nombre de panneaux traités par la surface à relief. La Figure 4.33 illustre le coefficient α_{app} ainsi que l'écart-type du relief 1 de 0,10 m d'épaisseur en fonction du nombre de panneaux traités en condition expérimentale. Globalement la valeur du coefficient α_{app} reste à peu près identique entre les quatre différentes courbes. Cependant, l'écart-type est réduit à mesure que nous traitons un plus grand nombre de panneaux. En traitant un seul panneau, l'écart type moyen σ_{moy} est de 0,27. En traitant deux et trois panneaux, nous obtenons respectivement $\sigma_{\text{moy}} = 0,16$ et $\sigma_{\text{moy}} = 0,12$. Enfin, en traitant les quatre panneaux, nous obtenons l'estimation la plus précise avec $\sigma_{\text{moy}} = 0,10$. De ce fait, la surface du traitement influence la précision de l'estimation du coefficient α_{app}.

Nous avons souhaité voir si cette dépendance est vérifiée avec les simulations issues

de notre modèle. La Figure 4.34 illustre le coefficient d'absorption acoustique apparent du relief 1 ($e = 0,10$ m) théorique et expérimental. Deux cas sont présentés ici, celui avec un panneau traité et celui avec quatre panneaux traités. Les valeurs moyennes du coefficient varient peu entre les deux cas et sont assez similaires entre la simulation et l'expérience. Comme précédemment, le coefficient α_{app} provenant des simulations a un écart-type plus faible lorsque quatre panneaux sont traités. Lorsqu'un seul panneau est traité nous avons $\sigma_{\text{moy}} = 0,28$, tandis que lorsque les quatre sont traités nous obtenons $\sigma_{\text{moy}} = 0,12$.

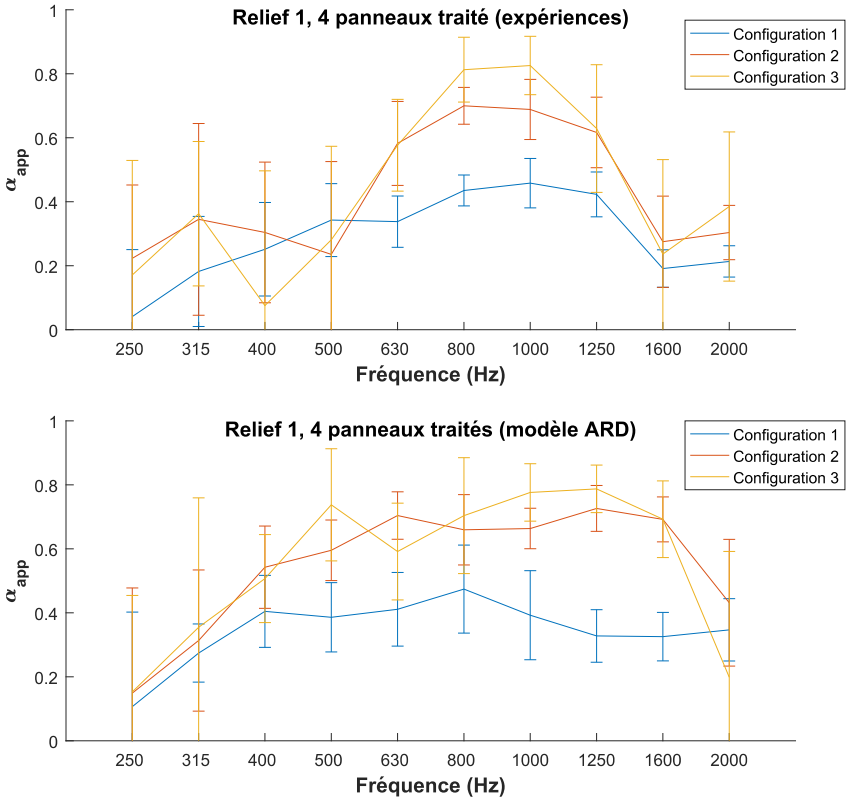


FIGURE 4.35 – Coefficient d'absorption acoustique apparent par bande de tiers d'octave en fonction de la configuration des panneaux (relief 1 ; $e = 0,10$ m ; 4 panneaux traités). Expériences (haut) ; Modèle numérique (bas).

Le second critère pouvant influencer l'estimation du coefficient α_{app} est la configuration des panneaux dans la salle d'écoute. La Figure 4.35 présente l'évolution du coefficient d'absorption apparent dans le cas du relief 1 ($e = 0,10$ m) appliqué sur les quatre panneaux pour les trois configurations. Les courbes issues de l'expérience et celles

issues du modèle théorique montrent un comportement relativement similaire. Pour la configuration 1, le coefficient α_{app} reste faible et évolue entre 0,2 et 0,4. Pour les configurations 2 et 3, l'absorption apparente augmente jusqu'à atteindre environ 0,8 autour de la bande de tiers d'octave centrée à 1000 Hz. Les résultats dans ces configurations laissent à penser que le coefficient estimé dans la configuration 1 est sous-estimé. Ainsi, en diminuant le temps de réverbération dans le local la valeur estimée du coefficient α_{app} converge vers une certaine valeur que l'on utilisera dans les simulations de la section 4.3.5.

En ce qui concerne les mesures, l'écart-type moyen dans la configuration 1 est $\sigma_{\text{moy}} = 0,10$, dans la configuration 2 il vaut $\sigma_{\text{moy}} = 0,17$ et enfin dans la configuration 3 nous obtenons $\sigma_{\text{moy}} = 0,24$. Pour les simulations, les configurations 1 et 2 donnent toutes les deux un écart-type moyen $\sigma_{\text{moy}} = 0,19$ et dans la configuration 3, nous obtenons $\sigma_{\text{moy}} = 0,22$.

Au regard des résultats présentés en Figure 4.34 et 4.35, la configuration qui nous semble être la plus adaptée pour estimer le coefficient α_{app} est la configuration de panneaux numéro 2 avec quatre panneaux traités.

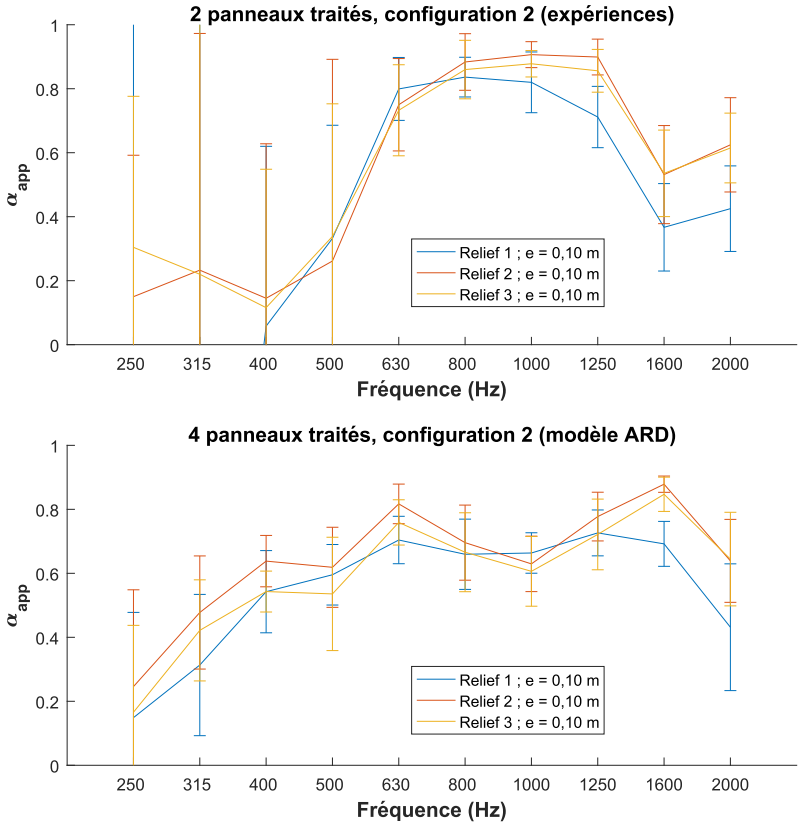


FIGURE 4.36 – Coefficient d'absorption acoustique apparent par bande de tiers d'octave des trois reliefs ($e = 0,10$ m) en configuration 2. Expériences (haut) ; Modèle numérique (bas).

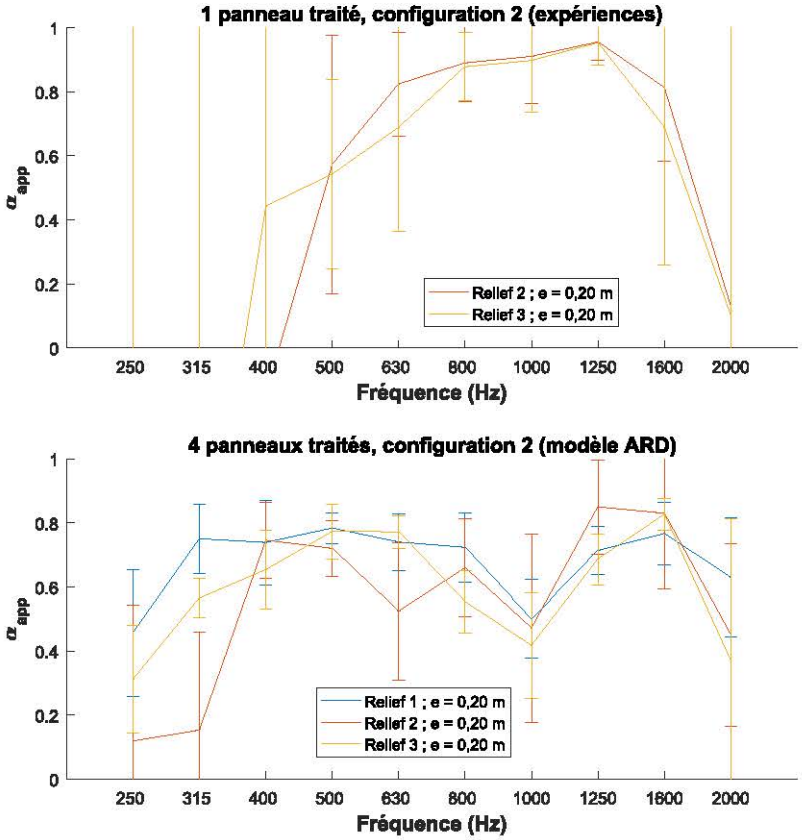


FIGURE 4.37 – Coefficient d'absorption acoustique apparent par bande de tiers d'octave des trois reliefs ($e = 0,20$ m) en configuration 2. Expériences (haut) ; Modèle numérique (bas).

Les Figure 4.36 et 4.37 présentent les coefficients d'absorption acoustique apparents des reliefs étudiés, par bandes de tiers d'octave, obtenus par la mesure et par les simulations.

Tout d'abord, dans le cas des expériences, les coefficients estimés pour les trois premières bandes fréquentielles (250, 315 et 400 Hz) présentent tous des écarts-types très importants. Cette grande dispersion rend les résultats dans ces bandes de fréquence inexploitables. Cela est dû en partie à la source sonore qui n'émet pas suffisamment d'énergie en basses fréquences pour pouvoir estimer précisément le coefficient d'absorption α_{app}. A partir de la bande de tiers d'octave 630 Hz, les coefficients estimés sont très importants et tendent vers 0,9 jusqu'à 1250 Hz. Les reliefs 2 et 3 présentent des résultats assez semblables compte tenu de leurs similarités géométriques. Lorsque l'épaisseur du relief augmente, les coefficients montrent aussi un écart-type globalement important.

Cela est dû, d'une part au fait que nous avons effectué les mesures avec seulement un seul panneau traité. D'autre part, pour augmenter l'épaisseur, nous avons fixé des blocs de polystyrène sur d'autres blocs à l'aide d'un adhésif double-face. Par conséquent, cela introduit une hétérogénéité dans l'épaisseur du relief qui peut engendrer de l'absorption et provoquer une surestimation du coefficient α_{app}.

En ce qui concerne les résultats théoriques, les écarts-types des coefficients α_{app} estimés restent relativement faibles sur les différentes bandes de fréquences étudiées. Néanmoins, l'écart-type augmente significativement dans la bande d'octave 2000 Hz à cause de la limite haute de la bande passante du modèle. Pour les reliefs de 0,10 m d'épaisseur, les coefficients obtenus présentent des valeurs similaires, notamment pour les reliefs 2 et 3. Le coefficient α_{app} reste cependant faible en basses fréquences compte tenu des dimensions caractéristiques peu élevées des reliefs. Ces valeurs en basses fréquences augmentent lorsque l'épaisseur du relief augmente.

4.3.5 Application du coefficient d'absorption acoustique apparent

Un des intérêts du modèle numérique développé est de pouvoir simuler, au choix, des parois à relief ou des parois planes définies par un DIF. Pour valider le comportement absorbant du relief, le modèle a été utilisé pour simuler le temps de réverbération dans le local en présence de panneaux traités par une surface à relief. Les surfaces à relief ont ensuite été remplacées par des panneaux plans caractérisés par un coefficient d'absorption apparent. Le but est de déterminer si une surface à relief peut être modélisée par une surface plane équivalente. Pour cela, trois configurations ont été étudiées dans le local :

- Quatre panneaux plans, réfléchissants,
- Quatre panneaux traités par une surface à relief,
- Quatre panneaux plans absorbants. Ces panneaux sont caractérisés par un DIF obtenu à partir des valeurs estimées des coefficients d'absorption α_{app} présentées dans les Figures 4.36 et 4.37.

En comparant les temps de réverbération obtenus dans ces deux derniers cas, nous pouvons évaluer si le remplacement des surfaces à relief par des parois planes absorbantes équivalentes engendre la même modification du temps de réverbération dans la salle d'écoute.

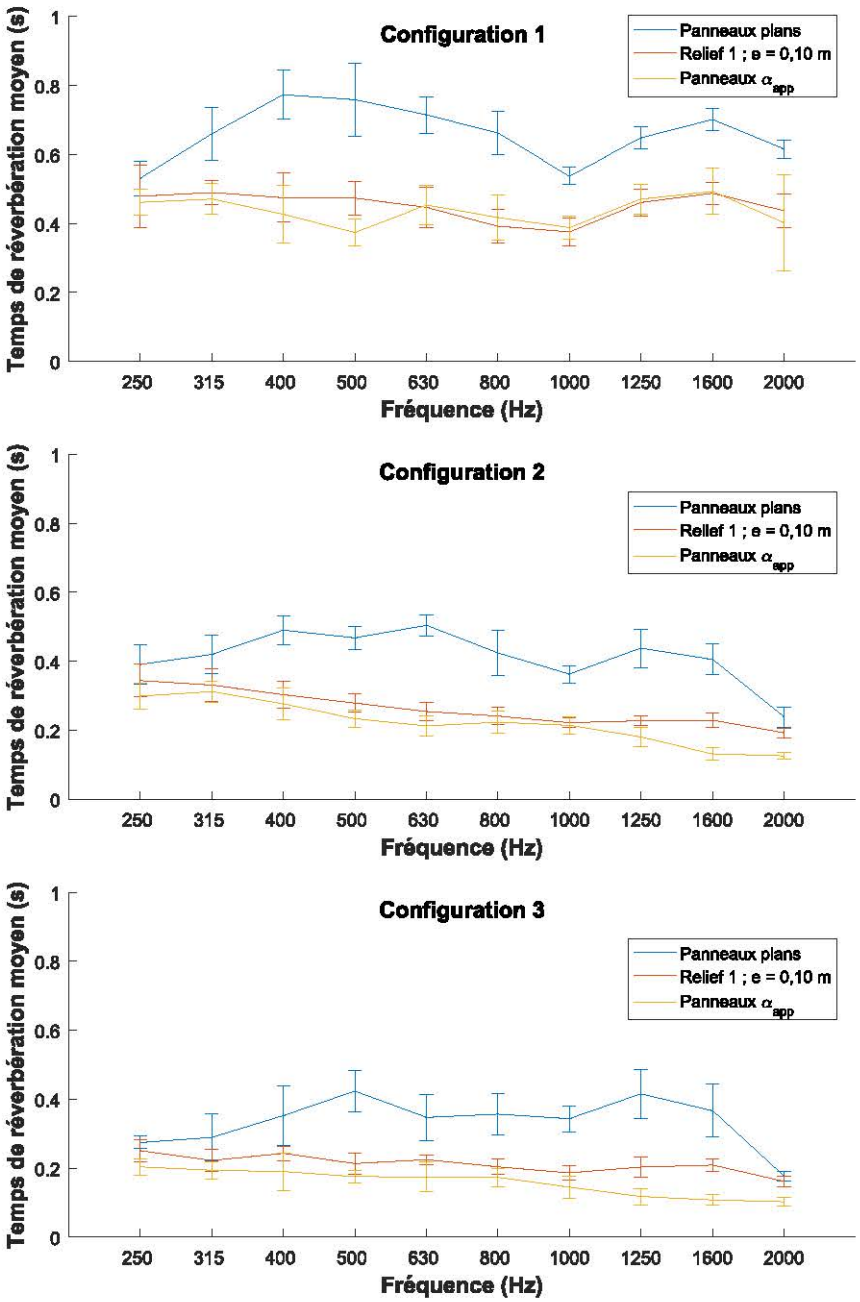


FIGURE 4.38 – Temps de réverbération simulés dans la salle d'écoute avec quatre panneaux plans réfléchissants (bleu), traités par le relief 1 pour $e = 0,10$ m (orange) ou plans, caractérisés par le coefficient α_{app} (jaune) pour les trois configurations de panneaux.

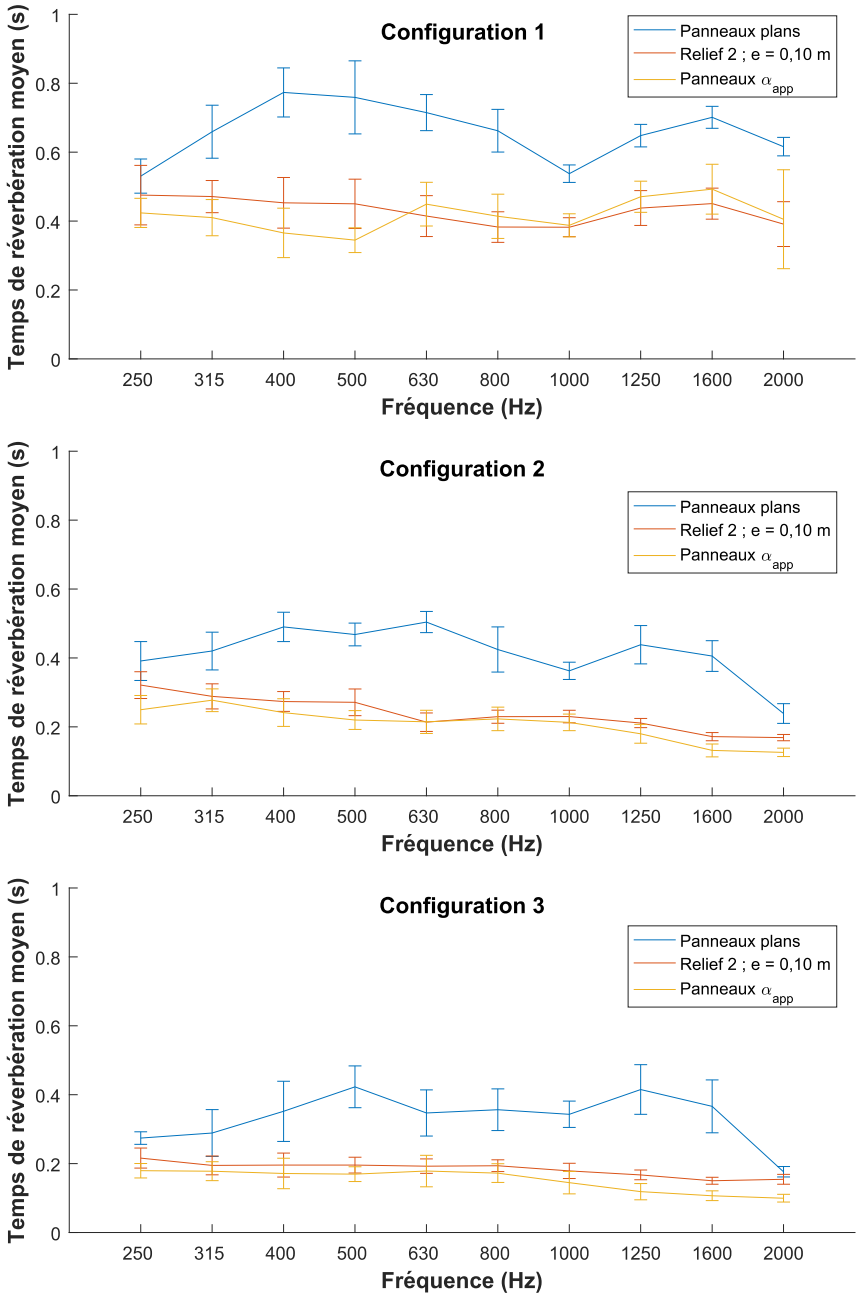


FIGURE 4.39 – Temps de réverbération simulés dans la salle d'écoute avec quatre panneaux plans réfléchissants (bleu), traités par le relief 2 pour $e = 0,10$ m (orange) ou plans, caractérisés par le coefficient α_{app} (jaune) pour les trois configurations de panneaux.

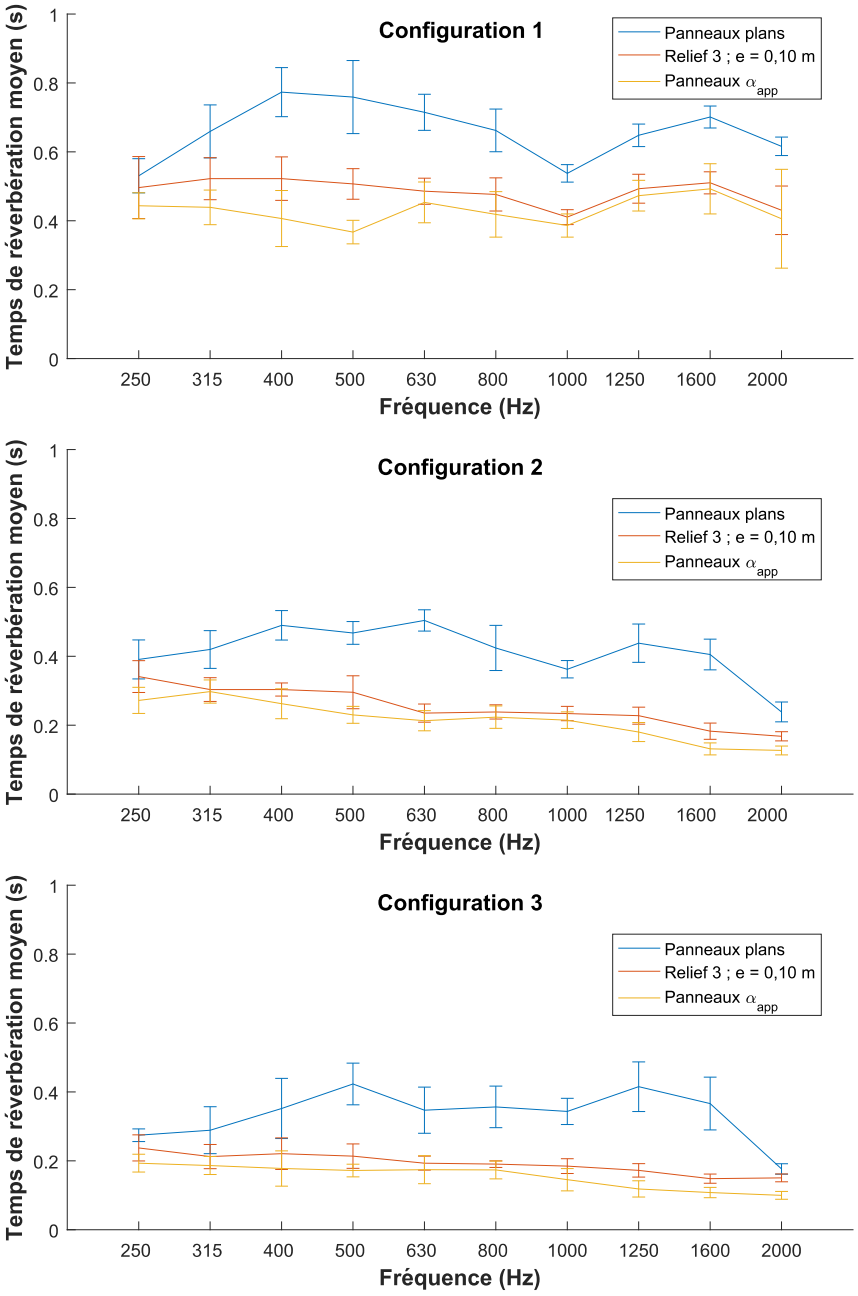


FIGURE 4.40 – Temps de réverbération simulés dans la salle d'écoute avec quatre panneaux plans réfléchissants (bleu), traités par le relief 3 pour $e = 0,10$ m (orange) ou plans, caractérisés par le coefficient α_{app} (jaune) pour les trois configurations de panneaux.

Les Figures 4.38, 4.39 et 4.40 illustrent les temps de réverbération obtenus pour les trois cas présentés précédemment, dans les trois différentes configurations et pour des reliefs de 0,10 m d'épaisseur. De manière générale, les TR obtenus avec les surfaces planes absorbantes équivalentes (courbes jaunes) sont relativement proches mais légèrement inférieurs à ceux obtenus avec les surfaces à relief. La surface plane absorbante engendre ainsi une absorption légèrement plus importante que celle estimée avec la surface à relief.

TABLE 4.6 – RMSE et MAPE entre le temps de réverbération théorique obtenu avec la surface à relief de 0,10 m d'épaisseur et celui avec les panneaux plans absorbants équivalents.

		Configuration 1	Configuration 2	Configuration 3
Relief	RMSE	0,04	0,05	0,06
$e = 0,10$ m	MAPE	6,1	16,9	25,7
Relief 2	RMSE	0,06	0,04	0,03
$e = 0,10$ m	MAPE	10,5	13,1	18,2
Relief 3	RMSE	0,07	0,04	0,04
$e = 0,10$ m	MAPE	11,4	15,5	20,2

Le Tableau 4.6 présente l'erreur quadratique moyenne et l'erreur absolue moyenne en pourcentage entre les temps de réverbération obtenus avec le modèle pour les surfaces à relief de 0,10 m et pour les panneaux plans absorbants équivalents. Les RMSE et les MAPE sont obtenues respectivement avec les équations 4.1 et 3.16. La MAPE est calculée en prenant pour référence le temps de réverbération obtenu en présence des surfaces à relief. Les valeurs de RMSE du Tableau 4.6 montrent tout d'abord, que l'erreur entre les deux courbes reste faible et constante pour toutes les configurations et tous les reliefs sur l'ensemble du spectre. La RMSE moyenne des neuf cas présentés ici est d'environ 0,048.

Néanmoins, le temps de réverbération dépend de la configuration. Par conséquent, même si cette erreur reste globalement faible, elle n'a pas le même poids en fonction de la configuration considérée. La MAPE montre que l'erreur reste faible dans le cas de la configuration 1 mais qu'elle augmente, jusqu'à atteindre 25,7% dans le cas le plus défavorable de la configuration 3.

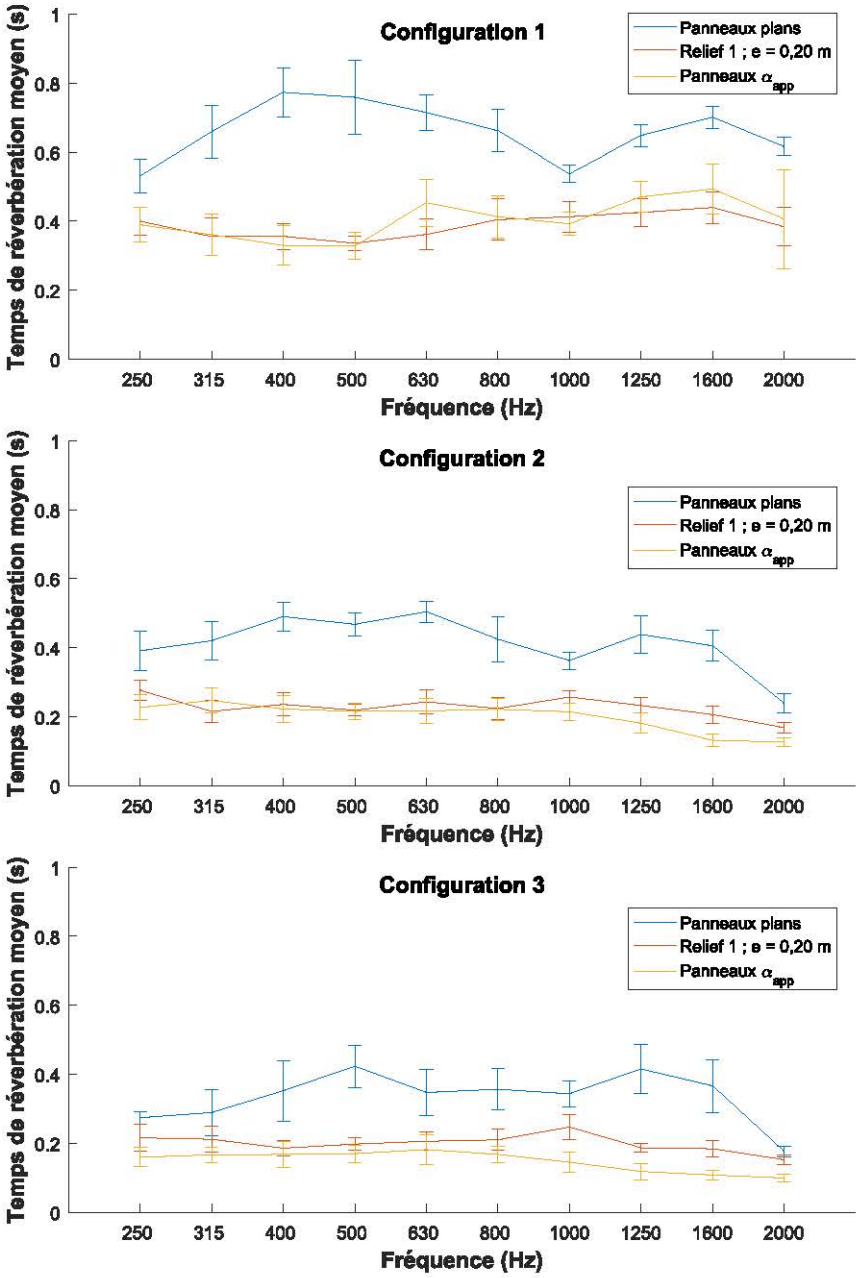


FIGURE 4.41 – Temps de réverbération simulés dans la salle d'écoute avec quatre panneaux plans réfléchissants (bleu), traités par le relief 1 pour $e = 0,20$ m (orange) ou plans, caractérisés par le coefficient α_{app} (jaune) pour les trois configurations de panneaux.

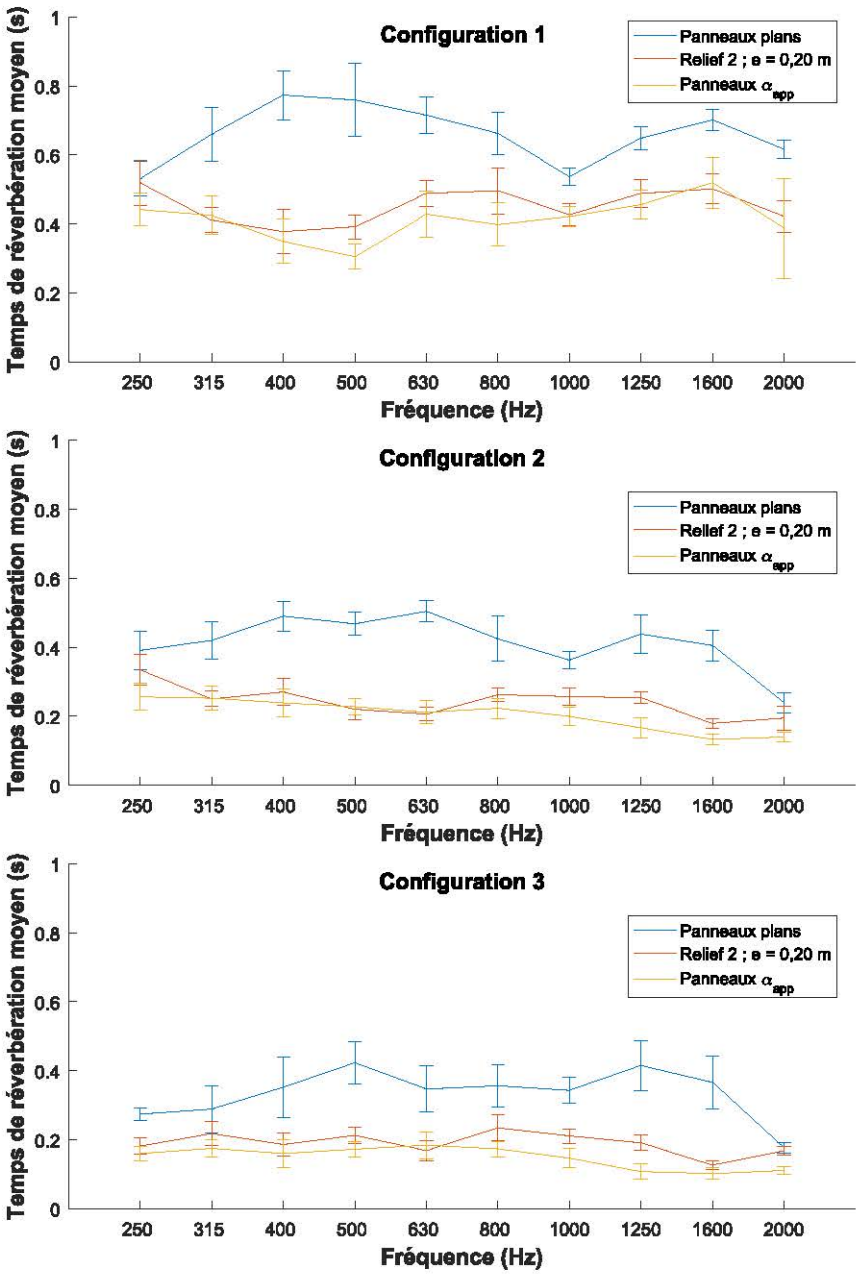


FIGURE 4.42 – Temps de réverbération simulés dans la salle d'écoute avec quatre panneaux plans réfléchissants (bleu), traités par le relief 2 pour $e = 0,20$ m (orange) ou plans, caractérisés par le coefficient α_{app} (jaune) pour les trois configurations de panneaux.

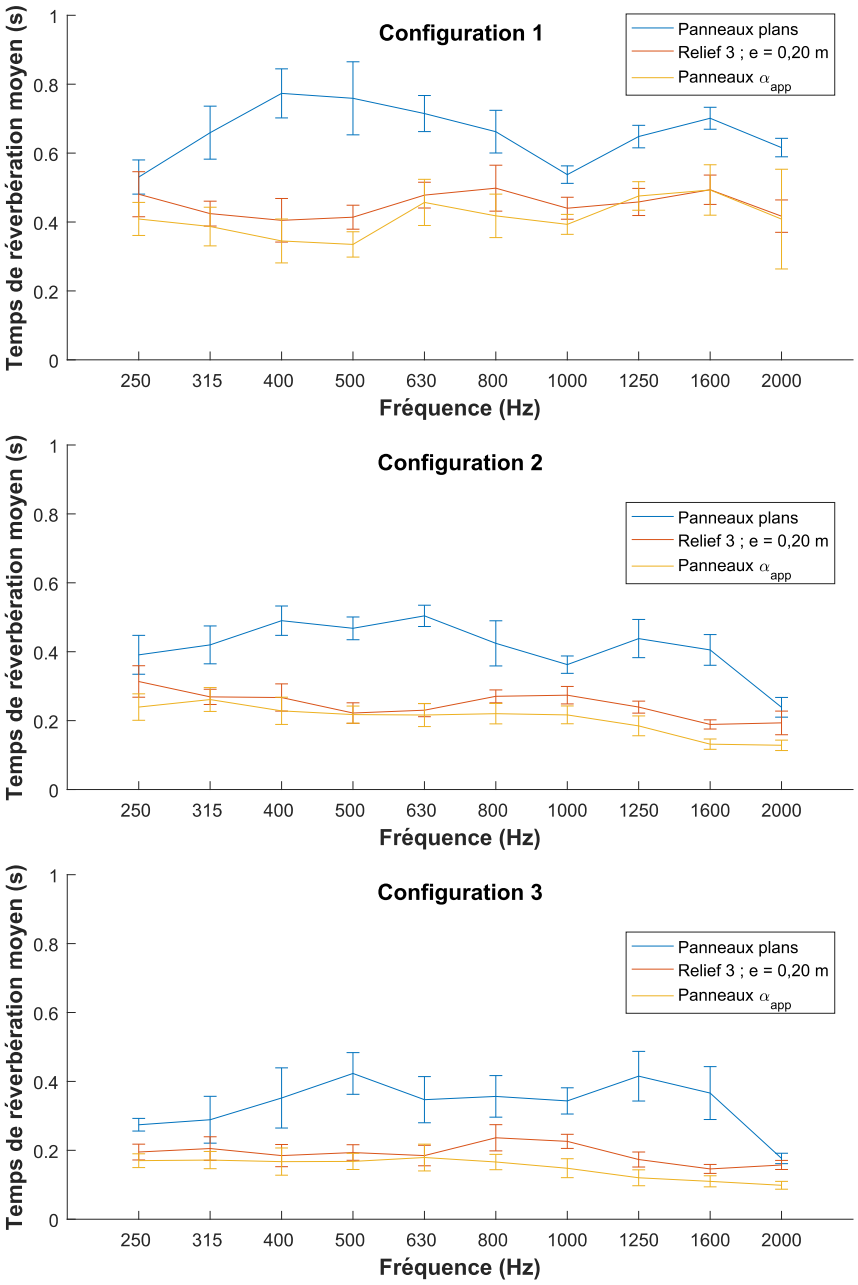


FIGURE 4.43 – Temps de réverbération simulés dans la salle d'écoute avec quatre panneaux plans réfléchissants (bleu), traités par le relief 3 pour $e = 0,20$ m (orange) ou plans, caractérisés par le coefficient α_{app} (jaune) pour les trois configurations de panneaux.

Les Figures 4.41, 4.42 et 4.43 représentent les temps de réverbérations obtenus théoriquement avec notre modèle pour les trois cas présentés précédemment, dans les trois différentes configurations, pour des reliefs de 0,20 m d'épaisseur. Les courbes présentées sur ces figures montrent, comme précédemment, une bonne concordance entre les TR obtenus en présence des surfaces de relief et ceux obtenus avec les panneaux absorbants équivalents. Globalement, le panneau absorbant a tendance à engendrer une diminution du TR légèrement plus importante que les surfaces à relief.

TABLE 4.7 – RMSE et MAPE entre le temps de réverbération théorique obtenu avec la surface à relief de 0,20 m d'épaisseur et le temps de réverbération avec les panneaux plans absorbants.

		Configuration 1	Configuration 2	Configuration 3
Relief	RMSE	0,04	0,06	0,05
$e = 0,20$ m	MAPE	7,5	15,1	25,7
Relief 2	RMSE	0,05	0,05	0,05
$e = 0,20$ m	MAPE	10,9	16,4	23,8
Relief 3	RMSE	0,05	0,05	0,04
$e = 0,20$ m	MAPE	9,5	17,5	21,2

Le Tableau 4.7 présente l'erreur quadratique moyenne et l'erreur absolue moyenne en pourcentage calculée entre les temps de réverbération obtenus avec les surfaces à relief de 0,20 m et avec les panneaux plans absorbants équivalents. La RMSE reste globalement constante pour toutes les configurations et tous les reliefs étudiés. La RMSE moyenne de ces neuf cas est d'environ 0,049. Cette erreur est faible et très proche de celle obtenue avec les résultats du Tableau 4.6.

La MAPE montre aussi des résultats similaires à ceux obtenus dans le Tableau 4.6. Dans le cas de la configuration 1, la MAPE reste autour de 10% et elle augmente en fonction de la configuration jusqu'à atteindre 25,7% dans un cas utilisant la configuration 3.

Les résultats de cette section montrent que, dans le cas de cette salle d'écoute, il est possible de caractériser les surfaces à relief par un coefficient d'absorption acoustique apparent. Le remplacement de ces surfaces à relief par des surfaces planes équivalentes a montré une diminution du temps de réverbération semblable dans les deux cas malgré une erreur globalement faible.

4.3.6 Discussion

La section 4.3 avait pour but d'appliquer le modèle développé à une salle complexe présentant différents reliefs et plusieurs parois constituées de matériaux aux caractéristiques acoustiques diverses. Une partie expérimentale visant à effectuer des mesures de réponses impulsionnelles dans la salle d'écoute de l'INRS a été menée. L'utilisation des différents panneaux mobiles dans la salle ont permis de créer trois configurations plus ou moins réverbérantes. Différentes surfaces à relief ont été intégrées dans cette salle afin de quantifier leur impact sur le temps de réverbération et d'estimer un coefficient d'absorption acoustique apparent pour chacune d'elles.

Les simulations de la propagation sonore dans la salle d'écoute à l'aide de notre modèle pour les différentes configurations étudiées ont montré une bonne concordance avec les réponses impulsionnelles obtenues expérimentalement. La comparaison des résultats théoriques et expérimentaux ont ensuite permis d'identifier la configuration avec laquelle l'estimation du coefficient d'absorption α_{app} est la plus précise. Cette notion de précision reste malgré tout hypothétique. En effet, il est encore difficile de dire si une surface à relief possède un coefficient d'absorption acoustique apparent intrinsèque et unique ou si celui-ci évolue en fonction des dimensions et des caractéristiques acoustiques du local.

Après avoir estimé, à l'aide de notre modèle, le coefficient d'absorption apparent de chaque relief, nous avons souhaité observer si le remplacement de la surface à relief par une surface plane absorbante, caractérisée par le coefficient α_{app}, permettait d'obtenir la même diminution du temps de réverbération. Les résultats ont montré que la surface plane absorbante équivalente engendrait une diminution du temps de réverbération similaire à celle provoquée par la surface à relief. Néanmoins, cette surface absorbante crée, de manière générale, une diminution du temps de réverbération légèrement plus importante. L'erreur quadratique moyenne qui en résulte reste relativement faible et constante quelle que soit la configuration ou la surface étudiée. Cependant, le temps de réverbération évoluant avec la fréquence, cette erreur peut devenir importante, notamment dans la configuration la plus absorbante.

4.4 Synthèse des différentes applications du modèle numérique

Le chapitre 4 est divisé en trois parties principales, chacune ayant pour objectif d'appliquer notre modèle numérique à des cas expérimentaux différents afin de déterminer les limites de son domaine de validité.

Premièrement, l'objectif était de simuler la réflexion des ondes sur une paroi à relief composée de cavités rectangulaires en condition semi-anéchoïque. Les résultats de simulations obtenus avec notre modèle ont été comparés aux résultats théoriques et expérimentaux de Khanfir [13]. Les résultats issus de notre modèle ont montré une bonne concordance avec les résultats antérieurs.

Dans certains cas, les simulations issues de notre modèle se sont révélées plus précises que celles du modèle Kobayashi Potential. Dans d'autres cas, notre modèle a présenté une erreur supérieure à celle obtenue avec le modèle KP. En effet, l'utilisation du maillage rectiligne uniforme force notre modèle à effectuer des approximations au niveau des coordonnées de la source et des récepteurs et des dimensions des différentes cavités. Par conséquent, en modélisant un réseau de trois cavités, les approximations sont d'autant plus nombreuses. Ainsi, les erreurs estimées avec notre modèle dans ces cas sont plus importantes que celles du modèle KP. Malgré ces erreurs, le modèle numérique s'est révélé être globalement précis pour la simulation de la réflexion des ondes par des parois à relief géométrique en condition semi-anéchoïque.

Le second objectif de cette partie était de simuler la propagation en milieu confiné réverbérant. Une étape expérimentale a été menée dans un local réel. Ce local était un bureau individuel vide dont les six parois étaient constituées de matériaux réfléchissants. Cette étape expérimentale a consisté à mesurer les réponses impulsionnelles en plusieurs points du local. En intégrant différentes surfaces à relief, nous avons pu estimer expérimentalement un coefficient d'absorption acoustique apparent pour chacune de ces surfaces.

En appliquant le modèle numérique à ce local expérimental, nous avons pu constater que la simulation de la propagation présentait quelques résultats intéressants. La simulation des premières réflexions avec notre modèle concordait avec les mesures et le modèle SI. La simulation de la réflexion sur la surface à relief a aussi présenté des résultats similaires aux résultats expérimentaux. Toutefois la simulation de la propagation sonore dans ce milieu réverbérant a révélé une limite du modèle. Lorsque deux parois face à face possèdent un coefficient de réflexion important, nous avons pu constater l'apparition d'une onde stationnaire croissante dans la réponse impulsionnelle. Cette onde peut

ainsi fausser les résultats de simulation au bout d'un certain temps de simulation. Il est possible d'empêcher l'apparition et l'amplification de cette onde stationnaire en simulant des parois plus absorbantes ou du relief géométrique sur les parois. La détermination de l'origine de cette onde stationnaire reste encore un problème ouvert. Néanmoins, nous émettons l'hypothèse que l'apparition de cette onde est liée aux DIF caractérisant les parois.

Finalement, la troisième partie de ce rapport a consisté, d'une part à étudier la propagation dans un milieu confiné plus complexe que le bureau vide et d'autre part, à déterminer le coefficient d'absorption acoustique apparent de différentes surfaces à relief. L'objectif final étant de déterminer si le remplacement d'une surface à relief par une surface plane absorbante équivalente dans le modèle permet d'obtenir la même influence sur le temps de réverbération dans le local. Tout d'abord la comparaison des résultats théoriques et expérimentaux a montré une bonne concordance en ce qui concerne la simulation des réflexions sur les différentes parois à relief. Le calcul du temps de réverbération à partir des RI a permis l'estimation d'un coefficient d'absorption acoustique apparent α_{app}. Ce coefficient a ensuite été intégré au modèle numérique afin de comparer la diminution du temps de réverbération engendrée par une surface à relief et une surface plane absorbante équivalente. La comparaison de ces deux cas de figure a montré une bonne similarité. La surface plane absorbante engendre néanmoins une diminution du TR légèrement plus importante.

Conclusion générale et perspectives

Le bruit étant un élément omniprésent dans le milieu professionnel, il peut causer de nombreux problèmes physiologiques, psychologiques ou encore sociaux. La maîtrise et la réduction du bruit sont donc des problématiques importantes dans le domaine de la santé et de la sécurité au travail. Par conséquent, l'INRS s'intéresse aux différentes approches de la réduction du bruit dans le secteur de l'industrie. Afin de proposer des solutions acoustiques adaptées comme par exemple l'utilisation de panneaux absorbants, il est nécessaire de bien connaitre le champ acoustique interne dans le local étudié. Ceci relève de l'étude de la propagation les ondes acoustiques dans un milieu confiné. Pour ce faire, l'INRS a développé le logiciel d'acoustique des salles RayPlus simulant la propagation sonore dans les ateliers de travail. Cependant, ce logiciel ne modélise pas de façon précise les phénomènes de diffusion et de diffraction acoustiques se produisant lorsqu'une onde est réfléchie sur une paroi présentant du relief géométrique. Or, ces parois sont souvent présentes dans les locaux professionnels et influencent significativement la propagation sonore.

L'étude présentée ici possède deux objectifs principaux. Le premier objectif est de développer un modèle numérique simulant la propagation dans un milieu confiné, délimité par des parois à relief géométrique. Le second objectif est d'appliquer ce modèle numérique pour déterminer le coefficient d'absorption acoustique apparent de différents types de reliefs géométriques. Cette application a pour but de déterminer s'il est possible d'obtenir les mêmes résultats en remplaçant la surface à relief géométrique par une surface plane caractérisée par ce coefficient d'absorption acoustique apparent.

La première partie de ce rapport est consacrée à une étude bibliographique qui a pour but de déterminer les méthodes numériques, simulant la propagation sonore en milieu confiné, les plus adaptées pour répondre aux problématiques de ce travail. Deux approches ont été identifiées pour simuler cette propagation sonore :

— L'approche géométrique, qui utilise le principe de Fermat pour approximer les ondes en formes géométriques simples telles que des droites, des rayons, des par-

ticules, des cônes, etc. La méthode des sources images permet de modéliser la propagation sonore dans des salles de volume important mais néglige les effets de diffusion acoustique par des parois à relief. Les méthodes de tirs de rayons (utilisée par RayPlus notamment) ou de tirs de faisceaux modélisent elles aussi la propagation dans des salles de taille importante. Cependant, la diffusion engendrée par des parois à reliefs est simulée de manière statistique avec des lois de diffusions telle que celle de Lambert. Par ailleurs, les méthodes numériques utilisant l'approche géométrique sont principalement valides en hautes fréquences car elles négligent les phénomènes modaux et interférentiels. Ces phénomènes peuvent avoir une importance significative en basses fréquences.

— L'approche physique, qui se base sur la résolution de l'équation d'onde pour simuler précisément la propagation sonore. Les deux thèses ayant précédées l'étude développée ici utilisaient cette approche. Lionel Bos [9] a adapté la méthode des guides d'ondes pour simuler la diffusion par des parois présentant des réseaux de cavités rectangulaires périodiques. Adel Khanfir [13] a adapté la méthode Kobayashi Potential pour simuler la diffusion par des parois constituées de cavités rectangulaires périodiques ou apériodiques. Ces deux modèles numériques simulent la réflexion sur une paroi en condition semi-anéchoïque or, pour cette étude, nous souhaitons simuler la propagation en milieu confiné. La méthode des éléments finis, couramment utilisée dans le domaine industriel, permet d'obtenir des résultats très précis mais ne permet pas de simuler la propagation dans des locaux de volume important. Les deux méthodes qui se sont révélées être les plus adaptées à notre étude sont : la méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD) et la méthode de décomposition rectangulaire adaptative (ARD).

La méthode ARD développée par Raghuvanshi [89] simule la propagation en milieu confiné de manière précise, notamment en s'affranchissant de la dispersion numérique inhérente à la méthode FDTD. Cette méthode possède néanmoins une limitation importante dans la simulation des conditions aux limites. En effet, l'état de l'art de cette méthode ne permet de simuler que des parois planes caractérisées par une impédance constante en fréquence.

La méthode FDTD peut aussi simuler la propagation en milieu confiné. De plus, combinée à l'utilisation de filtres d'impédance numériques (DIF), elle permet de modéliser numériquement des parois à relief géométrique caractérisée par une impédance variable en fonction de la fréquence. Toutefois, cette méthode présente quelques limites. Tout d'abord, la simulation de la propagation sonore dans de grands volumes ou à hautes fréquences nécessite un temps de calcul et un coût numérique très importants pouvant même devenir rédhibitoires. De plus, l'approximation de l'équation d'onde par des dif-

férences finies introduit un terme de troncature engendrant de la dispersion numérique.

Le modèle développé ici se base sur la méthode ARD pour simuler la propagation sonore dans un milieu confiné. Afin de s'affranchir des conditions aux limites restrictives de cette méthode, nous avons intégré la méthode FDTD au niveau des frontières. Cette implémentation a été rendue possible par l'intégration de couches absorbantes parfaitement adaptées (PML) directement au sein des partitions utilisées avec la méthode ARD. L'intégration de la méthode FDTD via l'utilisation de PML a permis de modéliser des parois à relief géométriques caractérisées par une impédance variable en fréquence. Une brève étude comparative a montré d'une part que l'utilisation conjointe de ces méthodes ne générait que très peu de dispersion numérique en comparaison avec une méthode FDTD standard. D'autre part, l'implémentation de la PML dans la partition a révélé une diminution de l'erreur lors de l'absorption des ondes aux frontières du domaine.

Plusieurs étapes de validation ont été menées pour définir les limites d'utilisation du modèle développé :

- Dans un premier temps, nous avons étudié la pression acoustique réfléchie par une paroi composée de cavités rectangulaires en condition semi-anéchoïque. Khanfir a mené une campagne de mesures pour valider son modèle analytique. Nous avons ainsi pu comparer nos résultats de simulation avec ses résultats expérimentaux et théoriques. La comparaison s'est portée sur le cas d'une cavité rectangulaire et sur celui d'un réseau de trois cavités rectangulaires périodiques. Cette première étape a montré que notre modèle théorique permettait d'obtenir des résultats aussi précis que ceux issus du modèle de Khanfir,
- La seconde étape de validation a consisté à étudier la propagation sonore dans un local réel. Le local en question était un bureau vide réverbérant. Les réponses impulsionnelles obtenues avec notre modèle ont montré une bonne concordance avec les résultats théoriques de la méthode SI et les résultats expérimentaux, notamment au niveau des premières réflexions. Cependant, ce local réverbérant a mis en évidence une limite de notre modèle. En effet en simulant une partition avec deux parois planes parallèles très réverbérantes, nous avons constaté l'apparition d'une onde stationnaire croissante venant perturber la réponse impulsionnelle calculée. La fréquence de cette onde stationnaire correspond à un mode longitudinal de la salle. Cette limite apparaît pour des locaux assez réverbérants, elle disparaît pour des locaux dont le temps de réverbération interne est inférieur à 1 s environ,
- Enfin, une campagne de mesure a été menée dans une salle expérimentale nouvellement construite au laboratoire d'acoustique de l'INRS. Cette salle d'écoute a la particularité d'avoir des panneaux mobiles au niveau de ses parois verti-

cales. Ces panneaux ayant différentes caractéristiques acoustiques, il est possible de modifier facilement l'ambiance sonore de cette salle. Différentes surfaces à reliefs ont été introduites dans le local afin de mesurer leur impact sur la propagation sonore. Tout d'abord, la comparaison des RI expérimentales et théoriques ont montré une concordance générale plutôt bonne autant dans la simulation de la réflexion sur des parois aux caractéristiques acoustiques différentes que sur les différentes surfaces à relief. Le modèle numérique a permis d'estimer le coefficient acoustique apparent α_{app} de ces différentes parois. Finalement, nous avons comparé comment le temps de réverbération dans le local simulé évolue avec, d'une part, des surfaces à reliefs et d'autre part, des surfaces planes équivalentes caractérisées par le coefficient α_{app} correspondant. La diminution du TR engendrée par ces deux types de parois s'est révélée être globalement assez similaire. Par conséquent, dans le cas de ce local, il est en effet possible de remplacer la surface à relief par une surface plane absorbante équivalente et d'obtenir une modification semblable du temps de réverbération.

En conclusion, nous avons développé au cours de cette étude un modèle numérique simulant la propagation sonore dans un milieu confiné, délimité par des parois présentant des reliefs géométriques. Les différentes étapes de validation ont montré de bons résultats autant dans la propagation dans le milieu que dans la simulation de la réflexion sur des parois complexes.

Néanmoins le modèle développé reste perfectible. Tout d'abord dans la simulation d'un milieu confiné réverbérant. Comme souligné précédemment, les ondes stationnaires perturbatrices constatées dans ce cas lors de notre étude pourraient être réduites, par exemple, par l'utilisation d'autres DIF. De plus, le modèle présenté dans ce manuscrit a été programmé avec le logiciel de programmation informatique Matlab. Cela a eu pour conséquence de rendre certaines simulations très longues. En effet, la simulation de la réponse impulsionnelle de grands volumes peut nécessiter plusieurs heures de calcul. Par conséquent, la retranscription de ce modèle dans un langage informatique différent ou les méthodes de parallélisation pourraient permettre d'améliorer grandement le temps de calcul.

Les différentes surfaces à reliefs étudiées ici ont été généralement des reliefs périodiques aux formes géométriques relativement simples (cavités rectangulaires). Cette étude pourrait être étendue à des formes géométriques plus complexes, apériodiques ou encore aléatoires. De plus, l'estimation et l'utilisation du coefficient d'absorption acoustique apparent a montré des premiers résultats intéressants. Il serait intéressant d'une part, de poursuivre cette étude dans différents locaux et pour différents reliefs. A terme, le modèle pourrait aussi simuler l'encombrement rencontré dans les ateliers de travail

(bureaux, fournitures, personnes ...). D'autre part, l'intégration de ce coefficient α_{app} dans un modèle numérique de tirs de rayons permettrait de confirmer l'intérêt d'utiliser le modèle développé ici pour caractériser plus simplement des parois à relief complexes.

Enfin, une autre perspective possible, qui est en train de mûrir au sein de l'équipe APLI, serait l'application de ce modèle théorique à l'étude des critères perceptifs tels que la clarté ou le STI ou même à de l'auralisation. Plus précisément, ce modèle permettrait de déterminer l'impact de différentes parois à relief géométrique sur ces critères de perception auditive et comment cet impact évolue en fonction des caractéristiques acoustiques des salles modélisées.

Annexes

Annexe A

Configuration de la mesure des réponses impulsionnelles des parois à relief géométrique en chambre semi-anéchoïque

Les mesures de la réponse impulsionnelle des parois à relief ont été menées pour neuf positions de sources et neuf positions de récepteurs. Ces positions ont été choisies afin de couvrir différents cas de figures pour une source et un récepteur plus ou moins proches de la paroi.

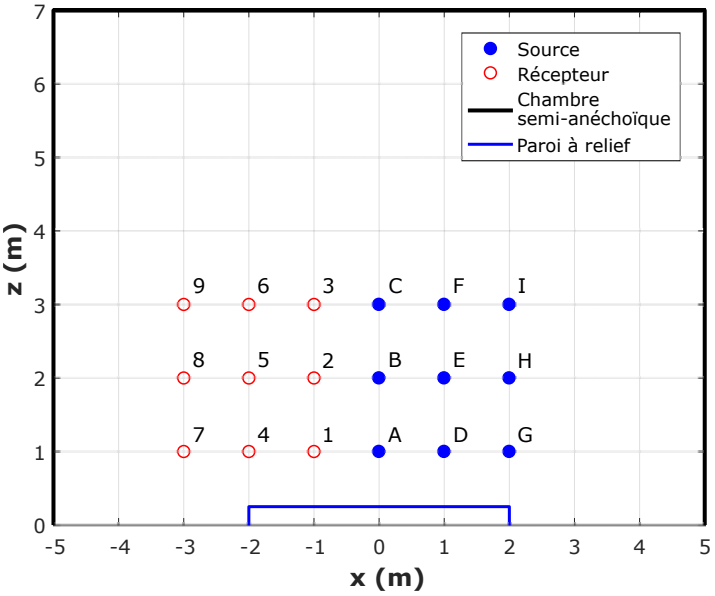


FIGURE A.1 – Schéma et notation des différentes positions de source et de récepteur dans la salle semi-anéchoïque.

La Figure A.1 présente les coordonnées de tous les points d'émission et de réception. Les mesures sont toutes réalisées dans le même plan et avec le centre de la salle semi-anéchoïque comme origine du repère $(x; y; z)$. Chaque mesure de réponse impulsionnelle correspond à une configuration source-récepteur. Afin de simplifier les explications développées dans le chapitre 2, chaque position de source correspond à une lettre et chaque position de récepteur, à un chiffre. Par exemple, pour la configuration de mesure notée E4, les coordonnées respectives de la source et du récepteur selon x, y et z sont : $(1; 0; 2)$ m et $(-2; 0; 1)$ m.

FIGURE A.2 – Deux parois à relief étudiées dans la salle semi-anéchoïque. (a) Résonateurs ; (b) Profil aléatoire.

Les photographies présentées en Figure A.2 illustrent les conditions de mesure ainsi que deux des parois à relief étudiées. Le microphone est placé sur un trépied afin de pouvoir être déplacé facilement et le haut-parleur est suspendu par un câble à une poulie attachée au plafond. Les surfaces à relief étudiées sont constituées de blocs de polystyrène. La Figure A.2(a) montre comment sont constitués les résonateurs. La Figure A.2(b) montre la disposition des blocs de polystyrène pour former le profil aléatoire.

Annexe B

Calcul du temps de réverbération d'une salle à partir de la réponse impulsionnelle

L'étude préliminaire développée dans le chapitre 2 de ce rapport utilise la méthode du bruit blanc interrompu pour simuler le niveau stationnaire et la décroissance dans le local simulé. Concrètement, cette méthode consiste à convoluer un bruit blanc fenêtré avec la RI simulée. Le résultat du produit de convolution donne le bruit blanc émis théoriquement dans le local. Néanmoins, Schroeder [118] a montré qu'il est possible d'obtenir la courbe de décroissance du niveau sonore directement à partir de la réponse impulsionnelle.

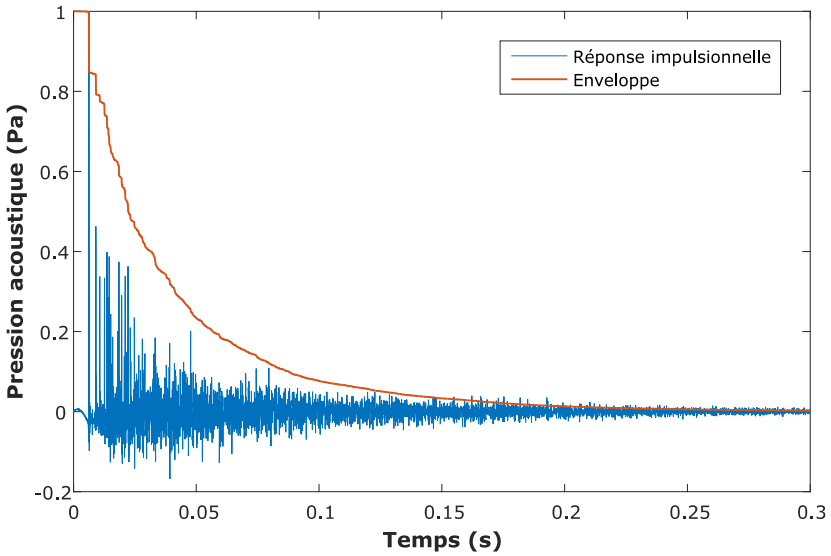


FIGURE B.1 – Réponse impulsionnelle mesurée et son enveloppe.

La Figure B.1 illustre une réponse impulsionnelle mesurée dans la salle d'écoute. La méthode d'intégration de Schroeder permet d'obtenir l'enveloppe de la réponse impulsionnelle illustrée par la courbe orange. Ici, cette intégration est obtenue en utilisant la fonction *cumtrapz* proposée par Matlab. Cette fonction intègre une courbe donnée en utilisant la méthode des trapèzes.

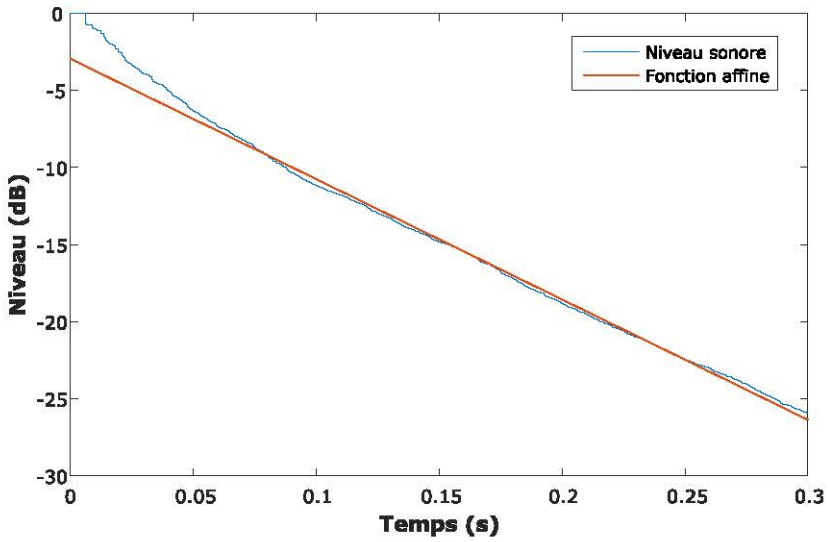


FIGURE B.2 – Décroissance du niveau sonore et interpolation polynomiale.

La Figure B.2 représente la décroissance du niveau sonore obtenue à partir de l'enveloppe de la RI présentée dans la Figure B.1. Pour déterminer facilement le temps de réverbération, la courbe de décroissance est interpolée. Il s'agit ici d'une interpolation polynomiale d'ordre 1, nous donnant une fonction affine de la forme $f(x) = ax + b$. La décroissance présente ici deux pentes. La première pente, allant de 0 à 0,07 s correspond à la décroissance précoce. Le temps de réverbération est donc calculé sur la deuxième pente. Ici l'interpolation de la courbe est faite sur la plage allant de -10 à -30 dB. Nous obtenons ainsi la fonction affine représentée en orange sur la Figure B.2. Cette fonction nous permet d'estimer le temps de réverbération dans la salle. Dans le cas présenté ici, ce temps de réverbération est de 0,77 s.

Bibliographie

[1] Code de la sécurité sociale - Article Annexe II : Tableau n° 42.

[2] P. Chevret and J. Chatillon. Implementation of diffraction in a ray-tracing model for the prediction of noise in open-plan offices. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 132(5) :3125–3137, 2012.

[3] P. Chevret and J. Chatillon. Sound level prediction in open-spaces : implementation of diffraction in RAYPLUS software. In Société Française d'Acoustique, editor, *Acoustics 2012*, Nantes, France, April 2012.

[4] J. Ducourneau, V. Planeau, J. Chatillon, and A. Nejade. Measurement of sound absorption coefficients of flat surfaces in a workshop. *Applied Acoustics*, 70(5) :710–721, May 2009.

[5] J. Ducourneau, A. Faiz, A. Khanfir, and J. Chatillon. Measuring sound scattering coefficients of uneven surfaces in a reverberant workplace – Principle and validation of the method. *Applied Acoustics*, 74(5) :653–660, May 2013.

[6] A. Faiz, J. Ducourneau, A. Khanfir, and J. Chatillon. Nouveau dispositif de mesure du coefficient de diffusion acoustique de parois à relief verticales présentes dans les locaux industriels. April 2014.

[7] J. Ducourneau, A. Faiz, and J. Chatillon. New device for measuring mapping of sound scattering coefficients of vertical uneven surfaces in a reverberant workplace. *Applied Acoustics*, 90 :21–30, April 2015.

[8] J. Ducourneau, A. Faiz, K. Rabisse, and N. Trompette. Validation et limites d'un dispositif de mesure du coefficient de diffusion acoustique des parois à relief dans les bâtiments. April 2016.

[9] L. Bos. *Caractérisation acoustique des parois épaisses périodiques dans les locaux industriels*. PhD thesis, Université Henri Poincaré Nancy 1, Nancy, 2006.

[10] J. Ducourneau, L. Bos, V. Planeau, Adil Faiz, S. Skali-Lami, and A. Nejade. Prediction of the acoustic pressure above periodically uneven facings in industrial workplaces. *Journal of Sound and Vibration*, 329(11) :2276–2290, May 2010.

[11] A. Khanfir, A. Faiz, J. Ducourneau, J. Chatillon, and S. Skali-Lami. Scattered acoustic field above a grating of parallel rectangular cavities. *Journal of Sound and Vibration*, 332(4) :1047–1060, February 2013.

[12] A. Khanfir, A. Faiz, J. Ducourneau, J. Chatillon, and S. Skali-Lami. Scattered acoustic field above a grating of non-parallel rectangular cavities. *Journal of Sound and Vibration*, 361 :251–260, January 2016.

[13] A. Khanfir. *Étude des mécanismes de diffusion acoustique d'une cavité et d'un réseau à relief périodique et apériodique*. PhD thesis, Université de Lorraine, Nancy, 2012.

[14] A. Imran, Q. A. Naqvi, and K. Hongo. Diffraction of Electromagnetic Plane Wave by an Impedance Strip. *Progress In Electromagnetics Research*, 75 :303–318, 2007.

[15] J. Ducourneau and V. Planeau. The average absorption coefficient for enclosed spaces with non uniformly distributed absorption. *Applied Acoustics*, 64(9) :845–862, September 2003.

[16] A. Faiz, J. Ducourneau, and J. Chatillon. Mesure du coefficient d'absorption acoustique apparent de parois à reliefs périodiques et apériodiques. Technical Report 2012/UMAP/01, INRS, 2012.

[17] P. Filippi, J.P. Lefebvre, D. Habault, A. Bergassoli, J.L. Guyader, and C. Lesueur. *Acoustique générale*. Les Editions de Physique, 1994.

[18] J. W. S. Rayleigh. *The Theory of Sound*. Cambridge University Press, Cambridge, 2011.

[19] M. Bruneau. *Manuel d'acoustique fondamentale*. Hermes, 1998.

[20] F. G. Bass and I. M. Fuks. *Wave Scattering from Statistically Rough Surfaces : International Series in Natural Philosophy*. Elsevier, October 2013.

[21] E. I. Thorsos. The validity of the Kirchhoff approximation for rough surface scattering using a Gaussian roughness spectrum. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 83(1) :78–92, January 1988.

[22] S. Hu, L. Fu, and Z. Yao. Comparison of various approximation theories for randomly rough surface scattering. *Wave Motion*, 46(5) :281–292, August 2009.

[23] A. de Bruijn. The Sound Absorption of an Absorbing Periodically Uneven Surface of Rectangular Profile. *Acta Acustica united with Acustica*, 18(3) :123–131, January 1967.

[24] Y. Ando and K. Kato. Calculations on the Sound Reflection from Periodically Uneven Surfaces of Arbitrary Profile. *Acta Acustica united with Acustica*, 35(5) :321–329, August 1976.

[25] K. Hongo and H. Serizawa. Diffraction of electromagnetic plane wave by a rectangular plate and a rectangular hole in the conducting plate. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 47(6) :1029–1041, June 1999.

[26] K. Hongo and H. Serizawa. Diffraction of an acoustic plane wave by a rectangular hole in an infinitely large rigid screen. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 106(1) :29–35, July 1999.

[27] H. Kuttruff. *Room Acoustics, Fifth Edition*. CRC Press, June 2009.

[28] P. de Fermat. *Oeuvres de Fermat / publ. par les soins de MM. Paul Tannery et Charles Henry. Tome troisième*. Gauthier-Villars et fils (Paris), 1896.

[29] L. Cremer and H. A. Müller. *Principles and applications of room acoustics*, volume 1. Applied Science Publishers, London u.a, 1982.

[30] V. O. Knudsen. *Architectural Acoustics*. Chapman & Hall, 1932.

[31] A. Toepler. *Beobachtungen nach einer neuen optischen Methode*. Max Cohen und Sohn, Bonn, 1864.

[32] L. Foucault. *Recueil des travaux scientifiques de Léon Foucault*. Gauthier-Villars, Paris, 1878. ark :/12148/bpt6k9616872n.

[33] A. H. Davis and G. W. C. Kaye. *The acoustics of buildings*. London : G. Bell and sons, ltd, 1927.

[34] F. Jacobsen. *The Diffuse Sound Field : Statistical Considerations Concerning the Reverberant Field in the Steady State*. Acoustics Laboratory, Technical University of Denmark, 1979.

[35] M. Hodgson. When is diffuse-field theory applicable ? *Applied Acoustics*, 49(3) :197–207, November 1996.

[36] J. B. Moreland and R. S. Musa. The Performance of Acoustic Barriers. *Noise Control Engineering*, 1(2) :98–101, September 1973.

[37] J. B. Moreland and R. F. Minto. An example of in-plant noise reduction with an acoustical barrier. *Applied Acoustics*, 9(3) :205–214, July 1976.

[38] S. K. Lau and S. K. Tang. Performance of a noise barrier within an enclosed space. *Applied Acoustics*, 70(1) :50–57, January 2009.

[39] L. L. Beranek. *Acoustics*. American Inst. of Physics, Woodbury NY, 1996. OCLC : 249242357.

[40] H. J. M. Steeneken and T. Houtgast. A physical method for measuring speech-transmission quality. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 67(1) :318–326, January 1980.

[41] W. Reichardt, O. A. Alim, and W. Schmidt. Abhängigkeit der grenzen zwischen brauchbarer und unbrauchbarer durchsichtigkeit von der art des musikmotives, der nachhallzeit und der nachhalleinsatzzeit. *Applied Acoustics*, 7(4) :243–264, October 1974.

[42] ISO 3382-2 :2008 - Acoustique – Mesurage des paramètres acoustiques des salles – Partie 2 : Durée de réverbération des salles ordinaires.

[43] W. C. Sabine. *Collected Papers on Acoustics*. Harvard University Press, 1922.

[44] C. F. Eyring. Reverberation time in "dead" rooms. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 1(2A) :217–241, January 1930.

[45] C. F. Eyring. Methods of calculating the average coefficient of sound absorption. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 4(3) :178–192, January 1933.

[46] L. L. Beranek. Analysis of Sabine and Eyring equations and their application to concert hall audience and chair absorption. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 120(3) :1399–1410, September 2006.

[47] G. Millington. A modified formula for reverberation. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 4(1A) :69–82, July 1932.

[48] A. Krokstad, S. Strom, and S. Sørsdal. Calculating the acoustical room response by the use of a ray tracing technique. *Journal of Sound and Vibration*, 8(1) :118–125, July 1968.

[49] H. Lehnert. Systematic errors of the ray-tracing algorithm. *Applied Acoustics*, 38(2) :207–221, January 1993.

[50] M. Hodgson. Evidence of diffuse surface reflections in rooms. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 89(2) :765–771, February 1991.

[51] X. Zeng, C. L. Christensen, and J. H. Rindel. Practical methods to define scattering coefficients in a room acoustics computer model. *Applied Acoustics*, 67(8) :771–786, August 2006.

[52] E. R. Freniere, G. G. Gregory, and R. A. Hassler. Edge diffraction in Monte Carlo ray tracing. volume 3780, pages 151–157, 1999.

[53] A. M. Ondet and J. L. Barbry. Modeling of sound propagation in fitted workshops using ray tracing. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 85(2) :787–796, February 1989.

[54] A. M. Ondet and J. L. Barbry. Prévision des niveaux sonores dans les locaux industriels encombrés à l'aide du logiciel d'acoustique prévisionnelle RAYSCAT. Technical Report ND 1813-142-91, INRS, 1991.

[55] R. G. Kouyoumjian and P. H. Pathak. A uniform geometrical theory of diffraction for an edge in a perfectly conducting surface. *Proceedings of the IEEE*, 62(11) :1448–1461, November 1974.

[56] P. S. Heckbert and P. Hanrahan. Beam Tracing Polygonal Objects. In *Proceedings of the 11th Annual Conference on Computer Graphics and Interactive Techniques*, SIGGRAPH '84, pages 119–127, New York, NY, USA, 1984. ACM.

[57] N. Dadoun, D. G. Kirkpatrick, and J. P. Walsh. The geometry of beam tracing. In *Proceedings of the first annual symposium on Computational geometry*, pages 55–61. ACM Press, 1985.

[58] M. Monks, B. M. Oh, and J. Dorsey. Acoustic Simulation and Visualization using a New Unified Beam Tracing and Image Source Approach. 1996.

[59] T. Funkhouser, I. Carlbom, G. Elko, G. Pingali, M. Sondhi, and J. West. A beam tracing approach to acoustic modeling for interactive virtual environments. pages 21–32. ACM Press, 1998.

[60] T. Funkhouser, N. Tsingos, I. Carlbom, G. Elko, M. Sondhi, J. E. West, G. Pingali, P. Min, and A. Ngan. A beam tracing method for interactive architectural acoustics. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 115(2) :739–756, January 2004.

[61] B. M. Gibbs and D. K. Jones. A Simple Image Method for Calculating the Distribution of Sound Pressure Levels within an Enclosure. *Acta Acustica united with Acustica*, 26(1) :24–32, January 1972.

[62] J. B. Allen and D. A. Berkley. Image method for efficiently simulating small-room acoustics. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 65(4) :943–950, April 1979.

[63] J. Borish. Extension of the image model to arbitrary polyhedra. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 75(6) :1827–1836, June 1984.

[64] M. Vorländer. Simulation of the transient and steady-state sound propagation in rooms using a new combined ray-tracing/image-source algorithm. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 86(1) :172–178, July 1989.

[65] S. G. McGovern. Fast image method for impulse response calculations of box-shaped rooms. *Applied Acoustics*, 70(1) :182–189, January 2009.

[66] S. M. Dance and B. M. Shield. The complete image-source method for the prediction of sound distribution in non-diffuse enclosed spaces. *Journal of Sound and Vibration*, 201(4) :473–489, April 1997.

[67] J. Jouhaneau. *Propagation des Ondes Acoustiques*. Ed. Techniques Ingénieur, 2001.

[68] H. Arau-Puchades. An Improved Reverberation Formula. *Acta Acustica united with Acustica*, 65(4) :163–180, March 1988.

[69] S. Kopuz and N. Lalor. Analysis of interior acoustic fields using the finite element method and the boundary element method. *Applied Acoustics*, 45(3) :193–210, January 1995.

[70] F. Ihlenburg. *Finite element analysis of acoustic scattering*. Number v. 132 in Applied mathematical sciences. Springer, New York, 1998.

[71] D. J. Nefske, J. A. Wolf, and L. J. Howell. Structural-acoustic finite element analysis of the automobile passenger compartment : A review of current practice. *Journal of Sound and Vibration*, 80(2) :247–266, January 1982.

[72] N. González-Salido, A. Islas-Cital, F. Camarena, R. Pico, and P. R. Atkins. Scattering of complex geometries by Finite Element Method. Nantes, France, 2012. Société Française d'Acoustique.

[73] Logiciel de modélisation COMSOL Multiphysics®.

[74] K.S. Yee. Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 14(3) :302–307, May 1966.

[75] R. A. Stephen. Modeling sea surface scattering by the time-domain finite-difference method. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 100(4) :2070–2078, October 1996.

[76] S. Wang. Finite-difference time-domain approach to underwater acoustic scattering problems. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 99(4) :1924–1931, April 1996.

[77] T. Yokota, S. Sakamoto, and H. Tachibana. Visualization of sound propagation and scattering in rooms. *Acoustical Science and Technology*, 23(1) :40–46, 2002.

[78] T. Yokota, S. Sakamoto, and H. Tachibana. Sound field simulation method by combining finite difference time domain calculation and multi-channel reproduction technique. *Acoustical Science and Technology*, 25(1) :15–23, 2004.

[79] L. Savioja, T. Rinne, and T. Takala. Simulation of room acoustics with a 3-D finite difference mesh. pages 463–466, Denmark, 1994.

[80] S. Sakamoto, H. Nagatomo, A. Ushiyama, and H. Tachibana. Calculation of impulse responses and acoustic parameters in a hall by the finite-difference time-domain method. *Acoustical Science and Technology*, 29(4) :256–265, 2008.

[81] S. Sakamoto, T. Seimiya, and H. Tachibana. Visualization of sound reflection and diffraction using finite difference time domain method. *Acoustical Science and Technology*, 23(1) :34–39, 2002.

[82] D. Botteldooren. Finite-difference time-domain simulation of low-frequency room acoustic problems. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 98(6) :3302–3308, December 1995.

[83] Theodore J. Schultz and B. G. Watters. Propagation of sound across audience seating. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 36(5) :885–896, May 1964.

[84] J. LoVetri, D. Mardare, and G. Soulodre. Modeling of the seat dip effect using the finite-difference time-domain method. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 100(4) :2204–2212, October 1996.

[85] T. Lokki, A. Southern, and L. Savioja. Studies on seat dip effect with 3d FDTD modeling. In *Proc. Forum Acusticum, Aalborg, Denmark*, pages 1517–1522, 2011.

[86] T. G. Jurgens, A. Taflove, K. Umashankar, and T. G. Moore. Finite-difference time-domain modeling of curved surfaces [EM scattering]. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 40(4) :357–366, April 1992.

[87] J. Häggblad and B. Engquist. Consistent modeling of boundaries in acoustic finite-difference time-domain simulations. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 132(3) :1303–1310, September 2012.

[88] N. Raghuvanshi, R. Narain, and M.C. Lin. Efficient and accurate sound propagation using adaptive rectangular decomposition. *IEEE Transactions on Visualization and Computer Graphics*, 15(5) :789–801, September 2009.

[89] N. Raghuvanshi. *Interactive physically-based sound simulation.* PhD thesis, University of North Carolina at Chapel Hill, Chapel Hill, N.C., 2013.

[90] T. H. Cormen, C. E. Leiserson, R. L. Rivest, and C. Stein. *Introduction to algorithms.* MIT Press, Cambridge, Mass., 2. ed., 8. printing edition, 2007.

[91] R. Mehra, N. Raghuvanshi, L. Savioja, M. C. Lin, and D. Manocha. An efficient GPU-based time domain solver for the acoustic wave equation. *Applied Acoustics*, 73(2) :83–94, February 2012.

[92] R. Mehra. *Efficient techniques for wave-based sound propagation in interactive applications.* PhD thesis, University of North Carolina at Chapel Hill, Chapel Hill, N.C., 2015.

[93] R. Mehra, N. Raghuvanshi, A. Chandak, D. G. Albert, D. K. Wilson, and D. Manocha. Acoustic pulse propagation in an urban environment using a three-dimensional numerical simulation. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 135(6) :3231–3242, June 2014.

[94] N. Morales, R. Mehra, and D. Manocha. A parallel time-domain wave simulator based on rectangular decomposition for distributed memory architectures. *Applied Acoustics*, 97 :104–114, October 2015.

[95] N. Morales, V. Chavda, R. Mehra, and D. Manocha. MPARD : A high-frequency wave-based acoustic solver for very large compute clusters. *Applied Acoustics*, 121 :82–94, June 2017.

[96] R. Courant, K. Friedrichs, and H. Lewy. On the Partial Difference Equations of Mathematical Physics. *IBM Journal of Research and Development*, 11(2) :215–234, March 1967.

[97] K. Kowalczyk. *Boundary and medium modelling using compact finite difference schemes in simulations of room acoustics for audio and architectural design applications*. PhD thesis, Queen's University, Belfast, 2008.

[98] K. Kowalczyk and M. van Walstijn. Virtual room acoustics using finite difference methods. How to model and analyse frequency-dependent boundaries ? In *3rd International Symposium on Communications, Control and Signal Processing, 2008. ISCCSP 2008*, pages 1504–1509, March 2008.

[99] K. Kowalczyk and M. van Walstijn. Wideband and Isotropic Room Acoustics Simulation Using 2-D Interpolated FDTD Schemes. *IEEE Transactions on Audio, Speech, and Language Processing*, 18(1) :78–89, January 2010.

[100] K. Kowalczyk and M. van Walstijn. Room Acoustics Simulation Using 3-D Compact Explicit FDTD Schemes. *IEEE Transactions on Audio, Speech, and Language Processing*, 19(1) :34–46, January 2011.

[101] J. Huopaniemi, L. Savioja, and M. Karjalainen. Modeling of reflections and air absorption in acoustical spaces a digital filter design approach. In *1997 IEEE ASSP Workshop on Applications of Signal Processing to Audio and Acoustics, 1997*, pages 4 pp.–, October 1997.

[102] K. Kowalczyk and M. van Walstijn. Modeling Frequency-Dependent Boundaries as Digital Impedance Filters in FDTD and K-DWM Room Acoustics Simulations. *Journal of the Audio Engineering Society*, 56(7/8) :569–583, August 2008.

[103] K. Kowalczyk and M. van Walstijn. Formulation of Locally Reacting Surfaces in FDTD/K-DWM Modelling of Acoustic Spaces. *Acta Acustica united with Acustica*, 94(6) :891–906, November 2008.

[104] H. Bourlès. *Linear systems*. Control systems, robotics and manufacturing series. ISTE, London, 2010.

[105] J.-P. Berenger. A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves. *Journal of Computational Physics*, 114(2) :185–200, October 1994.

[106] J.-P. Berenger. Three-Dimensional Perfectly Matched Layer for the Absorption of Electromagnetic Waves. *Journal of Computational Physics*, 127(2) :363–379, September 1996.

[107] F. D. Hastings, J. B. Schneider, and S. L. Broschat. Application of the perfectly matched layer (PML) absorbing boundary condition to elastic wave propagation. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 100(5) :3061–3069, November 1996.

[108] F. Q. Hu. On Absorbing Boundary Conditions for Linearized Euler Equations by a Perfectly Matched Layer. *Journal of Computational Physics*, 129(1) :201–219, November 1996.

[109] D. M. Sullivan. *Electromagnetic Simulation Using the FDTD Method*. Wiley-IEEE Press, New York, first edition edition, July 2000.

[110] Q.-H. Liu and J. Tao. The perfectly matched layer for acoustic waves in absorptive media. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 102(4) :2072–2082, October 1997.

[111] Y.S. Rickard, N.K. Georgieva, and W.-P. Huang. Application and optimization of PML ABC for the 3-D wave equation in the time domain. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 51(2) :286–295, February 2003.

[112] S. Jie, Z. Weisong, J. Xiangjun, Z. Xin, and R. Malekian. Underwater Broadband Acoustic Scattering Modelling Based on FDTD. *Elektronika ir Elektrotechnika*, 21(2) :58–64, September 2015.

[113] W. P. Mason. *Physical Acoustics Vol. XVI : Principles and Methods*. Elsevier, December 2012.

[114] T. W. Parks and C. S. Burrus. *Digital filter design*. Topics in digital signal processing. Wiley, Chichester, 1987.

[115] T. Parks and J. McClellan. Chebyshev approximation for nonrecursive digital filters with linear phase. *IEEE Transactions on Circuit Theory*, 19(2) :189–194, March 1972.

[116] G. U. Yule. On a Method of Investigating Periodicities in Disturbed Series, with Special Reference to Wolfer's Sunspot Numbers. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 226(636-646) :267–298, January 1927.

[117] J. S. Suh and P. A. Nelson. Measurement of transient response of rooms and comparison with geometrical acoustic models. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 105(4) :2304–2317, April 1999.

[118] M. R. Schroeder. New Method of Measuring Reverberation Time. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 37(3) :409–412, March 1965.

[119] Centre d'information et de documentation sur le bruit.

Développement d'un modèle numérique de propagation acoustique dans un local délimité par des parois à relief géométrique

Résumé : L'étude de la propagation sonore dans un milieu confiné nécessite une connaissance précise des caractéristiques acoustiques et géométriques des parois qui le délimitent. En effet, le relief géométrique des parois d'un local engendre des phénomènes acoustiques complexes pouvant impacter significativement la propagation sonore : diffusion, diffraction ou encore résonance si le relief présente une géométrie particulière.
L'objectif de cette étude est de développer un modèle numérique simulant la propagation sonore dans un espace confiné délimité par des parois à relief géométrique. Dans un premier temps, la méthode de décomposition rectangulaire adaptative (ARD) est utilisée pour simuler la propagation en milieu confiné. Cette méthode est ensuite couplée à la méthode de différences finies dans le domaine temporel (FDTD) et l'utilisation de filtres d'impédance numériques (DIF) pour simuler des parois à relief géométrique possédant une impédance dépendante de la fréquence. L'intégration de la méthode FDTD dans la méthode ARD est rendue possible par l'utilisation de couches absorbantes parfaitement adaptées (PML).
Le modèle numérique est validé par comparaison aux méthodes Kobayashi Potential (KP) et sources images ainsi qu'à des résultats expérimentaux. Enfin, le modèle est utilisé pour étudier la diffusion acoustique causée par plusieurs parois à relief expérimentales. Un coefficient d'absorption acoustique apparent est ainsi estimé pour caractériser chacune de ces parois.

Mots-clés : Propagation acoustique, Diffusion acoustique, Espace clos, Paroi à relief, Modèle numérique.

Development of a numerical model of acoustic propagation in a room bounded by relief walls

Abstract : The study of sound propagation in an enclosed space requires a precise knowledge of the acoustic and geometrical characteristics of its boundaries. Indeed, the geometric relief on the walls of a room causes complex acoustic phenomena that can significantly impact the sound propagation : scattering, diffraction or even resonance if the relief has a particular geometry.
The objective of this study is to develop a numerical model of sound propagation in an enclosed space bounded by walls with geometric relief. First, the Adaptive Rectangular Decomposition (ARD) method is used to simulate the propagation in a room. Then, this method is coupled with the Finite Difference in Time Domaine (FDTD) method and the use of digital impedance filters (DIF) to include boundaries with geometric relief and frequency-dependent impedance. The integration of the FDTD method into the ARD method is made possible by the use of perfectly matched layers (PML).
The numerical model is validated by comparison with the Kobayashi Potential (KP) and image source methods as well as experimental results. Finally, the model is used to study the sound scattering caused by several experimental relief walls. An apparent sound absorption coefficient is thus estimated to characterize each of these different walls.

Keywords : Acoustic propagation, Acoustic scattering, Enclosed space, Relief wall, Numerical model.