



Élaboration d'une méthode de test pour l'évaluation de l'impact des caractéristiques physiques de diffuseurs acoustiques dans une salle

Tony Lethuillier

► To cite this version:

Tony Lethuillier. Élaboration d'une méthode de test pour l'évaluation de l'impact des caractéristiques physiques de diffuseurs acoustiques dans une salle. Acoustique [physics.class-ph]. 2012. dumas-01243578

HAL Id: dumas-01243578

<https://dumas.ccsd.cnrs.fr/dumas-01243578>

Submitted on 15 Dec 2015

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

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

CONSERVATOIRE NATIONAL DES ARTS ET MÉTIERS

CENTRE RÉGIONAL ASSOCIÉ DE TOULOUSE

MÉMOIRE

présenté en vue d'obtenir

le DIPLOME D'INGÉNIEUR CNAM

SPÉCIALITÉ : Mécanique

OPTION : Acoustique

par

LETHUILLIER Tony

Élaboration d'une méthode de test pour l'évaluation de l'impact des caractéristiques physiques de diffuseurs acoustiques dans une salle

Soutenu le 5 juillet 2012

Jury

Président : Alexandre GARCIA (C.N.A.M)

Membres : Claude LEGROS (C.N.A.M)

Robert RUIZ (C.N.A.M)

Jean-Philippe DELHOM (Cabinet d'Acoustique Delhom et Associés)

Osmin DELVERDIER (AIRBUS Industrie)

Remerciements

Je remercie tout particulièrement Trevor J. Cox et l'Université de Salford de m'avoir accueilli au sein du laboratoire d'acoustique pour me permettre de développer et de réaliser ce projet. Sa bienveillance et son soutien scientifique régulier m'ont permis de travailler dans d'excellentes conditions. Ce projet n'aurait pu également être effectué sans le support financier du FONGECIF Midi-Pyrénées qui m'a permis de quitter mon travail quotidien temporairement, afin de vivre cette expérience acoustique et pédagogique chez nos amis anglais.

Je remercie également Jonathan Sheaffer qui, malgré le peu de temps passé ensemble à Salford, m'a aidé à me lancer dans la modélisation numérique FDTD et qui a pu me sortir de l'embarras numérique au moment opportun. Je n'oublie pas non plus James Woodcock pour son aide sur la réalisation de l'interface utilisateur dédiée au test subjectif et ses conseils avisés sur ce genre de procédure.

J'ai également une pensée très amicale pour tous les étudiants du laboratoire d'acoustique de Salford. Ils ont partagé avec moi, durant 11 mois, non seulement leurs connaissances en sciences physiques mais aussi leurs cultures respectives et leur bonne humeur. Ce laboratoire est un lieu cosmopolite. L'enrichissement que j'y ai trouvé est allé bien au-delà de mes espérances. Pour leur générosité, je les remercie tous chaleureusement

Enfin, puisque ce projet est l'aboutissement de mon cursus acoustique au sein du C.N.A.M, je remercie Claude Legros, mon tuteur, ainsi que les professeurs et intervenants qui ont su me transmettre leurs savoirs. Le C.N.A.M m'a permis d'évoluer dans le domaine que j'affectionne et grâce à sa spécificité ceci a pu être réalisé en parallèle à mon activité professionnelle. Je souhaite que nombre d'auditeurs profitent encore longtemps de cette possibilité.

Liste des abréviations

2D	deux dimensions
3D	trois dimensions
BEM	Boundary Element Method
DWM	Digital Waveguide Mesh
FDTD	Finite Difference Time Domain
FEM	Finite Element Method
GUI	Graphical User Interface
HRTF	Head Related Transfert Function
IRCAM	Institut de Recherche et Coordination Acoustique/Musique
PRD	Primitive Root Diffuser
QRD	Quadratic Residue Diffuser
REC	Recepteur
SLF	Satndard LeapFrog
SRC	Source
WFS	Wave Front Synthesis

Sommaire

Remerciements.....	1
Liste des abréviations.....	2
1 Introduction.....	5
1.1 Contexte général.....	5
1.2 Objectif de l'étude.....	6
1.3 Architecture du document.....	6
2 Acoustique fondamentale.....	8
2.1 Équation des ondes.....	8
2.2 Conditions aux limites.....	9
2.2.1 Impédance acoustique.....	9
2.2.2 Réflexion en incidence normale.....	10
2.2.3 Réflexion en incidence oblique.....	13
2.2.4 Absorption.....	14
2.2.5 Réflexion spéculaire – Réflexion diffuse.....	14
2.3 Durée de réverbération.....	16
2.4 Diffuseurs de Schroeder.....	17
2.4.1 Équations de dimensionnement.....	18
2.4.2 Prédiction de la réponse polaire.....	20
2.4.3 Mesure de la réponse polaire.....	21
2.4.4 Calcul du coefficient de diffusion (d).....	23
3 Méthodes d'auralisation envisageables.....	25
3.1 Directivité de la source.....	25
3.2 Modélisation numérique.....	26
3.2.1 Approches géométriques.....	27
3.2.2 Approches par ondes.....	28
3.3 Enregistrement - Reproduction.....	29
4 Méthode d'auralisation retenue.....	32
4.1 Modèle numérique.....	32
4.2 Directivité de la source.....	32
4.3 Enregistrement - Reproduction.....	33
5 Modèle numérique FDTD implémenté.....	35
5.1 Schéma standard 2D « LeapFrog ».....	36
5.1.1 Formulations.....	36
5.1.2 Stabilité.....	37
5.2 Modèles des conditions aux limites.....	38
5.2.1 Condition limite indépendante de la fréquence.....	39
5.2.2 Condition limite dépendante de la fréquence.....	42
5.2.3 Condition limite de champ libre.....	44
5.2.4 Modèle de condition limite avec réflexion diffuse.....	45
5.3 Implémentation de la source.....	47
6 Vérification du modèle FDTD.....	49
6.1 Condition limite indépendante de la fréquence.....	49
6.2 Condition limite dépendante de la fréquence.....	51
6.3 Modèle de condition limite avec réflexion diffuse.....	53
7 Configuration du modèle en vue des tests subjectifs.....	55
7.1 Configuration numérique.....	55

7.2 Configuration acoustique.....	55
7.3 Réponses impulsionnelles calculées.....	57
8 Test subjectif.....	59
8.1 Stimuli.....	59
8.2 Procédure du test subjectif.....	60
8.3 Pourquoi cette procédure ?.....	61
8.4 Auditeurs/Sujets.....	61
8.5 Résultats.....	61
8.5.1 Analyse des réponses.....	61
8.5.2 Analyse des scores.....	63
8.6 Discussion.....	63
9 Conclusion.....	66
9.1 Conclusion générale.....	66
9.2 Futurs travaux.....	67
10 Annexe.....	69
11 Bibliographie.....	71
12 Liste des figures.....	74

1 Introduction

1.1 Contexte général

Pendant une écoute, ce qui est perçu est la somme du son direct provenant de la source et du son indirect, réfléchi sur les murs, sol, plafond et sur tout autre objet architectural. Une « bonne » ou « mauvaise » acoustique est le résultat d'un mixage subtil de toute l'énergie acoustique reçue au point d'écoute, ce qui est perçu dépendant du volume et de la forme de la salle mais aussi du placement et de la quantité des surfaces réfléchissantes, absorbantes et diffusantes. Ces éléments ont un impact sur des paramètres physiques acoustiques tels que le temps d'arrivée des premières réflexions, l'équilibre entre les réflexions précoces et tardives, le temps de décroissance de l'énergie, qui sont des indicateurs du comportement acoustique d'une salle. Quand une adéquation est trouvée entre tous les paramètres et qu'ils correspondent à l'utilisation de la salle, une « bonne » qualité acoustique est obtenue.

Le contrôle des réflexions est la clé de la qualité acoustique des salles et peut notamment être effectué via des surfaces diffusantes. La recherche dans ce domaine est relativement récente, celle-ci a réellement commencé il y a environ 40 ans avec les travaux de M. Schroeder et le développement de ses diffuseurs à variation de phase. Il est connu aujourd'hui que les diffuseurs ont un impact significatif sur la qualité des ambiances sonores. Entre autres, ils permettent de supprimer les échos sans réduire l'énergie acoustique, réduisent la coloration¹ dans les cabines de studio d'enregistrement, favorisent un champ acoustique diffus et l'intelligibilité dans les milieux réverbérants.

Néanmoins, les diffuseurs causent des interférences dans le champ acoustique et la périodicité est souvent employée dans la conception de ce type de surfaces, ils peuvent donc également être responsables d'effets subjectifs indésirables. Les diffuseurs devant apporter de la « bonne » diffusion n'ont été considérés qu'avec des arguments physiques [1], mais presque aucune étude n'a été menée avec les aspects subjectifs pour préoccupation. Apparemment, seuls D. Takahashi et R. Takahasi [2] ont réalisé une étude avec une telle préoccupation, en observant l'effet de la périodicité sur la coloration. Nombre d'interrogations subsistent, par exemple, sur l'emplacement où ils devraient être positionnés, leur quantité et les « design » les plus appréciés.

¹ La coloration est le résultat d'interférences entre le son direct et le son réfléchi. Elles sont généralement provoquées par des réflexions de fortes amplitudes créant un effet de filtre en peigne.

1.2 Objectif de l'étude

Ce manque d'information est une motivation pour enquêter plus avant sur la relation entre l'impact des diffuseurs sur le son, avec une préoccupation subjective. La première motivation de cette étude est d'essayer de répondre à la question suivante : existe-t-il une relation entre la préférence subjective et la largeur de bande efficace d'un diffuseur ? Pour tenter de répondre à cette question, il est nécessaire d'élaborer une méthode de test, ce qui est l'objet du présent projet.

La plus réaliste des expériences serait de placer le sujet dans une salle réelle, dans laquelle les caractéristiques physiques des diffuseurs pourraient être modifiées et dans laquelle un son serait joué ou reproduit. Une telle méthode place le sujet dans des conditions d'écoute réelles, conservant tous les effets acoustiques liés à l'influence des diffuseurs sur le son et tous les effets subjectifs liés à l'écoute. Même si cette méthode est la plus réaliste possible, elle a de réels désavantages. Acoustiquement, il est impossible d'assurer que tous les sujets écoutent le son produit dans les mêmes conditions et ce à chaque étape du test subjectif. Ils auraient la possibilité de bouger la tête du point d'écoute et le remplacement des diffuseurs, entre configurations de test et entre sujets pourrait conduire à produire un champ acoustique légèrement différent à chaque fois. La reproductibilité des différents champs acoustiques à tester n'est donc pas garantie. Les autres désavantages sont d'aspect pratique. Le temps induit par le changement des diffuseurs, ou des ces caractéristiques physiques, serait important au regard de la mémoire auditive, ce qui rendrait le test difficile à effectuer. De plus, une durée globale importante de test pourrait induire un désintérêt du sujet pour l'étude. Ceci aurait aussi une incidence sur les résultats.

Donc, pour une meilleure efficacité et répétabilité, la simulation d'une telle salle est donc préférable. La méthode de test est donc développée sur la base d'une technique d'auralisation.

1.3 Architecture du document

Ce document décrit l'élaboration d'une méthode de test en vue de réaliser des tests subjectifs sur l'impact des caractéristiques physiques des diffuseurs. Il est organisé de la façon suivante :

Suite à la présente introduction, vient en deuxième paragraphe la définition des notions élémentaires acoustiques utiles à la compréhension de ce projet. Celles-ci sont les équations de la propagation acoustique, la description des conditions limites et des phénomènes relatifs à la réflexion acoustique en paroi. Il se termine par la description théorique du fonctionnement des diffuseurs employés dans le projet pour réaliser les tests, ainsi que leur mesure.

En troisième paragraphe sont recensés les outils et techniques d'auralisation pouvant être utilisés dans le présent projet. Ce paragraphe détaille autant que possible les qualités et inconvénients de chacun de ces outils. Ceci conduit en quatrième paragraphe à détailler la méthode finalement retenue, en expliquant les raisons de ce choix. Cette méthode contenant un modèle de simulation numérique, la théorie sur laquelle celui-ci repose est détaillée au paragraphe cinq. Les nécessaires vérifications de ce modèle, indispensables avant son utilisation, sont décrites au paragraphe six.

Les paragraphes sept et huit concernent la préparation et la réalisation de l'unique test subjectif mené dans ce projet. Le paragraphe sept décrit les configurations acoustiques testées et les configurations correspondantes du modèle numérique. Le paragraphe huit détaille la création des stimuli, la procédure du test subjectif ainsi que les résultats obtenus.

En conclusion, paragraphe neuf, sont rappelés les objectifs du projet et les moyens mis en oeuvre afin de les atteindre. Les résultats des tests sont également rappelés et mis en relief avec de potentielles améliorations pouvant être apportées à la procédure générale ici développée.

2 Acoustique fondamentale

Dans cette partie sont présentées les équations acoustiques et notions élémentaires utilisées dans ce projet et nécessaires à sa compréhension. Les équations de base servant à l'établissement de l'équation de propagation des ondes sont d'abord présentées. Elles sont suivies par la description des conditions aux limites et des phénomènes acoustiques relatifs à la réflexion en paroi.

Dans les développements suivants, la propagation sonore est supposée sans perte, dans un milieu homogène et au repos. Dans de telles conditions, la célérité du son, c , est constante en référence au temps et l'espace.

2.1 Équation des ondes

Dans un fluide élastique, une onde acoustique se propageant engendre un déplacement des particules du fluide autour d'une position fixe. Les particules sont comprimées ou écartées successivement, les propriétés macroscopiques du fluide restant inchangées. Dans un tel cas, il est possible de parler de déplacement de particules et de vitesse de particules sous l'effet de la pression se propageant. La pression étant responsable du déplacement des particules, la variation de la pression et de la vitesse de particules se produit comme une fonction du temps et de l'espace.

Les considérations suivantes prennent l'hypothèse que les ondes acoustiques sont de faibles amplitudes et que donc les changements dans le milieu sont minimes vis à vis de la valeur d'équilibre du milieu.

La propagation sonore est gouvernée par deux lois de base [3], l'équation de conservation des moments

$$\overrightarrow{\text{grad}} p + \rho_0 \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} = 0 \quad (2.1.1)$$

et l'équation de conservation de la masse

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \rho_0 c^2 \text{div.} \vec{v} = 0 . \quad (2.1.2)$$

Ici, p représente la pression sonore, $\vec{v}$ le vecteur vitesse des particules, t le temps, ρ_0 la densité de l'air et c la célérité du son. Le facteur $\rho_0 c^2$ est le module d'élasticité.

En utilisant l'équation (2.1.2) pour éliminer la composante de vitesse dans l'équation (2.1.1) cela conduit à l'expression de l'équation d'onde de l'acoustique linéaire :

$$\nabla^2 p - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = 0 \quad (2.1.3)$$

où ∇^2 est l'opérateur Laplacien et vaut $\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$.

L'équation différentielle (2.1.3) s'applique pour tous les types de front d'onde. L'application de la transformée de Fourier à cette équation conduit à sa version indépendante du temps, connue sous le nom d'équation de Helmholtz :

$$\Delta p + k^2 p = 0. \quad (2.1.4)$$

Dans cette dernière, k représente le nombre d'onde et est égal à ω/c , ω est la fréquence angulaire exprimée en rad/s.

La fréquence de vibration, f , est liée à la fréquence angulaire par $\omega = 2\pi f$, et est exprimée en Hz. La période temporelle, T , est sa réciproque, telle que $T = 1/f$.

La longueur d'onde, λ , est la période spatiale de l'onde et est définie comme le rapport de la célérité, c , sur la fréquence, f .

2.2 Conditions aux limites

En acoustique des salles les conditions aux limites sont souvent les murs, le sol et le plafond. Ces frontières ne sont jamais parfaitement rigides donc une partie de l'énergie incidente est réfléchi, l'autre partie étant absorbée ou transmise. L'onde réfléchi diffère de l'onde incidente en amplitude et en phase, cette différence est caractérisée par le coefficient de réflexion R .

Dans les développements suivants, l'onde incidente est supposée plane. Ce type d'onde possède une phase constante dans un plan perpendiculaire à la surface de propagation.

2.2.1 Impédance acoustique

L'impédance acoustique caractérise la résistance qu'oppose un milieu à la propagation acoustique. Dans la direction de propagation, elle est le rapport de la pression sonore, p , sur la vitesse de particules, v , et est nommée impédance caractéristique, Z . Dans un milieu sans pertes, cette

impédance est égale au produit de la densité du milieu, ρ , par la vitesse de propagation de l'onde dans le milieu, c . Dans l'air, l'impédance caractéristique vaut donc $\rho_0 c$ et est souvent notée Z_0 .

Une surface solide oppose à une onde l'atteignant une impédance différente de celle du milieu de propagation, ce qui provoque une réflexion. Quand l'hypothèse est faite que l'impédance de surface est indépendante de l'angle d'incidence, la surface est supposée localement réactive. Ceci est uniquement vrai pour une paroi dans laquelle la vitesse du matériau, en un point d'intérêt sur la surface, est uniquement affectée par la pression existante en face de celle-ci. Cela suppose par ailleurs que la paroi n'autorise pas de propagation dans une direction parallèle à elle-même, dans la paroi. Cette hypothèse n'est pas toujours vraie, mais constitue en acoustique des salles une bonne approximation pour des matériaux tels que les sièges, les recouvrements des sols, les rideaux lourds ou les parois légères non rigides.

Suivant une telle hypothèse et dans un repère orthogonal d'axes x - y , si une onde se propage dans la direction de l'axe x et rencontre une paroi parallèle à l'axe y , l'impédance de surface, Z_s , est le rapport de la pression sonore, en surface, sur la composante de vitesse normale à la surface, tel que :

$$Z_s = \frac{p}{v_x} . \quad (2.2.1)$$

Généralement cette impédance de surface est dépendante de la fréquence et est donc notée $Z_s(\omega)$.

Une normalisation de l'impédance de surface est fréquemment employée. Elle est le rapport de l'impédance de surface sur l'impédance caractéristique du milieu. Ce rapport définit l'impédance spécifique acoustique $\xi(\omega)$:

$$\xi(\omega) = \frac{Z_s(\omega)}{\rho_0 c} . \quad (2.2.2)$$

La réciproque de l'impédance est l'admittance $Y(\omega)$ et vaut :

$$Y(\omega) = \frac{1}{Z(\omega)} \quad (2.2.3)$$

2.2.2 Réflexion en incidence normale

Dans ce paragraphe est présentée la relation entre l'impédance de surface et le coefficient de réflexion pour une onde en incidence normale.

Dans un repère orthogonal d'axes x - y , est considérée une paroi parallèle à l'axe y , positionnée en

$x=0$. Une onde incidente se propage dans la direction positive de l'axe x , tel que décrit sur la Figure 2.1, ci-après.

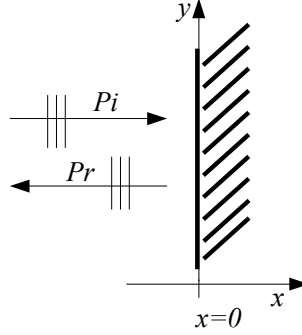


Figure 2.1: Réflexion d'une onde plane, en incidence normale, sur une frontière située à droite et localisée en $x=0$.

L'onde provient de la gauche et la pression sonore, p_i , est donnée par :

$$p_i(x, t) = P_0 e^{j(\omega t - kx)}, \quad (2.2.4)$$

P_0 étant l'amplitude nominale de l'onde.

De par la définition de l'impédance caractéristique du milieu, la vitesse de particules incidente, v_i , est donnée par :

$$v_i(x, t) = \frac{P_0}{\rho c} e^{j(\omega t - kx)}. \quad (2.2.5)$$

Lorsque l'onde incidente atteint la paroi, elle subit une réflexion. L'onde réfléchie va dans la direction opposée, dans la direction négative de l'axe x . L'amplitude et la phase de l'onde ont été modifiées à cause de l'absorption produite par la paroi. Ces changements sont pleinement décrits par le coefficient de réflexion, R , la plupart du temps dépendant de la fréquence. La pression sonore, p_r , et la vitesse de particules, v_r , de l'onde réfléchie sont alors :

$$p_r(x, t) = R P_0 e^{j(\omega t + kx)} \quad (2.2.6)$$

et

$$v_r(x, t) = -R \frac{P_0}{\rho c} e^{j(\omega t + kx)}. \quad (2.2.7)$$

La pression sonore totale et la vitesse de particules sur la paroi, ici en $x=0$, sont la somme des composantes des ondes incidente et réfléchi. Par conséquent, sur la surface de la paroi, la pression totale et la vitesse de particules sont :

$$p(0, t) = (1 + R)P_0 e^{j\omega t} \quad (2.2.8)$$

et

$$v(0, t) = (1 - R) \frac{P_0}{\rho c} e^{j\omega t} . \quad (2.2.9)$$

Comme défini auparavant, l'impédance de surface est le rapport de la pression sur la surface et de la composante de vitesse normale à la surface. Donc, de par les équations (2.2.8) et (2.2.9) précédentes, cela conduit à :

$$Z_s = \rho_0 c \frac{1 + R}{1 - R} . \quad (2.2.10)$$

Le coefficient de réflexion peut être déterminé de par les équations (2.2.10) et (2.2.2) :

$$R(\omega) = \frac{Z_s(\omega) - \rho_0 c}{Z_s(\omega) + \rho_0 c} = \frac{\xi(\omega) - 1}{\xi(\omega) + 1} \quad (2.2.11)$$

Trois cas extrêmes de l'impédance de surface décrivent trois comportements particuliers à la réflexion :

- Une paroi supposée infiniment rigide, $Z_s \rightarrow \infty$, conduit à un coefficient de réflexion $R=1$ et une réflexion totale.
- Une paroi supposée parfaitement non rigide, $Z_s=0$, conduit à un coefficient de réflexion $R=-1$. La réflexion est totale mais la phase est inversée.
- Le cas particulier où l'impédance de surface est égale à l'impédance caractéristique du milieu, $Z_s=\rho_0 c$, conduit à un coefficient de réflexion $R=0$ et implique une absorption totale sur la frontière.

2.2.3 Réflexion en incidence oblique

Dans la continuité du paragraphe précédent, le cas de la réflexion d'une onde en incidence oblique est maintenant présenté.

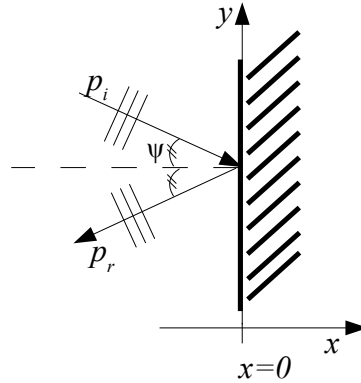


Figure 2.2: Réflexion d'une onde plane, à incidence oblique, sur une frontière située à droite en $x=0$.

Ici, tel qu'illustré en Figure 2.2, est considérée une onde plane se propageant en incidence oblique en direction d'une paroi placée en $x=0$ et parallèle à l'axe y . L'angle d'incidence, formé entre la direction de propagation et la normale à la paroi, est noté ψ .

L'expression de la pression sonore et celle de la vitesse de particules sont maintenant données par :

$$p_i(x, y, t) = P_0 e^{j\omega t} e^{-jk(x\cos\psi + y\sin\psi)} \quad (2.2.12)$$

et

$$v_i(x, y, t) = \frac{P_0}{\rho_0 c} \cos\psi e^{j\omega t} e^{-jk(x\cos\psi + y\sin\psi)} \quad (2.2.13)$$

Suivant une démonstration identique à celle suivie pour la réflexion en incidence normale, il vient pour une pression totale, p et une vitesse de particules v , en $x=0$, les expressions

$$p(0, y, t) = (1 + R) P_0 e^{j\omega t} e^{-jk y \sin\psi} \quad (2.2.14)$$

et

$$v(0, y, t) = (1 - R) \frac{P_0}{\rho_0 c} \cos\psi e^{j\omega t} e^{-jk y \sin\psi} \quad (2.2.15)$$

Divisant la pression totale par la vitesse totale, l'impédance de surface est finalement obtenue par

$$Z_s = \frac{\rho_0 c}{\cos \psi} \frac{1+R}{1-R} \quad (2.2.16)$$

et le coefficient de réflexion par

$$R(\omega) = \frac{Z_s(\omega) \cos \psi - \rho_0 c}{Z_s(\omega) \cos \psi + \rho_0 c} = \frac{\xi(\omega) \cos \psi - 1}{\xi(\omega) \cos \psi + 1} \quad (2.2.17)$$

2.2.4 Absorption

Du coefficient de réflexion, il est possible de déduire une quantité alternative basée sur le fait que l'onde réfléchie est réduite en énergie par un facteur égal à $|R|^2$ en comparaison de l'onde incidente. Cette quantité alternative est le coefficient d'absorption, α , défini par :

$$\alpha = 1 - |R|^2 \quad (2.2.18)$$

Il doit être noté que cette définition du coefficient d'absorption, depuis le coefficient de réflexion, n'inclut aucune information de phase concernant la réflexion. Par ailleurs, depuis l'expression ci-dessus, ce coefficient représente uniquement l'absorption pour une incidence normale ou oblique, utilisant respectivement les équations (2.2.11) ou (2.2.17).

Le coefficient d'absorption est une quantité très utile en acoustique des salles qui permet de comparer la performance des matériaux entre eux. Il est donc intéressant de mesurer ou de prédire cette valeur. La mesure peut être effectuée par différentes méthodes, par exemple : en tube à impédance, en champ libre ou en chambre réverbérante. Lorsqu'un modèle empirique robuste ou un modèle analytique existe, la prédiction peut être réalisée pour différents types de matériaux absorbants, par exemple : certains matériaux poreux, les panneaux résonnants ou micro-perforés. Dans tous les cas, des précautions doivent être prises quant à l'utilisation des valeurs provenant de différents modèles de prédiction ou de mesure car elles ne représentent pas forcément le comportement acoustique du matériau dans les mêmes conditions d'utilisation.

2.2.5 Réflexion spéculaire – Réflexion diffuse

Les démonstrations réalisées aux paragraphes 2.2.2 et 2.2.3 précédents ont développé le cas d'une réflexion de type spéculaire. Comme illustré sur les Figure 2.1 et Figure 2.2, l'onde incidente est

réfléchi avec un angle à la normale égal à l'angle d'incidence. En un point de réflexion, toute l'énergie incidente, à l'exception de l'énergie absorbée ou transmise, est réfléchi dans une unique direction.

Un autre type de réflexion existe et implique que l'énergie réfléchi est renvoyée dans plusieurs directions. Cet effet apparaît lorsqu'une onde s'éparpille dans plusieurs directions sous l'effet d'une hétérogénéité de volume, une arête ou une surface rugueuse. Cette réflexion est illustrée Figure 2.3. Elle est alors dite diffuse et provoque la dispersion de l'énergie acoustique, dans l'espace et le temps.

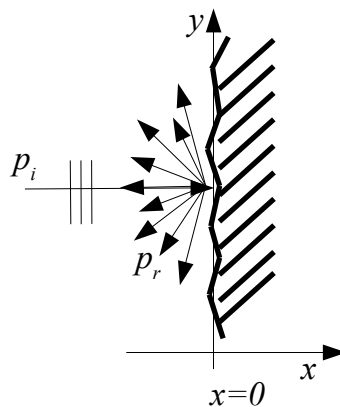


Figure 2.3: Représentation schématique de la réflexion diffuse due aux irrégularités de surfaces en paroi. La pression réfléchi, p_r , est dispersée dans plusieurs directions.

Cet effet est dépendant de la dimension de l'hétérogénéité au regard de la longueur d'onde, voir Figure 2.4, d'après [3].

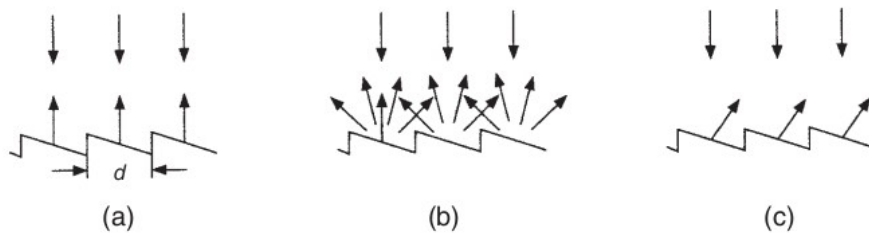


Figure 2.4: Diffusion due aux irrégularités de surfaces, $(a) \ll \lambda$, $(b) \approx \lambda$, $(c) \gg \lambda$.

Si la longueur d'onde est grande face aux dimensions de l'hétérogénéité, l'énergie sera renvoyée de manière spéculaire sans voir les irrégularités de surface. Si elle est proportionnelle, elle sera renvoyée de manière diffuse. Si elle est petite, elle sera à nouveau renvoyée de manière spéculaire mais la direction sera influencée par les irrégularités de surface. Ceci implique que pour une même onde ayant un contenu spectral large, certaines fréquences seront renvoyées de façon spéculaire et

d'autres de façon diffuse. Il y a en général toujours coexistence de ces deux types de réflexion en parois.

La réflexion diffuse peut être caractérisée par deux coefficients. L'un définit la quantité d'énergie renvoyée dans une direction non spéculaire et l'autre, à l'image de la directivité d'une source sonore, décrit la répartition spatiale de cette énergie diffuse.

En français, il n'existe pas deux termes distincts pour décrire ces deux coefficients. Les anglosaxons ont un vocabulaire permettant de différencier les deux coefficients :

- Le rapport de l'énergie non réfléchiée dans une direction spéculaire sur l'énergie totale est décrit par le « scattering coefficient » et est noté (s). C'est le coefficient généralement employé dans les modèles géométriques de simulation acoustique.
- La distribution spatiale de l'énergie diffuse, envoyée dans une direction non spéculaire, « scattered energy », est représentée par sa réponse polaire. Ce « diffusion coefficient » noté (d) représente par une unique valeur, la qualité de la répartition énergétique sur la réponse polaire.

Dans la suite du document, il sera plusieurs fois fait référence à un coefficient de diffusion. Celui-ci sera suivi de la précision (s) ou (d), pour éviter toute confusion entre les deux coefficients.

2.3 Durée de réverbération

La réverbération est un phénomène caractéristique dans les salles. Quand une source produit un son dans une salle et que celle-ci est éteinte, le son produit ne disparaît pas de manière instantanée et reste audible pendant un certain laps de temps. Le paramètre acoustique « durée de réverbération » décrit le temps que met l'énergie acoustique pour décroître de 60 dB, après extinction de la source, ce qui représente une perte d'énergie de 1 million de fois.

Ce critère a été défini en premier par W. C. Sabine, sur une hypothèse de champ acoustique diffus, par sa formule bien connue suivante :

$$T_{60} = 0.16 \frac{V}{A} \quad (2.3.1)$$

où V est le volume de la salle et A son aire d'absorption équivalente.

Cette valeur peut être prédite par différentes formulations à l'image de celle de Sabine, calculée ou mesurée via une réponse impulsionnelle.

2.4 Diffuseurs de Schroeder

La réflexion diffuse en paroi peut être réalisée de différentes manières. Par exemple, les surfaces peuvent être couvertes par des formes en relief de géométrie variées ou par alternance de surfaces réfléchissantes et absorbantes. Les travaux de M. Schroeder sur les diffuseurs à réseaux de phase, « phase grating diffusers », ont offert pour la première fois la possibilité de prédire une diffusion optimum sur une surface, avec une théorie mathématique simple. Cette théorie est exposée dans les développements suivants largement inspirés de la revue des travaux de M. Schroeder réalisée par P. D'Antonio and J. H. Konnert [4] et du chapitre 9 de [5], par T. J. Cox et P. D'Antonio.

Les diffuseurs de Schroeder sont des objets acoustiques d'une certaine épaisseur, composés d'une succession de cavités de différentes profondeurs séparées par des petites frontières rigides. Il existe des diffuseurs efficaces dans une ou deux dimensions de l'espace, leur conception est différente.

Un diffuseur agissant dans une dimension est une succession de cavités, aussi appelées puits, de largeur constante, chacune ayant une longueur égale à la largeur du diffuseur. La profondeur de ces cavités varie de l'une à l'autre, la forme est donc variable dans la longueur du diffuseur uniquement, et leur donne un aspect rainuré. La diffusion est produite dans le plan de la longueur. Dans le plan de la largeur, la réflexion est supposée spéculaire.

Pour un diffuseur agissant dans deux dimensions, la modification de la profondeur des puits est également effectuée sur la largeur du diffuseur, ce qui lui donne un aspect de damier. La diffusion est alors produite dans deux plans orthogonaux.

La profondeur des cavités est déterminée par une séquence mathématique, par exemple, une séquence à résidu quadratique (QRD) ou une séquence de racine primitive (PRD²).

Le comportement acoustique théorique de tels diffuseurs est le suivant : une onde incidente plane atteint la surface du diffuseur à l'entrée des cavités, est séparée par les barrières entre cavités, se propage jusqu'au fond de chacune, y est réfléchi et repart dans la direction opposée. À cause des différentes profondeurs des cavités, le temps de propagation dans chacune d'elles est différent et donc la pression externe est produite par interférence des rayonnements provenant de chacune des cavités. La réponse polaire est donc déterminée par le nombre de cavités, la profondeur de chacune et l'arrangement de celles-ci sur la surface du diffuseur.

Dans le présent projet, seul le diffuseur agissant dans une dimension et défini par une séquence à résidu quadratique est utilisé. Seules les équations concernant ce type de diffuseur sont donc

2 Quadratic Residue Diffuser ; Primitive Root Diffuser

exposées dans la suite.

2.4.1 Équations de dimensionnement

Les équations de dimensionnement sont basées sur l'hypothèse d'ondes planes dominantes dans les cavités. Pour respecter cette condition, la largeur de cavité, w , est définie via la longueur d'onde λ_u de la fréquence maximale, f_u :

$$w = \lambda_u / 2 \quad \text{ou} \quad f_u = \frac{c}{2w} \quad (2.4.1)$$

Pour des longueurs d'onde plus petites, ou pour des fréquences plus élevées que f_u , des modes croisés vont apparaître dans les cavités ou simplement des réflexions d'ordre supérieur à 1. La diffusion de l'énergie acoustique existera toujours, due à la structure compliquée faisant face à l'onde, mais ne peut être prédite avec la présente théorie.

Les séparations fines entre cavités sont présentes afin d'assurer la propagation d'ondes planes dans les puits. Elles doivent être aussi fines que possible et ne pas vibrer.

La séquence à résidu quadratique définit la profondeur de chacune des cavités et est donnée par :

$$s_n = n^2 \text{ modulo } N. \quad (2.4.2)$$

Ici, s_n est le nombre de la séquence, n représente la $n^{\text{ème}}$ cavité, N le nombre premier de la séquence et *modulo* le dernier résidu non négatif. N est également le nombre de cavités.

La profondeur d_n de la $n^{\text{ème}}$ cavité est déterminée par le nombre correspondant dans la séquence S_n et la fréquence de dimensionnement basse f_0 , exprimée par sa longueur d'onde, λ_0 , tel que :

$$d_n = \frac{S_n \lambda_0}{2N} \quad (2.4.3)$$

À titre d'exemple, la séquence du diffuseur utilisé dans l'expérimentation exposée aux paragraphes 7 et 8, est $S_n = \{0, 1, 4, 9, 16, 25, 5, 18, 2, 19, 7, 28, 20, 14, 10, 8, 8, 10, 14, 20, 28, 7, 19, 2, 18, 5, 25, 16, 9, 4, 1\}$. Cette séquence correspond à un diffuseur dont le nombre premier de la séquence est $N=31$.

L'arrangement des cavités d'un tel diffuseur est présenté Figure 2.5, ci-dessous, en vue de coupe sur sa longueur. Les zones blanches représentent les puits, et la zone noire le fond du diffuseur et les séparations entre cavités.

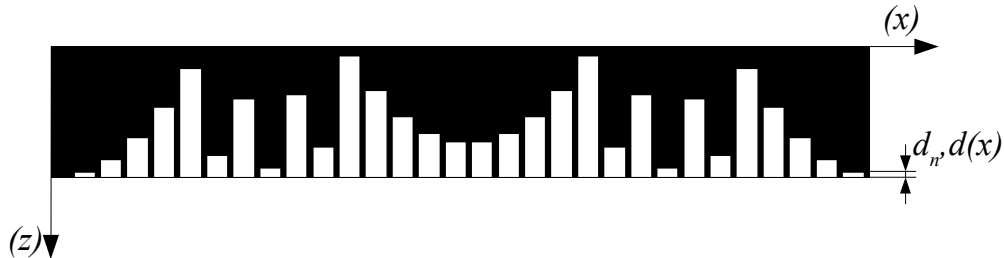


Figure 2.5: Vue schématique de coupe, dans le plan de la longueur, du diffuseur défini par séquence de résidu quadratique, constitué de 1 période de 31 cavités ($N=31$). La zone noire représente le fond du diffuseur et les séparations entre cavités.

La profondeur de cavité varie entre 0 et approximativement $\lambda_0/2$. La profondeur maximum, d_{max} , peut être trouvée via l'équation (2.4.3), avec $S_{max} = \max(S_n)$. Celle-ci peut également être inversée pour trouver, f_0 , depuis d_{max} de la séquence en question :

$$f_0 = \frac{c \cdot S_{max}}{d_{max} \cdot 2N} \quad (2.4.4)$$

Par les équations (2.4.3) et (2.4.4), il apparaît que, pour un nombre premier N prédéfini, le diffuseur peut être dimensionné au choix par une fréquence f_0 de dimensionnement ou par une profondeur maximale de cavité, d_{max} .

La fréquence de dimensionnement f_0 n'est pas la fréquence à laquelle le diffuseur produit plus de diffusion qu'une surface plane, c'est la fréquence à laquelle l'énergie diffusée a des lobes de diffraction d'égale énergie.

Il existe une limitation à prendre en compte dans ce dernier point. Si la période ($N.w$) est trop étroite, la fréquence de dimensionnement f_0 à laquelle le principe de lobes de diffusion d'égale énergie est supposé apparaître devient non pertinent. La période de répétition de la séquence est significative dans la détermination des performances, spécialement pour des nombres premiers, N , petits. Dans ces cas, la limite basse fréquence est déterminée par la période et la largeur w et non par la profondeur des cavités.

2.4.2 Prédiction de la réponse polaire

Comme beaucoup de problèmes acoustiques, il serait nécessaire de résoudre l'équation d'onde (2.1.3), pour prédire en détail la diffusion produite par une surface. L'équation de Helmholtz (2.1.4), exprimée dans sa version intégrale par les fonctions de Green, appelée équation intégrale de Helmholtz-Kirchoff, peut aussi être employée. Ces équations peuvent être résolues en utilisant les techniques d'éléments finis (BEM) ou de différence finie (FDTD). Ces méthodes impliquent un temps de calcul long et donnent des résultats détaillés. Pour ce projet, de telles simulations ne sont pas nécessaires. Un modèle simple de prédiction de la réponse polaire est suffisant pour calculer, rapidement, le coefficient de diffusion (d), des différentes configurations de diffuseurs souhaitées. Une simplification de l'équation d'onde, faisant l'hypothèse que la source et le point de réception sont en champ lointain, peut être utilisée. Un modèle simplifié, identique à celui utilisé par Schroeder lors de ses travaux, est ici utilisé. Il repose, comme en optique, sur le fait que le champ lointain de diffraction peut être calculé par la transformée de Fourier de la surface diffractante.

L'équation utilisée par Schroeder est :

$$|p(\theta, \psi)| \approx |A \int_s R(x) e^{jkx[\sin(\theta) + \sin(\psi)]} dx| \quad (2.4.5)$$

où $p(\theta, \psi)$ est la pression diffuse, $R(x)$ le coefficient de réflexion dépendant de la position sur l'axe x . θ est l'angle de réflexion, ψ l'angle d'incidence et k le nombre d'onde.

Cette théorie repose sur la représentation des cavités du diffuseur par une surface plane sur laquelle il y a variation de l'admittance. L'admittance est déterminée en considérant une propagation d'onde plane dans les cavités. Puisque la réflexion au fond d'une cavité est supposée totale, seul le temps de parcours est différent entre cavités. Ceci suppose par ailleurs qu'il n'y a pas de décroissance de l'énergie dans les cavités. Le coefficient de réflexion est complexe et représente seulement un changement de phase à la réflexion.

Un tel coefficient de réflexion est donné par :

$$R(x) = e^{\left[-2\pi i \frac{2d(x)}{\lambda}\right]} \quad (2.4.6)$$

où $d(x)$ représente la profondeur de la cavité, sur l'axe x et λ la longueur d'onde de l'onde incidente. $d(x)$ est égale à d_n pour toutes les valeurs de x à l'intérieur de la $n^{\text{ème}}$ cavité et change abruptement lorsque la cavité suivante est rencontrée.

Par l'équation (2.4.5), la réponse polaire prédite, entre $-\pi/2 < \theta < \pi/2$, peut être trouvée pour tout

angle d'incidence ψ .

Ci-dessous, Figure 2.6 et Figure 2.7 sont présentées deux réponses polaires prédites, pour le cas d'un diffuseur de type QRD avec $N=31$, $f_0=500\text{Hz}$, $f_u=5000\text{Hz}$. Les fréquences d'observation sont : 800 Hz et 3000 Hz.

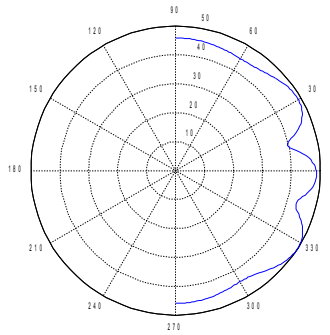


Figure 2.6: Réponse polaire d'un QRD diffuseur, $N=31$, pour un angle d'incidence normal $\psi=0^\circ$, à la fréquence d'observation $f=800\text{Hz}$.

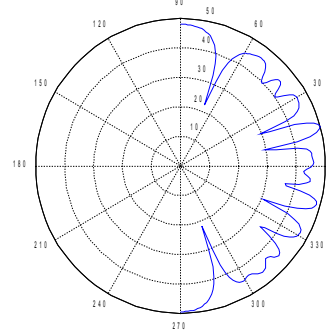


Figure 2.7: Réponse polaire d'un QRD diffuseur, $N=31$, pour un angle d'incidence normal $\psi=0^\circ$, à la fréquence d'observation $f=3000\text{Hz}$.

Depuis la réponse polaire, prédite ou mesurée, le coefficient de diffusion (d) peut être calculé. Celui-ci est expliqué dans le paragraphe 2.4.4. Auparavant, paragraphe 2.4.3, est décrite la mesure de la réponse polaire.

2.4.3 Mesure de la réponse polaire

La réponse polaire d'un diffuseur est obtenue en mesurant la distribution de l'énergie de la réflexion sur un arc ou un hémisphère. Le résultat de la mesure montre comment l'énergie réfléchie est spatialement distribuée. Cette réponse polaire est conventionnellement tracée en bandes de tiers d'octave pour un angle d'incidence.

Pour mesurer et décrire complètement le comportement d'une surface diffusante, une source et un microphone sont utilisés pour mesurer la réponse impulsionnelle, pour chaque angle d'incidence et chaque angle de réflexion. La source et le microphone sont déplacés sur un demi-cercle ou un repère hémisphérique entourant la surface. Un tel repère, pour le cas de la mesure d'un diffuseur agissant dans 1 dimension, est décrit ci-dessous Figure 2.8 pour une surface réfléchissante centrée aux coordonnées (0,0). Dans cet exemple, la source est déplacée sur un axe de 3 m de rayon, et le

microphone est déplacé sur un axe de 1.25 m de rayon. Dans les deux cas, un pas de 10° est utilisé entre chaque position de source ou de microphone.

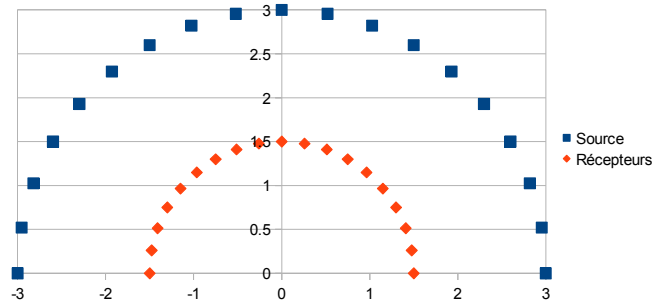


Figure 2.8: Repère de position de la source et du microphone pour la mesure de la réponse polaire d'une surface centrée aux coordonnées (0,0). Un pas de 10° est utilisé entre chaque position de source ou de récepteur.

Quand la mesure est effectuée pour une position de source, le signal reçu à tous les points de mesure contient l'onde incidente et l'onde réfléchie de la surface, il est donc nécessaire de séparer les deux impulsions afin de conserver uniquement l'énergie réfléchie.

La mesure sur un demi-cercle est habituellement utilisée pour mesurer un diffuseur agissant dans une dimension et celle sur un hémisphère pour mesurer un diffuseur agissant dans deux dimensions. La quantité d'informations devient très importante dans ce dernier cas et donc deux demi-cercles peuvent être utilisés s'il existe une symétrie sur l'échantillon à mesurer. De même, pour des axes de rayons importants et une résolution angulaire fine, seuls quelques angles d'incidence peuvent être conservés (+/- 0, +/- 30 +/- 60°), comme proposé dans le projet de normalisation.

Il faut noter qu'en champ libre la pression relative entre une source ou une surface réfléchissante et un point de mesure est dépendante de la distance entre les deux éléments. Pour les surfaces diffusantes, cet effet implique que la pression diffuse est mieux distribuée sur la réponse polaire que lorsqu'elle est mesurée plus loin de la surface. Le coefficient de diffusion est donc aussi plus élevé. La réponse polaire est de ce fait dépendante de la distance de mesure vis à vis de la surface mesurée. Idéalement, la bonne solution serait de placer sources et récepteurs suffisamment loin de la surface. Cela n'est pas toujours possible car cela impliquerait des distances pouvant atteindre 100 m dans certains cas. Heureusement, le champ libre plein n'est pas nécessaire, la recommandation générale est qu'au moins 80% des points de réception soient situés en dehors de la zone spéculaire. Voir [5] pour plus de détails.

Un exemple de résultats de mesure de réponse polaire, réalisé dans un modèle de simulation numérique, est présenté au paragraphe 6.3 .

2.4.4 Calcul du coefficient de diffusion (d)

Le coefficient de diffusion (d) est obtenu depuis une réponse polaire prédite ou mesurée. Ce coefficient caractérise la diffusion d'une surface en un seul nombre, qui condense toutes les données d'une réponse polaire nécessaires à la décrire, pour tout angle d'incidence. Il est évalué en tiers d'octave, ce qui a pour effet de lisser l'enveloppe globale. La méthode de calcul de ce coefficient utilise le coefficient d'auto-corrélation. Il est utilisé pour mesurer les similarités spatiales de l'énergie diffuse. Plus l'énergie sera uniformément répartie, plus haute sera la valeur du coefficient d'auto-corrélation.

Après développement et conformément à [5], le coefficient de diffusion, d_{ψ} , est donné par :

$$d_{\psi} = \frac{\left(\sum_{i=1}^n 10^{L_i/10}\right)^2 - \sum_{i=1}^n (10^{L_i/10})^2}{(n-1) \sum_{i=1}^n (10^{L_i/10})^2} \quad (2.4.7)$$

où L_i sont les niveaux de pression sonore en décibel dans la réponse polaire, n est le nombre de points de mesure et ψ l'angle d'incidence.

Cette équation est seulement valide lorsque les points de mesures représentent une même surface de mesures, c'est à dire un pas angulaire constant.

Puisqu'une surface plane diffuse l'énergie en basses fréquences, due aux effets de bords, le coefficient de diffusion est relativement élevé dans cette configuration en basses fréquences et diminue quand la fréquence augmente. Pour différencier une surface diffusante dédiée d'une surface plane, et pour éviter toute confusion, le coefficient de diffusion est donc normalisé par rapport à une surface plane de mêmes dimensions.

Ceci est réalisé en utilisant l'équation (2.4.7) pour les deux surfaces, plane et diffusante, et en utilisant l'équation (2.4.8) pour obtenir le coefficient normalisé $d_{\psi,n}$.

$$d_{\psi,n} = \frac{d_{\psi} - d_{\psi,r}}{1 - d_{\psi,r}} \quad (2.4.8)$$

Ici, d_{ψ} est le coefficient de diffusion de l'échantillon et $d_{\psi,r}$ celui de la surface de référence de

mêmes dimensions.

Avec cette normalisation, le coefficient de diffusion est plus intuitif, avec des valeurs plus faibles en basses fréquences. La Figure 2.9 ci-dessous, montre un exemple de ce coefficient de diffusion (d), avant et après normalisation. Le cas présenté est celui de l'exemple de diffuseur déjà utilisé auparavant, au paragraphe 2.4.2 .

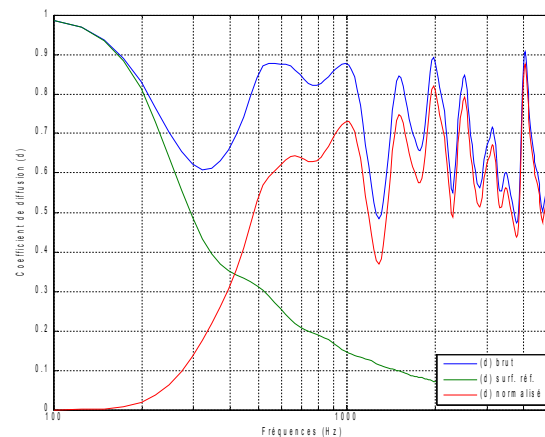


Figure 2.9: Coefficient de diffusion (d) du QRD diffuseur pris pour exemple au paragraphe 2.4.2 . La courbe bleue représente les valeurs du coefficient avant normalisation et la courbe rouge après normalisation. La courbe verte représente les valeurs du coefficient pour la surface plane de référence de mêmes dimensions.

3 Méthodes d'auralisation envisageables

Dans le monde réel, quand un sujet est placé dans un espace acoustique clos pour écouter un son, l'énergie acoustique perçue directement de la source et indirectement par réflexions sur les surfaces de la salle et sur son propre corps donne au sujet des informations sur la localisation de la source, sa dimension et la dimension de la salle dans laquelle il fait cette expérience auditive. L'écoute est naturellement binaurale, l'Homme a deux oreilles, le son atteignant le tympan de chacune d'elles est différent. Le cerveau analyse ces différences, ce qui procure une perception spatiale des événements sonores et ce en trois dimensions. Puisque la forme du corps est absolument unique à chacun, le signal perçu est quelque peu personnalisé.

Essayer de reproduire tous les effets acoustiques et subjectifs est un des objectifs de la modélisation acoustique des salles et des techniques d'auralisation. Cela permet à des sujets de juger de l'acoustique d'une salle, sans construction réelle, et d'un point de vue subjectif. L'objectif de ce projet est d'évaluer l'impact des caractéristiques physiques des diffuseurs sur le son perçu. Il est donc nécessaire de demander à des sujets un jugement sur un son qu'ils perçoivent et sur lequel l'impact des diffuseurs est présent. La méthode choisie doit donc fournir une expérience auditive réaliste.

Suivant la définition de Kleiner [6] : « L'auralisation est le procédé de rendre audible, par modélisation physique ou mathématique, le champ sonore d'une source dans un espace, de manière à simuler l'expérience d'écoute binaurale en un point donné de l'espace modélisé ». Pour être le plus réaliste possible, l'auralisation devrait reproduire précisément la directivité de la source, la propagation acoustique et la reproduction spatiale du son [7].

Les différentes méthodes existantes étant plus ou moins réalistes, les paragraphes suivants présentent les outils utilisables pour produire des auralisations et décrivent leurs avantages et désavantages. Ceci conduira finalement à expliquer, paragraphe 4 , les raisons du choix de la méthode retenue dans ce projet.

3.1 Directivité de la source

La directivité de la source dépend de son type. Un instrument de musique, une voix humaine et un haut-parleur ont chacun une directivité différente. Celle-ci est mesurée en chambre anéchoïque, sur un axe en 3 dimensions, à l'aide de microphones. La directivité représente la pression relative produite par une source sonore, en fréquence et pour un angle défini par un azimut et une élévation,

à une référence habituellement située en face de la source à 1m et à 1 kHz. La précision de la représentation de la directivité est dépendante de la résolution angulaire et fréquentielle de la mesure. De manière analogue, en modélisation acoustique, la représentativité est dépendante de la technique employée pour produire la simulation de la directivité dans le modèle. Ces techniques peuvent utiliser des données de directivité spécifiant les atténuations nécessaires à appliquer sur la puissance sonore en fonction de l'angle d'émission, ou une combinaison spatiale de différentes sources omnidirectionnelles afin de former une directivité plus complexe ou encore des techniques de traitement du signal. La technique employée dépend intimement du modèle de simulation acoustique, toutes ces techniques n'étant pas applicables dans tous les modèles.

3.2 Modélisation numérique

Le deuxième aspect est la simulation numérique de la propagation acoustique. Les deux principales approches sont l'approche physique et l'approche perceptuelle.

La première simule précisément les phénomènes physiques en utilisant des paramètres physiques. Cet outil est généralement utilisé par les acousticiens pour calculer, aussi précisément que possible, les réponses impulsionnelles en modélisant la propagation sonore et les réflexions dans l'espace acoustique. Elle peut être utilisée pour l'évaluation de l'espace autant que pour l'auralisation.

La deuxième imite plutôt que simule précisément un environnement acoustique avec l'objectif de recréer l'impression sonore pour l'écoute. Le traitement du signal est contrôlé par des paramètres perceptifs, tels que présence, chaleur et enveloppement. Même si elle est basée sur les propriétés physiques des salles, l'objectif n'est pas de prédire et d'évaluer précisément le comportement acoustique de celles-ci. Cette approche est utilisée pour la création d'effets spatiaux ou de réverbération simulée pour la composition musicale. Cette approche est, par exemple, celle développée par l'IRCAM avec le logiciel Spat [8].

Les principales approches physiques pour la modélisation acoustique sont l'approche géométrique et l'approche par onde. La plus courante est l'approche géométrique qui utilise les techniques de sources images, de tirs de rayons, de faisceaux ou encore la technique par rayonnement. La première approche consiste en la décomposition du champ sonore en ondes élémentaires représentées par des rayons et utilise l'acoustique géométrique. L'approche par onde consiste en la résolution de l'équation d'onde. La méthode des éléments finis (FEM), surfaces finies (BEM), différences finies (FDTD) et réseaux de guide d'onde digital (DWM) sont les principales techniques employées pour approcher ses solutions.

3.2.1 Approches géométriques

La méthode par tirs de rayons remplace les ondes par des rayons. Ils représentent une petite portion d'onde sur une petite ouverture de fuite prenant origine en un certain point. Cette méthode est inspirée de l'optique et la lumière. Cette hypothèse est possible quand les dimensions de la salle et des surfaces sont considérablement grandes vis à vis de la longueur d'onde [3]. Ceci est habituellement vrai uniquement en hautes fréquences. La source simulée émet un certain nombre de rayons dans toutes les directions, et tous sont tracés dans la salle. Le point de mesure ou d'écoute est simulé par une sphère située quelque part dans la salle, et chaque rayon atteignant ce volume est ajouté au signal de sortie comme étant une réflexion, avec son énergie, délai et diffraction respectifs. Dans ce modèle, la réflexion peut être spéculaire ou diffuse, utilisant généralement les coefficients d'absorption (α) et de diffusion (s).

La méthode par source image est basée sur celle des tirs de rayons où tous les chemins de réflexion, depuis la source jusqu'au point de réception, sont remplacés par des chemins directs provenant d'une source miroir à la source initiale. Le rayon provenant de la source image est retardé et atténué, relativement à la distance entre la source originale et le point de réception. La méthode par source image trouve tous les chemins possibles entre la source et le point de réception et ne simule souvent que les réflexions spéculaires [9]. Puisque cette méthode a un temps de calcul important, elle est habituellement utilisée uniquement pour les premières réflexions.

La méthode par tirs de faisceaux est très proche de celle des tirs de rayons dans son principe. Les rayons sont remplacés par des faisceaux, mais les fonctions de calcul de visibilité sont améliorées et la diffraction sur les arêtes est mieux représentée [10].

La méthode par rayonnement consiste dans le calcul de l'intensité acoustique captée par chacune des surfaces, depuis la source vers tous les éléments de parois, entre éléments de parois, et entre éléments de parois et le point de réception. Ceci s'effectue dans le pré-calcul d'un coefficient de forme. Cette méthode a un temps de calcul rapide mais ne modélise souvent que des réflexions diffuses sur la base d'un coefficient de diffusion (s) [10].

Toutes ces méthodes géométriques sont basées sur des approches statistiques pour déterminer l'énergie acoustique atteignant un point et utilise un coefficient de diffusion (s) pour inclure la réflexion diffuse lorsque celle-ci est prise en compte. Ce coefficient décrit uniquement la quantité d'énergie qui n'est pas réfléchi de façon spéculaire et utilise une loi de Lambert. L'énergie acoustique diffuse est envoyée de manière équitable dans toutes les directions, indépendamment de l'angle d'incidence. De plus, il n'y a pas de représentation de l'étalement temporel produit en réalité

lors de réflexions diffuses sur des hétérogénéités de surfaces.

Les approches géométriques présentées ci-avant sont souvent combinées dans un même modèle pour fournir une plus grande efficacité de temps de calcul et une meilleure approximation. Par exemple, les logiciels commerciaux d'acoustique tels que CATT-Acoustic et ODEON utilisent des algorithmes mélangeant certaines de ces techniques.

3.2.2 Approches par ondes

Les approches par ondes consistent en la résolution de l'équation d'onde. Ceci est possible de manière analytique mais uniquement pour quelques géométries simples. Dans les autres cas, des solutions numériques sont nécessaires et approximent les géométries compliquées par des éléments géométriques plus simples, pour lesquels il existe une solution analytique.

Les méthodes par éléments finis approchent l'espace acoustique à calculer, soit en le divisant en volumes élémentaires (FEM), soit en divisant ses frontières en éléments de surfaces (BEM). La technique FEM permet de résoudre l'équation dans le domaine fréquentiel ou domaine temporel. Par exemple, dans le domaine temporel, une résolution par un algorithme incluant des opérateurs de différences finies peut être employée ou par décomposition modale. La méthode BEM résout l'équation intégrale de Helmholtz-Kirchoff, donnant la contribution, en un point, de toutes les pressions sonores et vitesses de particules des surfaces de l'espace modélisé. Utilisant l'équation d'onde et appliquant une condition de réflexion sur les surfaces, tous les effets de réflexions spéculaires ou diffuses sont simulés directement sur les surfaces.

Les méthodes par différence finie résolvent l'équation d'onde sur un maillage rectilinéaire de points, et ce dans le domaine temporel. Ces méthodes regroupent les techniques FDTD (Finite-difference-Time-Domain) et DWM (Digital Waveguide Mesh). La technique FDTD approche la valeur de la pression et/ou de la vitesse particulaire, par les valeurs des points voisins dans l'espace et le temps. La méthode DWM est légèrement différente, elle utilise le maillage tels des guides d'ondes, dont les jonctions sont séparées par un délai unitaire. De manière similaire à la loi de Kirchoff de conservation de puissance dans les circuits électriques, une loi de conservation de l'énergie acoustique et de continuité est imposée à chaque jonction. La pression sur une jonction est la résultante des ondes entrantes et sortantes.

L'un des avantages de ces techniques est que tout l'espace sonore est discrétisé et simulé. La totalité des effets de diffraction et d'interférence est donc modélisée de manière inhérente. Ceci est particulièrement utile pour la propagation sonore en basses fréquences où les approches

géométriques échouent. C'est aussi l'un de ses désavantages, car pour obtenir une résolution large bande elles nécessitent un temps de calcul très important.

Les techniques par éléments finis sont généralement plus longues en temps de calcul et complexes à implémenter vis à vis des résolutions par différence finie. Elles nécessitent également un temps de pré-calcul lié au découpage du modèle en éléments et ceci est relativement délicat à réaliser correctement. Néanmoins, un avantage de la technique FEM sur la technique FDTD, avec un maillage rectilinéaire, est que le volume peut être décomposé en éléments non réguliers, ce qui permet une meilleure représentation des irrégularités de surfaces [11].

3.3 Enregistrement - Reproduction

La reproduction sonore en 3 dimensions est un composant essentiel de l'auralisation qui devrait fournir tous les signaux psychoacoustiques pertinents. D'une application à une autre, ces signaux peuvent différer. Certains nécessitent une localisation exacte, ce qui implique une reproduction binaurale, alors que d'autres nécessitent un niveau sonore et un timbre exact, pour lesquels une reproduction monaurale est suffisante. Dans le dernier cas, la définition de Kleiner n'est pas complètement respectée mais il est difficile de placer ce procédé dans une catégorie différente de celle des auralisations.

La reproduction monaurale est la plus simple des méthodes pour produire une auralisation. La réponse impulsionnelle est calculée en un point dans le modèle numérique et, après convolution avec un signal anéchoïque³, elle est reproduite directement à un sujet avec un haut parleur en chambre sourde, en salle d'écoute neutre ou avec des écouteurs.

La reproduction binaurale est plus difficile à produire. Elle doit conserver et reproduire les effets d'écoute spatiaux, ce qui implique la diffraction de l'énergie acoustique sur le corps ou au moins sur la tête. L'impact du corps sur l'écoute peut être décrit par une fonction de transfert relative à la tête (HRTF : Head Related Transfer Function). Cette fonction décrit l'effet de filtrage fréquentiel produit par la diffraction d'une onde acoustique provenant d'un certain point de l'espace, sur le torse, la tête et le pavillon des oreilles. L'un des concepts possibles est d'intégrer cette fonction de transfert en utilisant le traitement du signal au moment de l'enregistrement de la réponse impulsionnelle. La fonction de transfert adéquate est appliquée à chaque réflexion atteignant le point de mesure. Cette méthode convient pour les approches géométriques. Une autre méthode est de simuler la forme d'une tête humaine directement dans le modèle et d'enregistrer directement la réponse

³ Signal sonore exempt de tout effet de salle, provenant généralement d'un enregistrement en chambre anéchoïque

impulsionnelle binaurale à la position de l'entrée des canaux auditifs virtuels. Celle-ci trouve son intérêt avec les approches par ondes permettant de simuler la diffraction sur les objets. Dans les deux cas, les HRTF sont approximées soit par le fait que la fonction de transfert employée ou la forme de la tête simulée n'est pas celle mesurée sur le sujet qui écoutera l'auralisation, soit parce que l'angle de résolution de la HRTF ou la résolution du maillage représentant la tête n'est pas suffisamment fine et nécessite une technique d'interpolation pour certains angles d'incidence. Comme toute approximation, une telle simulation de la tête peut conduire à une mauvaise représentation des effets spatiaux, par exemple une localisation située dans la tête et non à l'extérieur de celle-ci. Néanmoins, l'écoute binaurale avec écouteurs est l'une des méthodes les plus attractives, puisque la problématique de l'acoustique de la salle dans laquelle s'effectue l'écoute est supprimée.

Il doit être noté que pour une écoute binaurale avec écouteur, une égalisation sonore doit être appliquée pour optimiser son réalisme. Elle linéarise la réponse de l'écouteur sur la tête. Cela est nécessaire, la pression sonore sur le tympan doit être égale à l'enregistrement ainsi qu'à la reproduction. Les casques de type ouvert agissent comme une cavité acoustique devant le système auditif jusqu'à 4kHz environ. De plus, au-dessus de cette région fréquentielle, des ondes stationnaires commencent à apparaître dans cette cavité, la réponse en fréquence au niveau du tympan est dépendante de la façon dont est porté l'écouteur [12]. Pour être efficace, l'égalisation doit être effectuée pour chaque sujet. En pratique, ceci n'est pas une tâche aisée. Premièrement, pour enlever la sonde microphonique placée dans le canal auditif, l'écouteur doit être enlevé et remplacé. Deuxièmement, la sonde microphonique obstrue le canal auditif et lorsque celle-ci est enlevée, l'impédance acoustique résultante dans la cavité n'est plus celle de la mesure.

Enregistrer la réponse impulsionnelle binaurale et effectuer la reproduction avec un écouteur n'est pas la seule solution pour reproduire les effets spatiaux psychoacoustiques. Des systèmes avec haut-parleurs peuvent être utilisés. Deux concepts peuvent être employés, l'un est de tenter de reproduire le signal binaural à l'emplacement des oreilles, l'autre est de recréer le champ sonore spatial, distribué avec des haut-parleurs autour de l'auditeur [13].

Le premier concept fait partie des technologies binaurales, certains auteurs le nomment transaural puisqu'un traitement transaural doit être appliqué pour recréer à chaque oreille le signal binaural. Ce traitement utilise un filtre, appelé « crosstalk cancellation » dédié à supprimer l'information commune perçue par les deux oreilles émanant d'un même haut-parleur. Cette technique utilise au moins deux haut-parleurs et produit une écoute individuelle. Pour plus d'informations concernant

cette technique, le lecteur est invité à consulter [13, 14].

Le deuxième concept concerne les techniques appelées Ambisonic et Wave Front Synthesis (WFS). Elles utilisent une distribution de haut-parleurs autour de l'auditeur ou groupe d'auditeurs placés sur le point idéal d'écoute, « sweet spot », où le champ sonore est le plus réaliste.

Le système Ambisonic est basé sur les travaux de Gerzon, en 1976, qui a développé un réseau de microphones coïncidant pour enregistrer et reproduire le champ sonore en 3 dimensions. Le système Ambisonic du 1er ordre, appelé le B-format, est le premier standard Ambisonic fournissant quatre canaux d'informations sonores encodées. Des microphones, omnidirectionnel et en figure de 8, sont utilisés pour encoder les composants du champ sonore en trois dimensions. À la reproduction, les haut-parleurs sont alimentés par un signal qui est la combinaison de ces quatre canaux et qui dépend de sa position autour du point d'écoute. En pratique une telle méthode produit une bonne qualité d'écoute seulement dans certaines configurations de haut-parleurs et à des fréquences très inférieures à 1 kHz. À plus hautes fréquences, la forte cohérence entre les signaux des haut-parleurs, qui est causée par la large directivité des microphones dans le cas du B-format, conduit à des effets indésirables telle que de la coloration ou perte d'effet spatial. En utilisant des ordres microphoniques plus élevés, ces problèmes sont moins sévères [15].

Le système Wave Field Synthesis utilise une approche de décomposition et recomposition du champ acoustique en éléments telles que des ondes planes, cylindriques ou sphériques. La décomposition est effectuée par analyse du signal sur un axe microphonique. En accord avec le principe de Huygens, en chaque point d'enregistrement, la pression sonore peut être interprétée comme une source élémentaire. À la reproduction, le champ d'ondes est reconstruit en envoyant des ondes depuis ce point. La précision de la reproduction dépend de l'échantillonnage spatial de la reproduction et donc pour une précision hautes fréquences, le nombre de haut-parleurs devient très important, en théorie, ce qui pose un problème physique vis à vis de la dimension des haut-parleurs. Heureusement, le système auditif n'est pas aussi sensible que ce que la théorie imposerait et il est aussi plus sensible dans le plan horizontal pour l'impression spatiale. Le nombre de haut-parleurs utiles peut donc être finalement grandement réduit [13].

4 Méthode d'auralisation retenue

Dans les précédents paragraphes, les principales techniques existantes ont été présentées. Il est nécessaire de construire une méthode en combinant une solution proposée pour chaque partie du process d'auralisation. Cette partie décrit les raisons du choix de la méthode employée dans ce projet.

4.1 Modèle numérique

Le point de départ est le modèle numérique. Au regard de l'objectif de ce projet, une simulation précise de l'impact des diffuseurs sur le champ acoustique doit être utilisée. L'emploi de diffuseurs dans une salle peut avoir une influence sur les échos et flutters donc ces effets acoustiques doivent être simulés avec précision. Puisque les diffuseurs impliquent des interférences et de la diffraction, il est aussi nécessaire d'utiliser un modèle où la relation de phase est conservée. La méthode choisie doit également permettre la modification des caractéristiques physiques des diffuseurs, telle que la profondeur des puits, directement dans le modèle. Pour ces raisons, l'approche géométrique n'a pas été jugée adaptée et donc une approche par onde a été préférée. Dans cette famille, la méthode FDTD a été choisie pour son apparente facilité d'implémentation. Par ailleurs, les possibles difficultés relatives au maillage de l'espace acoustique et le temps de pré-calcul nécessaire avec les méthodes FEM ou BEM sont ainsi évités. Il peut être ajouté que grâce au modèle de simulation de diffusion choisi pour le modèle FDTD, n'importe quelle dimension de puits de diffuseur peut être simulée sans être contrainte par le maillage de l'espace acoustique [16].

4.2 Directivité de la source

Avec les modèles FDTD, comme avec tous les autres modèles, plusieurs techniques sont possibles pour simuler des directivités de sources plus ou moins complexes [17, 18]. Pour prendre en compte une directivité spécifique dans chaque auralisation, il est nécessaire de calculer les réponses impulsionnelles pour chaque cas. Ceci peut prendre beaucoup de temps de calcul et suppose que le type de source employé dans l'auralisation, ainsi que le signal anéchoïque utilisé pour la convolution, est connu par avance. Si pour tout type de source, l'hypothèse est faite que la directivité est omnidirectionnelle, une seule simulation suffit. Cette approximation est souvent proche de la réalité pour la plupart des instruments et pour la voix humaine qui peuvent être considérés comme des monopôles. Dans ce projet, cette hypothèse a été retenue.

4.3 Enregistrement - Reproduction

La dernière partie est la technique d'enregistrement correspondante à la technique de reproduction. Une fois encore, avec les modèles FDTD la majorité des méthodes classiques peut être employée.

L'enregistrement et la reproduction monaurale sont simples mais, comme mentionné précédemment, ne sont pas adéquates pour reproduire les effets spatiaux. Pour les mêmes raisons, l'enregistrement et la reproduction stéréophonique ont aussi été écartés.

La technique Ambisonic a été envisagée puisque des méthodes existent pour simuler une sonde microphonique du 2^{ème} ordre [19]. L'encodage Ambisonic du 2^{ème} ordre est plus précis que le B-format classique discuté précédemment, mais sa limite fréquentielle n'est pas exactement connue. L'utilisation sûre d'une telle méthode pour ce projet impliquerait un travail de développement afin de préciser quel ordre minimum d'encodage et de décodage doit être employé pour éviter tout ajout d'effets indésirables. Pour des raisons similaires, la technique de Wave Front Synthesis a aussi été écartée.

Les techniques restantes sont les technologies binaurales. La technique transaurale nécessitant l'utilisation d'une salle d'écoute neutre, celle-ci n'a pas été retenue pour des raisons pratiques. Il reste donc la technique binaurale avec reproduction par écouteurs. Une des solutions est d'appliquer les fonctions de transfert relatives à la tête à chaque réflexion atteignant le point de mesure. Puisque dans un modèle FDTD il est impossible de déterminer précisément la direction incidente de chaque réflexion ou de simplement reconnaître distinctement chacune de ces réflexions, cette méthode n'est pas envisageable⁴. La deuxième solution est d'implémenter, tel un objet architectural avec des conditions limites, le modèle géométrique d'une tête. Réaliser une telle implémentation n'est pas totalement direct dans un modèle à 3 dimensions. L'import des données géométriques d'un modèle de tête humaine implique le développement d'un algorithme de reconnaissance automatique de frontière depuis un format de données compatibles. Pour la précision de la représentation, la résolution du maillage doit être suffisamment fine ou l'interpolation entre deux maillages de tailles différentes doit être effectuée. Ces besoins ont un impact significatif sur le temps de calcul ou simplement sur le temps de codage et d'implémentation. L'approximation de la géométrie par réduction de la résolution définissant la tête humaine dans le modèle conduit à utiliser directement un modèle approximé, telle une sphère ou une ellipse. Plusieurs auteurs ont travaillé sur ce sujet et ont montré que de telles approximations pouvaient être utilisées [20-22]. Par ailleurs, il a été

⁴ Cette méthode convient lorsque la propagation acoustique est simulée par des rayons. La direction du rayon est connue et un rayon représente une réflexion.

notablement prouvé que les pavillons des oreilles et le torse avaient une incidence sur la localisation dans le plan vertical (élévation) et que la tête elle-même avait plus d'impact sur la localisation dans le plan horizontal (azimut). L'approximation de la géométrie de la tête par une ellipse semble être une meilleure solution que la sphère. La simulation de la différence de niveau interaural est mieux représentée, ce qui est d'importance dans la localisation spatiale dans le plan horizontal [20].

Donc, pour une première évolution de la méthode, une configuration simple est possible. Le diffuseur a été sélectionné pour avoir un effet de diffusion en 1 dimension et donc le modèle numérique FDTD est réalisé en 2 dimensions. La géométrie de la tête est représentée en 2 dimensions, par une ellipse sans représentation des pavillons. La réponse impulsionnelle binaurale est directement enregistrée en lieu et place des oreilles, de chaque côté de l'ellipse simulant la tête. L'utilisation d'un modèle en 2 dimensions, pour des investigations comparables, a déjà été réalisé et a montré qu'une telle représentation du champ sonore pouvait être suffisante [23]. La reproduction s'effectue directement par des écouteurs.

Un dernier point de la méthode choisie est l'égalisation des écouteurs. Le plus important problème de cette égalisation est situé en hautes fréquences, dû à l'apparition d'ondes stationnaires dans la cavité. Cette égalisation devrait être réalisée pour chacun des sujets et est dépendante de la façon dont le sujet porte les écouteurs. Une solution efficace [12] est de mesurer pour chacun des sujets une fonction de transfert moyenne pour plusieurs positions d'écouteurs sur la tête. Appliquant cette moyenne à la reproduction, la sensibilité due à la position du casque diminue. Afin d'utiliser une telle égalisation, il faut donc réaliser ces mesures sur chacun des sujets préalablement, ce qui suppose qu'ils soient préalablement connus et disponibles. Ensuite, les signaux tests doivent être individualisés pour chacun des sujets, ce qui globalement implique la création d'un test par sujet. Dans ce projet, une telle procédure n'a pas été réalisée, notamment due au temps nécessaire pour réaliser convenablement cette égalisation et au regard de la discutabilité de celle-ci. Ici, le modèle a une limite hautes fréquences proche de 8kHz et la modification des caractéristiques des diffuseurs a un impact en dessous de 5kHz. L'effet possible indésirable de la non égalisation des écouteurs devrait donc être faible sur la bande de fréquence utile testée. Par ailleurs, si des effets sont présents, ils seront identiques sur tous les signaux écoutés, ce qui ne devrait pas affecter la comparaison de manière importante.

5 Modèle numérique FDTD implémenté

Avec cette méthode, quel que soit le domaine d'étude, les équations sont résolues simultanément dans le temps et l'espace. Tout l'espace de simulation est échantillonné via un maillage spatial par points et la valeur de la variable recherchée⁵, en tout point du maillage, est discrétisée dans le temps par échantillonnage temporel. L'utilisation des opérateurs de différence finie permet d'approximer la valeur inconnue de la variable recherchée, en un point et à un instant t , par les valeurs connues de cette variable sur les points voisins dans l'espace et voisins dans le temps. Il existe donc une résolution spatiale X , relative au maillage de l'espace et une résolution temporelle, T , relative à la fréquence d'échantillonnage.

L'une des premières exploitations de la méthode FDTD a été faite par Yee en 1966 pour résoudre les équations de Maxwell de l'électromagnétisme. Cette méthode a été adaptée plus tard à l'acoustique par Meloney et Cummings en appliquant les opérateurs de différence finie à l'équation de conservation des moments (2.1.1) et à l'équation de conservation de la masse (2.1.2). Ceci conduit à résoudre simultanément deux équations différentielles ordinaires, les quantités inconnues sont donc la pression et la vitesse acoustique. Cette méthode utilise un maillage alterné sur lequel sont résolues les équations. La pression et la vitesse sont toutes les deux calculées sur un maillage de résolution spatiale X , mais la vitesse est décalée de $X/2$ avec la pression. Le schéma d'un tel maillage est présenté Figure 5.1(b). Cette technique de maillage était employée par Yee et pour cette raison son nom y fait souvent référence.

Une autre méthode utilisée en modélisation acoustique résout directement l'équation d'onde (2.1.3). Les opérateurs de différence finie centrale de 2^{ème} ordre sont appliqués sur les dérivées secondes de la pression, par rapport au temps et l'espace. La quantité inconnue est donc uniquement la pression acoustique, p , résolue sur un maillage, cette fois non alterné. Le schéma d'un tel maillage est présenté Figure 5.1(a).

5 Par exemple en acoustique : pression sonore ou vitesse particulière.

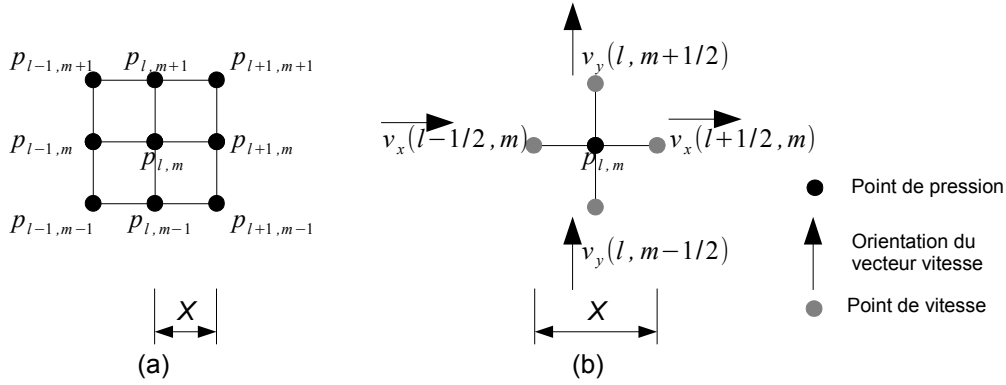


Figure 5.1: (a) maillage non alterné, (b) maillage alterné.

Cette dernière méthode est celle utilisée dans le présent projet. Celle-ci est décrite en détails dans les paragraphes suivants.

5.1 Schéma standard 2D « LeapFrog »

Différents schémas d'interpolations existent pour approximer la valeur de la variable p , par la valeur des points voisins dans le temps et dans l'espace [24, 25]. La quantité de valeurs voisines utiles varie donc d'un schéma à un autre et conduit donc à différents degrés d'approximations. Malheureusement, tous ces schémas souffrent d'un effet de dispersion à hautes fréquences. Dans la réalité, la célérité des ondes sonores est la même à toutes les fréquences et dans toutes les directions de propagation. Le fait de discrétiser un domaine pour simuler un système acoustique implique que la célérité dans le modèle est légèrement différente par rapport au milieu, l'air, et cet effet est dépendant de la direction. La célérité étant plus correcte en basses fréquences qu'à hautes fréquences, il existe alors une fréquence de coupure haute, à partir de laquelle le modèle n'est plus suffisamment correct. Cette fréquence de coupure étant relative à la fréquence d'échantillonnage, f_s , il est nécessaire de sur-échantillonner le modèle à une fréquence bien supérieure à celle de Nyquist⁶ pour obtenir une réponse impulsionnelle large bande. Cet effet est également dépendant du schéma utilisé pour le calcul de la pression aux différents points de maillage.

5.1.1 Formulations

Les formulations de l'équation d'onde pour le schéma standard de type « LeapFrog » (SLF), pour un maillage non alterné rectilinéaire, sont obtenues en appliquant les opérateurs de différence finie

⁶ Moitié de la fréquence d'échantillonnage ($f_s/2$), habituellement la plus haute fréquence utilisable en traitement du signal numérique.

centrale pour approximer les dérivées de l'équation (2.1.3) [26]. Les approximations du 2^{ème} ordre, appliquées pour discrétiser l'équation d'onde en 2 dimensions sont :

$$\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = \frac{p_{l,m}^{n+1} - 2p_{l,m}^n + p_{l,m}^{n-1}}{T^2} + O(T^2) \quad (5.1.1)$$

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} = \frac{p_{l+1,m}^n - 2p_{l,m}^n + p_{l-1,m}^n}{X^2} + O(X^2) \quad (5.1.2)$$

$$\frac{\partial^2 p}{\partial y^2} = \frac{p_{l,m+1}^n - 2p_{l,m}^n + p_{l,m-1}^n}{Y^2} + O(Y^2) \quad (5.1.3)$$

X et Y représentent l'écartement entre les points du maillages et T le pas temporel.

Pour un maillage rectilinéaire, d'égale distance entre les points dans les deux directions, l'équation d'onde en 2 dimensions discrétisée prend la forme suivante :

$$p_{l,m}^{n+1} = \lambda^2 (p_{l+1,m}^n + p_{l-1,m}^n + p_{l,m+1}^n + p_{l,m-1}^n) + 2(1-\lambda^2) p_{l,m}^n - p_{l,m}^{n-1} \quad (5.1.4)$$

où λ est le nombre de Courant, $p_{l,m}^n$, est la variable de pression, n , est l'index temporel, l et m représentent les indexes spatiaux dans la direction x et y , respectivement.

$p_{l,m}^n$ représente une approximation, sur le maillage, de la solution $p(x, y, t)$ de l'équation d'onde à la position $x=lX$ et $y=mX$, au pas temporel $t=nT$. De par l'équation précédente, il est visible que la valeur de la pression au point $\{l,m\}$ au pas temporel $n+1$, dépend de la valeur de ce même point aux pas temporels n et $n-1$ précédents, ainsi que de quatre points voisins spatialement, au pas temporel précédent n .

La résolution spatiale doit être suffisamment fine, comparée à la longueur d'onde la plus petite, pour résoudre les particularités géométriques du modèle. Les résolutions spatiale et temporelle sont donc en relation directe avec la mémoire de calcul utilisée et peut conduire à des temps de calcul très longs.

Les cas à 1 et 3 dimensions ne sont pas utilisés dans ce projet et donc ne sont pas présentés ici. Les équations discrètes à 1 et 3 dimensions suivent le même développement que pour le cas à 2 dimensions et peuvent être trouvées dans [26].

5.1.2 Stabilité

Le nombre de Courant définit la condition de stabilité du modèle. Il définit la relation entre la

résolution spatiale, X , et la résolution temporelle, T , par

$$\lambda = cT / X \quad (5.1.5)$$

où c est la célérité des ondes sonores dans le domaine non discret.

Pour le schéma standard de type « LeapFrog », cette condition de stabilité est fixée à $\lambda \leq 1/\sqrt{2}$. Cette valeur assure la stabilité du modèle tout en limitant au maximum l'effet de dispersion.

5.2 Modèles des conditions aux limites

La modélisation des conditions aux limites est fondamentale pour simuler l'acoustique des salles. Le modèle doit être capable de simuler précisément le coefficient de réflexion et celui-ci est généralement dépendant de la fréquence. Par ailleurs, il devrait intégrer la propagation dans la paroi, mais ce point n'est généralement jamais pris en compte dans ce contexte. Les frontières sont alors supposées localement réactives⁷, hypothèse également faite dans les développements exposés ci-après.

Au regard des modèles FDTD, il existe plusieurs techniques pour simuler les conditions aux limites. Par exemple, Botteldooren [27] propose une approximation du comportement de ces conditions par assimilation à des ressorts et/ou des masses. Kowalczyk [26, 28] propose plusieurs formulations de conditions de frontières basées sur l'intégration de l'impédance spécifique (2.2.2) dans l'équation générale de propagation. Lorsque l'impédance est indépendante de la fréquence, elle prend une valeur unique ; lorsqu'elle est dépendante de la fréquence, elle est intégrée par l'utilisation d'un filtre numérique. Ces deux méthodes sont décrites ci-après.

La condition de champ libre est un cas particulier où toutes les ondes se propageant, depuis toutes les directions, sont absorbées sur les frontières. C'est la simulation d'un milieu infini. Ce cas ne peut être traité par l'une des propositions précédentes. Les modèles classiques donnent une bonne approximation de l'impédance de surface lorsque celle-ci n'est pas trop faible. Néanmoins, ils sont sujets à une dépendance directionnelle du maillage lui-même et donc sont moins précis à certains angles d'incidence. Le modèle présenté et utilisé dans la suite est basé sur un développement en série de Taylor, tel que proposé par D. Murphy et J. Mullen dans [29].

Dans les paragraphes suivants sont exposées les différentes formulations des conditions aux limites

⁷ Voir paragraphe 2.2.1 pour plus de détails

utilisées dans le modèle FDTD employé dans ce projet. Trois formulations différentes de conditions limites sont utilisées : indépendante de la fréquence, dépendante de la fréquence et conditions de champ libre. Le dernier paragraphe décrit le modèle de réflexion diffuse en paroi. Celui-ci utilise la même formulation que le cas de condition limite dépendante de la fréquence, mais la formulation du filtre numérique est différente.

5.2.1 Condition limite indépendante de la fréquence

Pour une onde se propageant dans la direction positive de l'axe x , l'impédance de surface, Z_s , relie la pression et la vitesse, comme expliqué au paragraphe 2.2.1 , par

$$p = Z_s(\omega) \cdot v_x , \quad (5.2.1)$$

où v_x représente le vecteur vitesse normal à la surface de la frontière.

Pour une surface normale à l'axe x , l'équation de conservation des moments (2.1.1) peut être exprimée par :

$$\frac{\partial p}{\partial x} = -\rho_0 \frac{\partial v_x}{\partial t} . \quad (5.2.2)$$

Effectuer la dérivée par rapport au temps des deux côtés de l'équation (5.2.1) conduit à

$$\frac{\partial p}{\partial t} = Z_s(\omega) \frac{\partial v_x}{\partial t} . \quad (5.2.3)$$

Donc, substituer le rapport $\partial v_x / \partial t$ de l'équation (5.2.2) dans l'équation (5.2.3) conduit à l'expression pour une frontière située à droite en terme de pression uniquement [26] :

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -c \xi(\omega) \frac{\partial p}{\partial x} \quad (5.2.4)$$

où $\xi(\omega)$ est l'impédance spécifique définie par l'équation (2.2.2).

Le coefficient de réflexion, R , est relié à l'équation (2.2.2) par l'équation (2.2.11), pour une onde en incidence normale, ou (2.2.17), pour une onde en incidence oblique.

Suivant la méthode proposée par Kowalczyk [26, 28], les modèles de frontière sont obtenus en appliquant aux dérivées du 1^{er} ordre de l'équation (5.2.4) l'opérateur de différence finie centrée du 1^{er} ordre :

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \frac{p_{l,m}^{n+1} - p_{l,m}^{n-1}}{2T} + O(T^2) \quad (5.2.5)$$

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \frac{p_{l+1,m}^n - p_{l-1,m}^n}{2X} + O(X^2) \quad (5.2.6)$$

La version discrète de l'équation (5.2.4) est donc

$$\frac{p_{l,m}^{n+1} - p_{l,m}^{n-1}}{2T} = -c \xi(\omega) \frac{p_{l+1,m}^n - p_{l-1,m}^n}{2X} . \quad (5.2.7)$$

L'expression précédente permet d'intégrer la condition d'impédance spécifique pour un point situé sur la frontière, $p_{l,m}$. Toutefois, l'application des opérateurs de différence finie implique l'utilisation d'un point situé en dehors de la limite du modèle $p_{l+1,m}$. Puisqu'il se situe en dehors de l'espace acoustique, la pression sur ce point n'existe pas. Il est donc nécessaire de l'éliminer pour développer une équation de condition limite calculable. Ce type de point est appelé point « fantôme » et est visible Figure 5.2.

Pour développer les équations de conditions limites, le point fantôme dans l'équation (5.1.4) est éliminé par l'équation (5.2.7). Cette dernière peut être réécrite afin d'exprimer la valeur du point fantôme par les valeurs des points voisins situés dans l'espace acoustique pour lesquels la pression sonore existe.

Pour une frontière située à droite, Figure 5.2 (a), depuis l'équation (5.2.7), la valeur du point fantôme $p_{l+1,m}^n$ est donc :

$$p_{l+1,m}^n = p_{l-1,m}^n + \frac{1}{\lambda \xi(\omega)} (p_{l,m}^{n-1} - p_{l,m}^{n+1}) \quad (5.2.8)$$

où λ , est défini par l'équation (5.1.5) comme condition de stabilité.

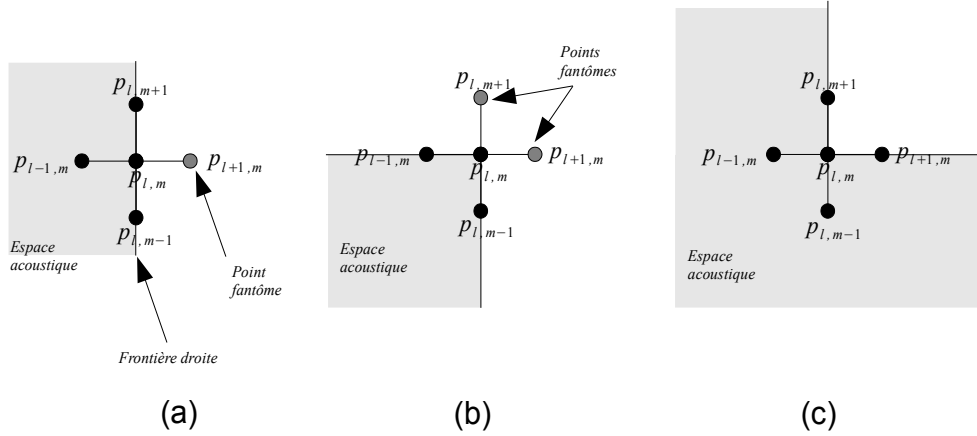


Figure 5.2: Représentation des points de maillage pour une frontière située à droite (a), un angle sortant situé en haut à droite (b) un angle entrant (c). Les points situés sur la frontière sont en noir, les points situés à l'extérieur de la frontière, points fantômes, sont en gris.

Ainsi, le point fantôme est éliminé de l'équation (5.1.4) en utilisant l'équation (5.2.8) ce qui conduit à l'équation pour une condition limite située à droite :

$$p_{l,m}^{n+1} = \frac{2(1-\lambda^2)p_{l,m}^n + \lambda^2(p_{l,m+1}^n + p_{l,m-1}^n) + 2\lambda^2 p_{l-1,m}^n + \left(\frac{\lambda}{\xi(\omega)} - 1\right) p_{l,m}^{n-1}}{\left(1 + \frac{\lambda}{\xi(\omega)}\right)} \quad (5.2.9)$$

Le développement réalisé pour une frontière située à droite est étendu aux frontières restantes, direction négative de l'axe x , directions positive et négative de l'axe y , spécifiant une impédance de surface pour chacune d'elles.

Pour un angle sortant, le point doit satisfaire deux conditions d'impédance simultanément. Par exemple pour un angle sortant, en haut et à droite, l'équation (5.2.4) est réécrite pour les deux directions positives des axes x et y :

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -c \xi_x(\omega) \frac{\partial p}{\partial x}, \quad \frac{\partial p}{\partial t} = -c \xi_y(\omega) \frac{\partial p}{\partial y} \quad (5.2.10)$$

Alors, les deux points fantômes sont substitués dans l'équation (5.1.4) avec les versions discrètes de l'équation (5.2.10) ce qui conduit à l'équation pour un angle sortant, en haut et à droite, Figure 5.2 (b) :

$$p_{l,m}^{n+1} = \frac{\left[2(1-2\lambda^2) p_{l,m}^n + 2\lambda^2 (p_{l-1,m}^n + p_{l,m-1}^n) + \left(\frac{\lambda}{\xi_x(\omega)} + \frac{\lambda}{\xi_y(\omega)} - 1 \right) p_{l,m}^{n-1} \right]}{\left(1 + \frac{\lambda}{\xi_x(\omega)} + \frac{\lambda}{\xi_y(\omega)} \right)} \quad (5.2.11)$$

Pour un angle rentrant, Figure 5.2 (c), il n'y a pas de point « fantôme » à éliminer donc l'équation (5.1.4) peut être utilisée.

Il y a donc maintenant trois types d'équation à implémenter pour réaliser le calcul de tout l'espace acoustique. L'équation (5.1.4) permet de calculer les points situés hors des frontières et pour les angles rentrants. Les équations du type (5.2.9) permettent de calculer les points sur les frontières, et les équations du type (5.2.11) les angles sortants.

5.2.2 Condition limite dépendante de la fréquence

Pour ce type de condition, les développements réalisés au paragraphe précédent sont reconduits jusqu'à l'équation (5.2.7). Ici, $\xi(\omega)$ est remplacée dans l'équation par l'expression d'un filtre numérique d'impédance.

Dans le domaine z , des temps discrets, l'expression de ce filtre est :

$$\xi_\omega(z) = \frac{b_0 + b_1 z^{-1} + b_2 z^{-2} + \dots + b_n z^{-n}}{a_0 + a_1 z^{-1} + a_2 z^{-2} + \dots + a_n z^{-n}} \quad (5.2.12)$$

Le développement pour obtenir les équations finales d'implémentation, intégrant le filtre numérique d'impédance, étant relativement long, celui-ci n'est pas présenté ici. Dans son principe, il permet d'identifier, sur l'équation (5.2.7), l'entrée et la sortie du filtre et de créer une expression intermédiaire, g^n , permettant de mettre à jour la valeur du filtre dans l'expression principale (5.2.7). Le point fantôme se voit au final également éliminé. Le lecteur intéressé peut trouver le développement complet dans [28].

Il ressort du développement quatre expressions (5.2.13), (5.2.14), (5.2.15) et (5.2.16) qui se mettent à jour directement ou indirectement les unes les autres, à chaque pas temporel.

L'équation finale, pour un point situé sur une frontière placée à droite, incluant les coefficients du

filtre numérique d'impédance et la valeur intermédiaire g^n est :

$$p_{l,m}^{n+1} = \frac{\left[\lambda^2 (2 p_{l-1,m}^n + p_{l,m+1}^n + p_{l,m-1}^n) + 2(1-2\lambda^2) p_{l,m}^n + \left(\frac{\lambda a_0}{b_0} - 1 \right) p_{l,m}^{n-1} + \frac{\lambda^2}{b_0} g^n \right]}{\left(1 + \frac{\lambda a_0}{b_0} \right)} \quad (5.2.13)$$

L'équation de la nouvelle variable g^n , utilisée pour mettre à jour le filtre à chaque pas temporel dans l'équation (5.2.13), est donnée par :

$$g^n = \sum_{i=1}^N [b_i x^{n-i} - a_i y^{n-i}] \quad (5.2.14)$$

où x^{n-i} et y^{n-i} sont l'entrée et la sortie du filtre aux pas temporels $n-i$. N est l'ordre du filtre.

L'entrée et la sortie du filtre sont données par les équations (5.2.15) et (5.2.16) respectivement.

$$x^n = (p_{l-1,m}^n - p_{l+1,m}^n) , \quad (5.2.15)$$

$$y^n = \frac{1}{a_0} [b_0 (p_{l-1,m}^n - p_{l+1,m}^n) + g^n] . \quad (5.2.16)$$

Effectuer le même développement pour chacune des frontières restantes conduit à un jeu d'équations similaires pour chacune.

Pour un angle sortant, situé à droite et en haut, le point doit satisfaire simultanément deux conditions définies par (5.2.10), pour les directions positives de l'axe x et l'axe y . En suivant le même développement que précédemment pour une frontière située à droite et en introduisant dans l'équation (5.1.4) l'expression des deux points « fantômes », cela conduit à l'équation suivante pour un angle sortant, situé à droite et en haut :

$$p_{l,m}^{n+1} = \frac{\left[\lambda^2 \left(2 p_{l-1,m}^n + 2 p_{l,m-1}^n + \frac{g_x^n}{b_x} + \frac{g_y^n}{b_y} \right) + 2(1-2\lambda^2) p_{l,m}^n + \left(\frac{\lambda a_x}{b_x} + \frac{\lambda a_y}{b_y} - 1 \right) p_{l,m}^{n-1} \right]}{\left(1 + \frac{\lambda a_x}{b_x} + \frac{\lambda a_y}{b_y} \right)} \quad (5.2.17)$$

où g_x et g_y sont calculés depuis leur respective implémentation de filtre. a_x et a_y sont les valeurs

de a_0 , b_x et b_y sont les valeurs de b_0 , de chacun des filtres dans les directions positives des axes x et y .

Pour un angle rentrant, le traitement est le même que pour tout point du maillage hors frontière puisqu'il n'y a pas de point « fantôme » à éliminer.

Vis à vis du cas de condition limite précédent, pour réaliser le calcul de tout l'espace acoustique, il faut maintenant utiliser un jeu d'équations pour les angles sortants et un jeu d'équations pour les points sur les frontières. L'équation pour les points en dehors des frontières et pour les angles rentrants reste inchangée.

Le filtre numérique d'impédance peut être construit à partir de n'importe quel filtre numérique représentant le coefficient de réflexion, positif et réel, en utilisant la version inversée de l'équation (2.2.11), dans le domaine z :

$$\xi_\omega(z) = \frac{1 + R(z)}{1 + R(z)} \quad (5.2.18)$$

Le filtre numérique représentant le coefficient de réflexion peut être réalisé à partir de tout filtre analogique ou numérique ou encore à partir des données provenant d'une simulation de comportement de matériaux absorbants. Par exemple, les résultats provenant du modèle empirique de Delany et Bazeley [30] pour les matériaux poreux peuvent être transposés en filtre numérique par des techniques d'approximation. Ce filtre numérique de réflexion est ensuite transposé en filtre numérique d'impédance avec l'équation (5.2.18).

5.2.3 Condition limite de champ libre

Le modèle de condition limite de champ libre utilisé ici est basé sur un développement en série de Taylor [29]. La pression en un point de la frontière, $p_{l,m}^n$, est reliée à la pression, au temps précédent, du point situé juste en face de lui, $p_{l-1,m}^{n-1}$. Lui-même est relié de manière identique à son voisin, pour le pas temporel précédent, $p_{l-2,m}^{n-2}$, et ainsi de suite. Assumant que la relation entre ces points est continue, il est alors possible d'approximer la valeur du point sur la frontière, $p_{l,m}^n$, à un développement en série de Taylor, du point le plus près, $p_{l-1,m}^{n-1}$. Utiliser les différents points à des pas temporels différents permet d'obtenir la valeur des dérivées nécessaires à la série de Taylor.

L'équation de condition à la frontière, pour un développement au 3^{ème} ordre de la série de Taylor, dans le cas d'une frontière située à droite, dans la direction positive de l'axe x , est donnée par :

$$p_{l,m}^{n+1} = \frac{8}{3}p_{l-1,m}^n - \frac{5}{2}p_{l-2,m}^{n-1} + p_{l-3,m}^{n-2} - \frac{1}{6}p_{l-4,m}^{n-3} \quad (5.2.19)$$

Il faut noter que ce type de modèle de condition limite est à 1 dimension, même si celui-ci est implémenté dans un modèle à 2 dimensions. Dans l'expression précédente, la pression sur la frontière est seulement dépendante de la pression des points situés sur l'axe x , seul l'index spatial l est modifié, l'index spatial m reste inchangé.

Les expressions pour les frontières restantes sont obtenues en modifiant les indexes spatiaux, l et m , de manière appropriée suivant leur placement.

5.2.4 Modèle de condition limite avec réflexion diffuse

Avec la technique FDTD, les irrégularités de surfaces sont habituellement directement modélisées géométriquement dans le modèle. Cette méthode approxime ces irrégularités en les représentant par des marches d'escalier ou des créneaux, de profondeur successivement différente. Cette méthode est relativement facile à implémenter mais contraint les irrégularités dans la résolution spatiale du maillage, la profondeur doit être un multiple de X .

Le modèle de réflexion diffuse choisi dans ce projet est la méthode proposée par Kowalczyk dans [16], basée sur les diffuseurs à variation de phase, décrits au paragraphe 2.4 . Le modèle en marche d'escalier, ou créneaux, est remplacé par une surface plane dont l'impédance varie suivant la position. Ces deux concepts sont décrits Figure 5.3 ci-dessous.

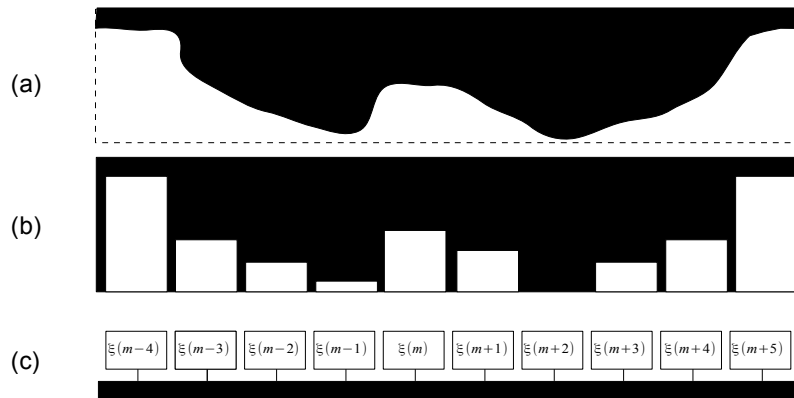


Figure 5.3: (a), irrégularités de surface réelles (b) approximation de la surface par le modèle en marches d'escalier (c) modèle par variation de l'impédance de surface, $\xi(m)$ est l'impédance au point (m) , le long de la frontière.

Cette méthode utilise un filtre numérique d'impédance et est basée sur le modèle développé au paragraphe 5.2.2 précédent. Les équations d'implémentation sont identiques donc ne sont pas réécrites ici.

Néanmoins, la création du filtre numérique d'impédance $\xi(z)$, depuis le filtre numérique représentant le coefficient de réflexion $R(z)$, est légèrement différent puisqu'il doit maintenant intégrer un délai simulant la profondeur des créneaux.

De par le concept de variation de phase, le délai nécessaire pour une onde plane se propageant jusqu'au fond de la marche d'escalier et revenir à son entrée est introduit par une modification de la phase à la réflexion. L'expression d'un tel coefficient de réflexion a déjà été donné précédemment et est l'équation (2.4.6). Cette fois-ci, cela est réalisé par l'intermédiaire d'un filtre numérique insérant un délai sur le temps de propagation ajouté au filtre numérique de réflexion.

Dans l'équation (5.2.18), le filtre numérique de réflexion $R(z)$ est dorénavant la combinaison de deux filtres telle que :

$$R(z) = R_a(z) \cdot R_d(z) \quad (5.2.20)$$

où $R_a(z)$ est le filtre numérique dimensionné pour représenter les données d'absorption et $R_d(z)$ est le filtre numérique introduisant le délai. Depuis (5.2.20), il en ressort directement qu'une réflexion spéculaire est simulée en fixant $R_d(z) = 1$.

Comme exposé au paragraphe 5.2.2, une fois le filtre numérique de réflexion dimensionné, celui-ci est transformé en filtre numérique d'impédance avec l'équation (5.2.18).

Pour dimensionner le filtre, le délai, D , est défini par la profondeur de la cavité, d , par :

$$D = \frac{2d}{cT} \quad (5.2.21)$$

où c est la célérité du son, T la période d'échantillonnage dans le modèle. Puisque le filtre est exprimé dans le domaine z , le délai D est exprimé en nombre d'échantillons. Il faut noter que D est fractionnel et donc peut simuler toute profondeur de cavité sans être restreint par la résolution spatial du maillage.

De manière à introduire le filtre numérique de délai fractionnel sans introduire aucun autre effet de filtrage [31], la technique de filtre passe-tout, dite de « Thiran », est choisie.

La combinaison des deux filtres peut être effectuée de deux façons. L'une est de convoluer les

réponses impulsionnelles respectives des deux filtres, l'autre est de multiplier leur fonction de transfert.

5.3 Implémentation de la source

L'un des avantages de la technique FDTD est que l'équation acoustique est directement résolue dans le domaine temporel et donc la réponse impulsionnelle est ainsi calculée directement. Afin d'effectuer ce calcul, il est nécessaire d'implémenter une source omnidirectionnelle dans le modèle. Ceci est communément réalisé avec une impulsion gaussienne ou une impulsion gaussienne modulée, introduite en un point du maillage.

Figure 5.4 (a) peut être observée l'évolution temporelle théorique de l'amplitude de ces deux types de source et Figure 5.4(b) leur réponse en fréquence. L'impulsion gaussienne théorique est repérée « Th. G. Pulse » et l'impulsion gaussienne modulée théorique « Th. Mod. G. Pulse ». L'impulsion gaussienne modulée a une réponse spectrale non linéaire, pente de 3dB par octave, alors que l'impulsion gaussienne est parfaitement linéaire.

La largeur de bande spectrale de la source est gouvernée par la largeur temporelle de l'impulsion, elle-même relative à la fréquence d'échantillonnage, f_s . Celle-ci est dimensionnée de telle manière qu'il n'y a pas d'énergie émise au-dessus de la limite haute fréquence définie par la problématique de la dispersion décrite au paragraphe 5.1.2 . Cette limite haute fréquence est égale à $0.1 \times f_s$ [25] dans le cas du schéma standard 2D « LeapFrog ».

Malheureusement, dans les modèles FDTD, l'implémentation n'est pas triviale. Si la source est directement implémentée, la pression au point de maillage reste influencée par la fonction source. Ceci crée un point de diffraction sur le maillage, car ce point n'est pas gouverné par l'équation générale mais par la fonction source. Ce type de source est appelé « hard source », source dure. Une solution pour résoudre ce problème est de créer une fonction source qui disparaît après extinction de cette dernière, laissant le point de maillage gouverné par l'équation générale de propagation. Ce type de source est dite « transparente » et suppose que la durée de la fonction source est inférieure au temps d'aller retour de l'impulsion entre le point source et toute frontière. Cette solution est applicable dans le cas présent.

Une telle implémentation revient quelque peu à utiliser une impulsion gaussienne modulée. Ce qui impose donc une émission spectrale non linéaire en fréquence. Il faut noter que dans un modèle FDTD 2D, l'impulsion n'est pas tout à fait symétrique, ce qui modifie légèrement la réponse

spectrale et la durée de la fonction source. Néanmoins, celle-ci conserve sensiblement les mêmes propriétés que sa version théorique. L'évolution temporelle de l'amplitude de ce type de source, une fois implémentée dans le modèle, est représentée Figure 5.4 (a), et est repérée « FDTD Source », son contenu spectral est également présenté Figure 5.4(b).

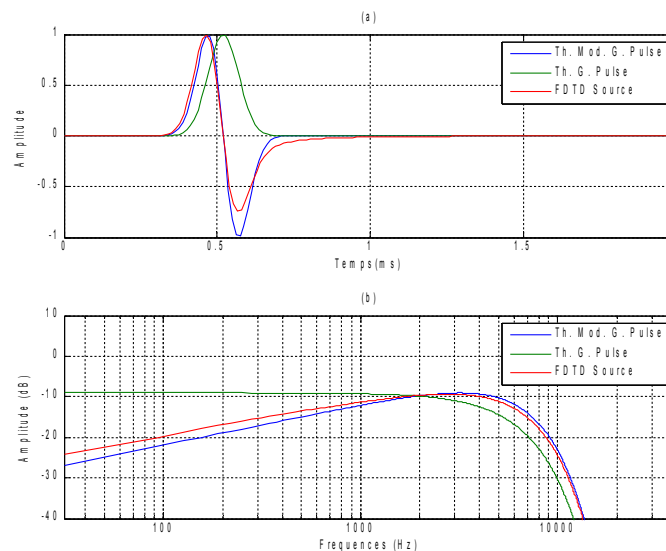


Figure 5.4 : (a) représente la variation de la pression dans le temps, pour une impulsion gaussienne théorique (Th. G. Pulse), une impulsion gaussienne modulée théorique (Th. Mod. G. Pulse) et l'impulsion gaussienne implémentée dans le modèle (FDTD Source). (b) est le tracé des réponses spectrales de ces trois types de source.

6 Vérification du modèle FDTD

Une fois la théorie mathématique du modèle FDTD connue, il est nécessaire de réaliser l'implémentation des équations dans un logiciel de calcul mathématique, tel que Matlab, pour effectivement créer un modèle utilisable. Par ailleurs, même si ce modèle FDTD en 2 dimensions semble simple, il est nécessaire de réaliser un certain nombre de fonctions et de codes annexes, afin de créer la géométrie définissant l'espace acoustique à modéliser, implémenter les diffuseurs, simuler la tête humaine et utiliser la ou les équations adéquates sur chacun des points de maillage. De plus, pour une utilisation pratique et éviter de créer un nouveau code à chaque configuration calculée, ces fonctions doivent permettre la modification des paramètres, à volonté ou presque. La réalisation de cette implémentation dans sa totalité peut conduire à des résultats erronés si les codes contiennent des erreurs. La présence de celles-ci peut être occultée par le fait que les résultats semblent corrects et que le modèle semble stable. Il est donc nécessaire de réaliser des contrôles sur des bases théoriques ou par comparaison avec des valeurs mesurées permettant de s'assurer de la précision du modèle.

Deux types de vérification générale sont effectués sur le modèle. La première est de vérifier que la réflexion en paroi est correctement modélisée, la deuxième est de vérifier sa capacité à modéliser l'impact des diffuseurs.

Il est rappelé au lecteur que les surfaces sont supposées localement réactives et que les équations théoriques définissant le coefficient de réflexion reposent sur une hypothèse d'onde plane incidente en paroi.

6.1 Condition limite indépendante de la fréquence

De manière à vérifier l'implémentation du modèle de condition limite indépendante de la fréquence, le coefficient de réflexion effectif dans le modèle doit être comparé à celui, théorique, implémenté par le biais de l'impédance spécifique. Pour réaliser cette vérification, deux méthodes sont possibles. L'une est de calculer le coefficient de réflexion effectif grâce à l'équation (2.2.8), la deuxième est d'employer la méthode des fonctions de transfert utilisée dans la technique de mesure en tube à impédance [5]. Les deux méthodes ont été testées lors de la réalisation de ce projet. Par souci de concision, seule la première est présentée ci-après.

L'espace acoustique est configuré avec des conditions de champ libre, conformément à l'équation (5.2.19), sur toutes ses frontières excepté sur une partie de frontière où est simulée une surface

réfléchissante, conformément à l'équation (5.2.9). De par l'équation (2.2.8), la pression sur la surface est la somme de l'onde incidente et de l'onde réfléchie par la paroi. Sur la paroi, il n'y a pas de décroissance de l'énergie entre ces deux ondes, donc la différence d'amplitude est uniquement due au coefficient de réflexion R . S'il est possible d'effectuer le rapport de l'onde réfléchie p_r sur l'onde incidente p_i , il est alors possible de calculer le coefficient de réflexion R .

En réalité, ce calcul ne peut pas être effectué sur la paroi car il est impossible de séparer les deux ondes, incidente et réfléchie. La procédure est donc la suivante : à une certaine distance de la paroi, une source émet une impulsion, celle-ci atteint la paroi, y est réfléchie et repart dans la direction opposée. En un point de mesure, distant de la paroi, sont successivement mesurées l'onde incidente p_i et l'onde réfléchie p_r . La distance du point de mesure à la paroi est choisie de telle sorte que les deux impulsions soient physiquement bien identifiées et séparables. Cette première mesure définit la distance de propagation, entre le point d'émission de la source et le point de mesure, après réflexion. De manière à supprimer la décroissance d'amplitude due à la distance de propagation, il est nécessaire d'effectuer un deuxième calcul de l'onde incidente parcourant une distance identique à celle parcourue par l'onde réfléchie. Une fois ces deux calculs effectués, il est possible d'effectuer le rapport de l'onde réfléchie sur l'onde incidente. De manière à vérifier la valeur du coefficient de réflexion en fonction de la fréquence, la transformée de Fourier est préalablement appliquée aux deux impulsions mesurées. Enfin, le coefficient de réflexion effectif dans le modèle est comparé à celui théoriquement implanté dans le modèle.

Pour la présente vérification, un coefficient de réflexion R arbitraire est fixé à 0.9 et est introduit dans les équations de condition aux limites indépendantes de la fréquence par la formule d'inversion (2.2.10).

La procédure décrite auparavant est suivie. La source et le point de mesure coïncident et sont situés à 150 m de la paroi, la distance directe de décroissance est donc 300 m. La fréquence d'échantillonnage est fixée à 1000 Hz. Après calcul, le coefficient de réflexion théorique implémenté est comparé au coefficient de réflexion effectif dans le modèle. Ceux-ci sont présentés Figure 6.1, ci-après.

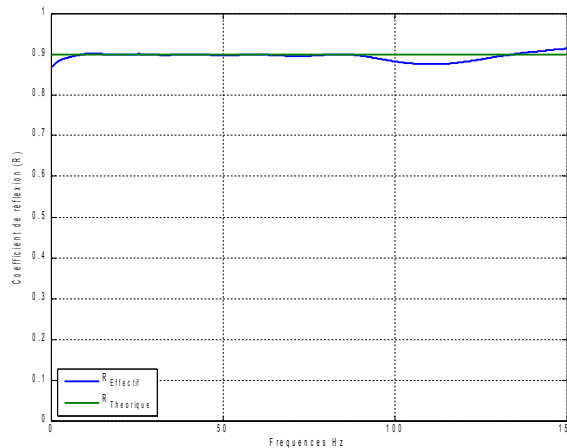


Figure 6.1: Comparaison entre les valeurs théoriques de R , en vert, et la valeur effective dans le modèle, en bleu.

Il peut être constaté Figure 6.1 que le coefficient de réflexion théorique implémenté, ligne verte, est bien semblable à celui effectif dans le modèle, courbe bleue. Il est indépendant de la fréquence et donc identique sur toute la largeur de bande.

Il existe toutefois deux régions fréquentielles où les deux valeurs s'écartent légèrement, en très basses fréquences, en dessous de 10Hz et vers les fréquences au-dessus de 100Hz. Des tests préliminaires, effectuant le même calcul mais pour différentes distances de propagation, ont démontré que la différence en basses fréquences est due au fait que l'hypothèse d'onde plane n'est pas respectée en dessous de cette fréquence. L'écart constaté en hautes fréquences est dû à l'apparition de l'effet de la dispersion mentionné au paragraphe 5.1 et correspondant à la limite connue pour ce schéma de calcul et mentionnée au paragraphe 5.3, soit $0.1 \times f_s$. Il est ici très présent car la distance de propagation est très importante (300 m). Des tests complémentaires ont montré que cet effet se déplace vers les hautes fréquences lorsque la fréquence d'échantillonnage est augmentée, ce qui confirme cette hypothèse.

La présente vérification démontre que la simulation de conditions limites, indépendantes de la fréquence, est correctement effectuée dans le modèle FDTD créé.

6.2 Condition limite dépendante de la fréquence

De manière identique, le modèle de condition limite dépendante de la fréquence doit être vérifié. Cette fois, le coefficient de réflexion effectif dans le modèle doit être comparé à celui, théorique,

implémenté par le biais du filtre numérique de réflexion.

Il doit être noté que le coefficient de réflexion théorique peut subir une première approximation lors de la création du filtre numérique, si celui-ci n'est pas directement créé par ce dernier. C'est le cas, par exemple, lorsque le coefficient de réflexion provient d'un modèle théorique représentant le comportement d'un matériau absorbant et que celui-ci est transposé via un algorithme en filtre numérique. L'approximation sera plus ou moins fidèle et dépendra notamment de l'ordre du filtre numérique.

Pour la présente vérification, un filtre numérique arbitraire est créé avec la fonction « yulewalk » de Matlab, à partir de valeurs de R pré-définies en fonction de la fréquence. La procédure utilisée au paragraphe précédent est de nouveau suivie à l'exception près que le modèle de condition limite est remplacé par celui dépendant de la fréquence, conformément aux équations (5.2.13) à (5.2.16). Les configurations de calcul sont identiques.

Le coefficient de réflexion théorique implémenté via le filtre numérique est comparé au coefficient de réflexion effectif dans le modèle, Figure 6.2.

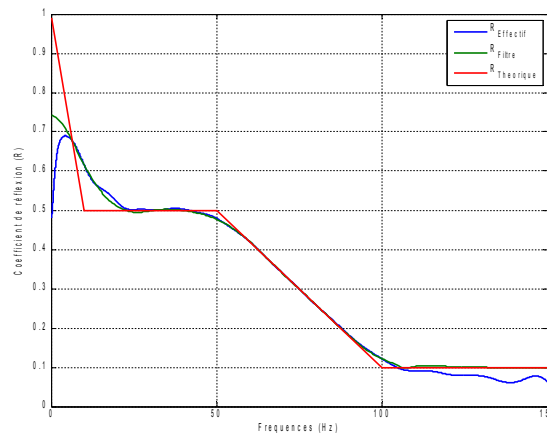


Figure 6.2: Comparaison entre les valeurs théoriques de R , en rouge, la transposition en filtre numérique, en vert, et la valeur effective dans le modèle, en bleu.

Il peut être constaté, Figure 6.2, que le coefficient de réflexion effectif simulé dans le modèle, courbe bleue, est sensiblement identique à la valeur implémentée par le filtre numérique, courbe verte. Ces deux courbes sont très proches de la valeur théorique, courbe rouge. La différence entre la valeur théorique et son approximation en filtre numérique est due à l'approximation mentionnée auparavant. La valeur théorique de R subit d'abruptes variations qui sont difficiles à approximer excepté si l'ordre du filtre est très important. Dans le cas présent, le filtre utilisé est du 13^{ème} ordre.

Des tests préliminaires ont montré qu'une quasi parfaite approximation pouvait être atteinte avec un filtre au 50^{ème} ordre⁸. Entre le coefficient de réflexion effectif, courbe bleue, et sa version digitale, courbe verte, il existe quelques différences pour les basses fréquences, situées en dessous de 10 Hz, et vers les fréquences au-dessus de 100Hz. Les raisons de ces différences sont les mêmes que celles mentionnées lors de la vérification décrite au paragraphe 6.1 précédent.

La présente vérification démontre que la simulation de conditions limites, dépendantes de la fréquence, est correctement effectuée dans le modèle FDTD créé.

6.3 Modèle de condition limite avec réflexion diffuse

L'implémentation du modèle de réflexion diffuse en paroi est basée sur le cas précédent, à l'exception de l'introduction d'un filtre numérique complémentaire dédié à introduire un délai à la réflexion. La vérification du filtre de délai « passe-tout » peut être effectuée avec la fonction « group delay », délai de groupe, qui peut être calculée avec Matlab et qui donne le nombre d'échantillons retardés d'un filtre numérique.

Après cette vérification préliminaire, la combinaison des deux filtres numériques, nommément $R_a(z)$ et $R_d(z)$ dans l'équation (5.2.20) peut être effectuée. Une solution pour vérifier l'implémentation de ce type de limite serait de simuler, grâce au filtre, une distance plus longue que celle existant entre la source et la paroi et de vérifier le temps d'arrivée des impulsions. Toutefois, cette méthode n'est pas très fiable due à l'échantillonnage du signal. Il est impossible de trouver précisément le point maximum exact de chaque impulsion et de calculer l'écart temporel entre les deux. Il serait nécessaire de recourir à une extrapolation entre les points d'échantillonnage, sujet elle-même à discussion. Une autre méthode de vérification est de vérifier la capacité du modèle à simuler la diffusion en paroi et de comparer le résultat du même calcul réalisé par une autre méthode. Ceci permet par ailleurs, de vérifier les codes créés pour dimensionner et placer les diffuseurs en paroi du modèle, et permettant de reconnaître automatiquement le type de frontière en chaque point et d'y associer l'équation de calcul correspondante.

La deuxième solution est donc préférée et réalisée. La réponse polaire d'un réseau de diffuseur est calculée et comparée aux résultats obtenus avec un modèle de résolution par élément fini (FEM). La vérification est faite pour un réseau de diffuseurs constitué de 6 périodes de QRD diffuseurs, de nombre premier $N=7$. La fréquence de dimensionnement, f_0 , est fixée à 493 Hz, ce qui conduit à une

⁸ L'ordre du filtre ayant un impact non négligeable sur le temps de calcul, il est préférable de maintenir ce dernier à une valeur faible.

profondeur de cavité maximum, d_{max} , de 0.197 m. La largeur de cavité, w , est fixée à 0.085 m, ce qui conduit à une fréquence maximale, f_u , de 1983 Hz. La procédure décrite au paragraphe 2.4.3 est suivie. La source est placée à incidence normale à une distance de 3 m du centre de la surface diffusante. Les points de réception sont placés sur un demi-cercle de rayon égal à 2 m. La résolution angulaire est de 5° entre chaque point. Le maillage total de l'espace acoustique représente une surface de 5 m de long et 4 m de large, la surface diffusante est placée dans le milieu de la plus grande dimension. Excepté pour la surface de l'échantillon testé, les frontières sont configurées en condition de champ libre, conformément à l'équation (5.2.19). La fréquence d'échantillonnage est fixée à 33660 Hz, ce qui conduit à obtenir 6 points de maillage à l'intérieur de chacune des cavités. Pour cette simulation, le filtre numérique d'absorption est réalisé de telle manière que l'absorption soit nulle à toutes les fréquences, ce qui implique $R_a(z)=1$.

La pression diffuse est calculée à quelques fréquences discrètes avec le modèle FEM : 126, 185, 271, 398, 584, 858, 1259, 1848 et 2712 Hz, et donc les résultats obtenus avec le modèle FDTD sont comparés uniquement pour ces fréquences.

Ci-dessous, Figure 6.3, sont comparées les réponses polaires obtenues avec les deux modélisations, dans les conditions décrites précédemment. Deux fréquences d'observation sont présentées : 584 Hz et 1848 Hz. Tous les résultats sont reportés en annexe.

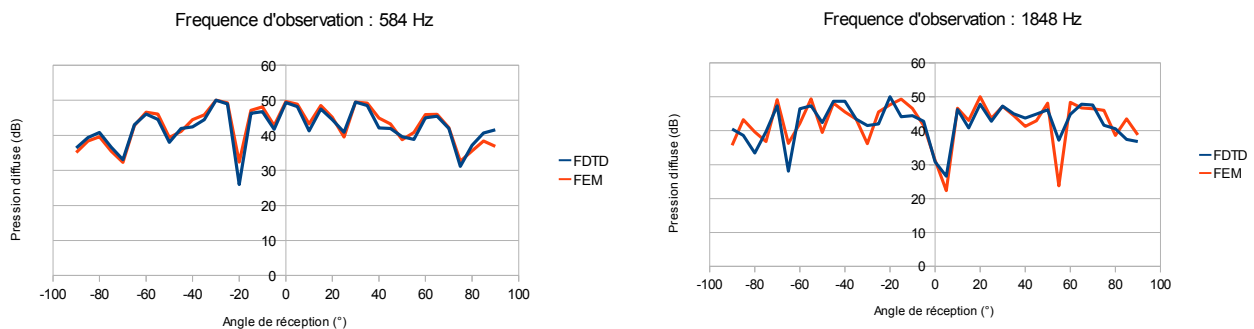


Figure 6.3: Comparaison de la réponse polaire calculée avec les deux modèles FDTD et FEM, pour la même surface diffusante, à deux fréquences d'observation.

Il peut être constaté, Figure 6.3, que les deux modèles donnent des résultats très comparables et confirment la validité de l'implémentation des conditions de réflexion diffuse en paroi dans le modèle ainsi que toutes les fonctions secondaires utiles créées.

7 Configuration du modèle en vue des tests subjectifs

Dans cette partie est décrite la configuration du modèle FDTD en vue de calculer les différentes réponses impulsionnelles binaurales. Cette partie concerne la configuration numérique du modèle ainsi que les différentes configurations acoustiques testées.

7.1 Configuration numérique

De manière à obtenir un contenu spectral significatif pour les auralisations, au regard de la variation des caractéristiques des diffuseurs prévue, du contenu spectral de la source, de l'effet de dispersion [32] et du rendu audio, la fréquence d'échantillonnage doit être ajustée.

Pour le rendu audio, le contenu spectral devrait être le plus large possible. Des tests informels ont conduit l'auteur à atteindre une fréquence située autour de 8kHz, ce qui implique d'utiliser une fréquence d'échantillonnage de 80 kHz, compte tenu de la limite haute fréquence due à la dispersion.

Pour que la condition de stabilité soit remplie, définie par le nombre de Courant dans l'équation (5.1.5), une telle fréquence d'échantillonnage conduit à une résolution spatiale du maillage de $X=0.006\text{ m}$.

7.2 Configuration acoustique

Puisque les diffuseurs trouvent beaucoup de leurs applications dans les studios d'enregistrement, une salle de petite taille, comparable à une cabine de contrôle, a été choisie pour effectuer les tests. Les dimensions de la salle sont de 4 m x 3 m. Pour éviter l'effet de la périodicité discuté au paragraphe 2.4.1, un nombre premier grand a été choisi, $N=31$. La fréquence de dimensionnement du diffuseur, f_0 , est donc seulement gouvernée par la profondeur de cavité maximale, d_{max} . La largeur des cavités est définie telle que f_u soit égale à 4722 Hz, ce qui conduit à une largeur totale des diffuseurs de 1.12 m et 6 points de maillage représentent la largeur de chaque cavité. De par le modèle de réflexion diffuse, la profondeur des cavités est simulée par les filtres numériques d'impédance et est donc indépendante du maillage. De même, les séparations des cavités existent du fait de l'existence des filtres sur chacun des points du maillage concernés et n'ont donc pas d'épaisseur. L'absorption est supposée nulle sur la surface des diffuseurs.

Quatre diffuseurs sont positionnés sur les frontières de la salle, un par côté. La source est positionnée au 4/5 de la longueur, dans le milieu de la largeur. Le point de réception, représentant la tête simulée par une ellipse, est positionnée au 1/5 de la longueur de la pièce, dans le milieu de la

largeur. Les quatre diffuseurs sont positionnés de manière à avoir un impact dès les premières réflexions. Deux sont placés au milieu de la largeur, et les deux autres sont décalés de 15 cm du centre de la longueur en direction de la source.

Sur la Figure 7.1 peut être observé cet arrangement. Les flèches indiquent la position des diffuseurs sur les côtés, la source est localisée par un cercle étiqueté “SRC” et les deux oreilles sont localisées par deux cercles étiquetés “REC L” et “REC R”, la tête elle-même ne se voyant pas.

Les dimensions de l'ellipse représentant la tête humaine sont basées sur les données fournies dans [22]. La condition limite sur la tête est supposée indépendante de la fréquence et parfaitement réfléchissante.

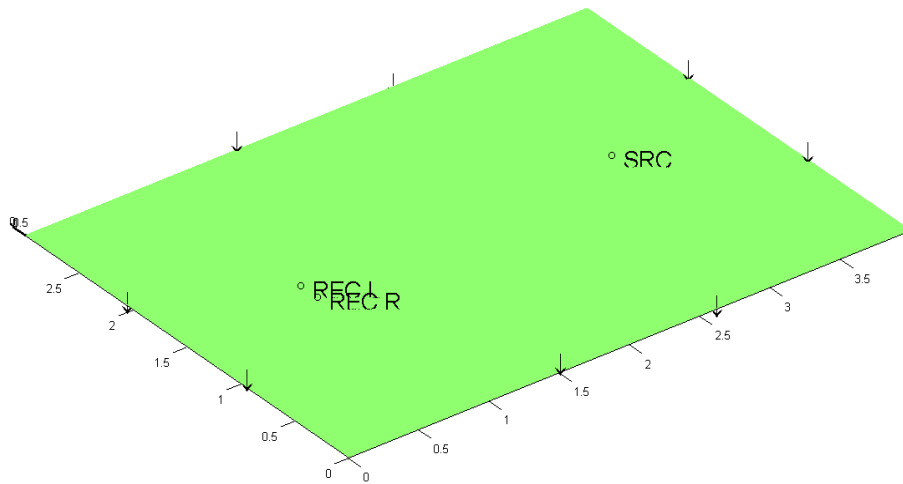


Figure 7.1: Simulation 2D de la salle de dimensions 3 m x 4 m, les flèches indiquent la position des diffuseurs, la source est identifiée par un cercle étiqueté « SRC » et les positions des oreilles sont identifiées par deux cercles étiquetés « REC L » et « REC R ».

Dans cette salle virtuelle, la modification des caractéristiques physiques des diffuseurs est simulée. D'une configuration à l'autre, la profondeur de cavité est accrue par palier, augmentant ainsi la largeur de bande de l'efficacité des diffuseurs vers les basses fréquences. Sept configurations sont établies. La première fixe la profondeur de cavité, d_{max} , à 0 m, ce qui n'implique aucun effet de diffusion et fournit donc le cas d'une réflexion spéculaire. La deuxième configuration fixe la profondeur de cavité d_{max} à 0.035 m et les six configurations suivantes correspondent à un accroissement de cette valeur par palier de 0.05 m, ce qui conduit la dernière configuration à d_{max} égale à 0.285 m.

Figure 7.2 (a) ci-dessous, sont synthétisées les sept configurations de test, indiquant la profondeur

maximum de cavité, d_{max} , et la fréquence de dimensionnement correspondante, f_0 , des diffuseurs, de par l'équation (2.4.4). Figure 7.2 (b), un graphique trace le coefficient de diffusion en incidence normale pour chacune des sept configurations de test.

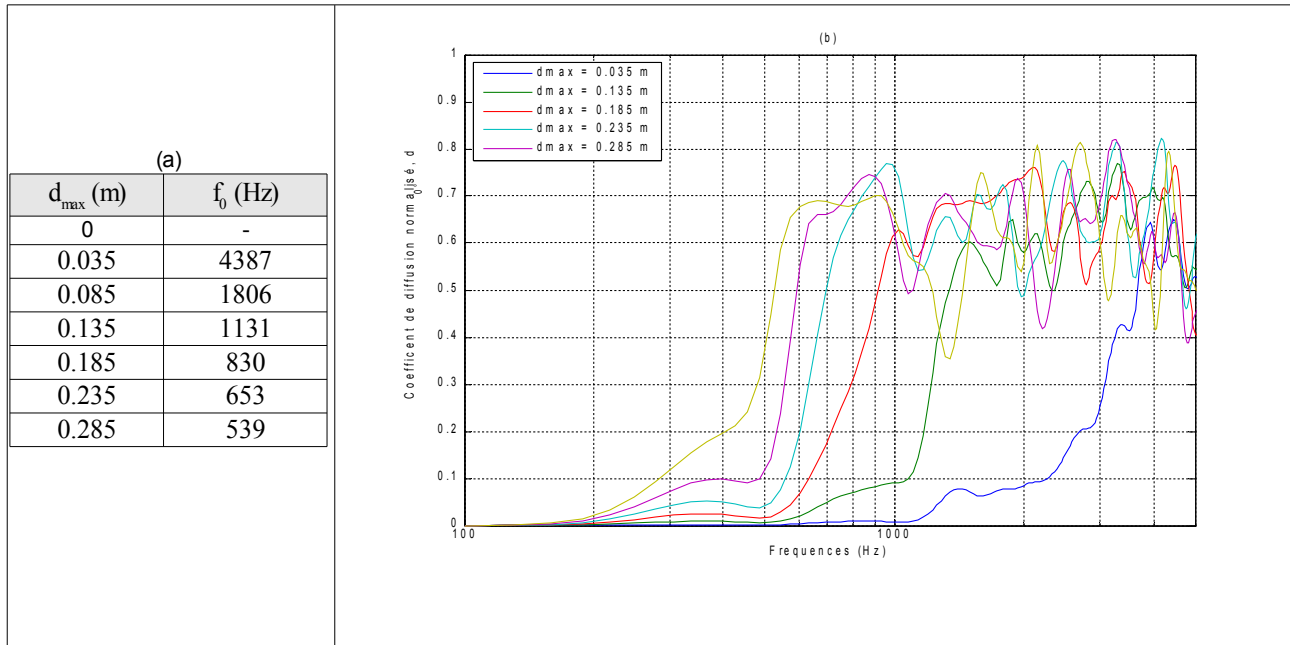


Figure 7.2: Résumé des configurations testées : (a) tableau des relations entre d_{max} et f_0 pour chacune des configurations, (b) variation du coefficient de diffusion normalisé correspondant à chaque configuration testée, pour un calcul en incidence normale, ψ égal à 0° .

7.3 Réponses impulsionnelles calculées

Pour les sept configurations, les réponses impulsionnelles binaurales sont calculées. Ces réponses sont convoluées par la suite avec un signal anéchoïque pour produire les auralisations pour les tests subjectifs.

Figure 7.3, peuvent être observées pour comparaison huit réponses impulsionnelles, correspondantes aux sept configurations testées (b) à (h), et une configuration complémentaire, (a), correspondante à la même configuration source récepteur mais dans des conditions de champ libre. Pour la clarté de la présentation, seules sont présentées les réponses mesurées à l'oreille gauche et uniquement les premières 40 ms de celles-ci. La modification de l'amplitude des réflexions peut être observée sur les différents graphiques (b) à (h). Le nombre et l'amplitude des fortes réflexions décroît lorsque la largeur de bande de la diffusion est augmentée. Il peut être également observé que l'énergie est plus distribuée dans le temps, les « trous » entre fortes réflexions visibles sur le graphique (b) disparaissent rapidement lorsque la diffusion est augmentée.

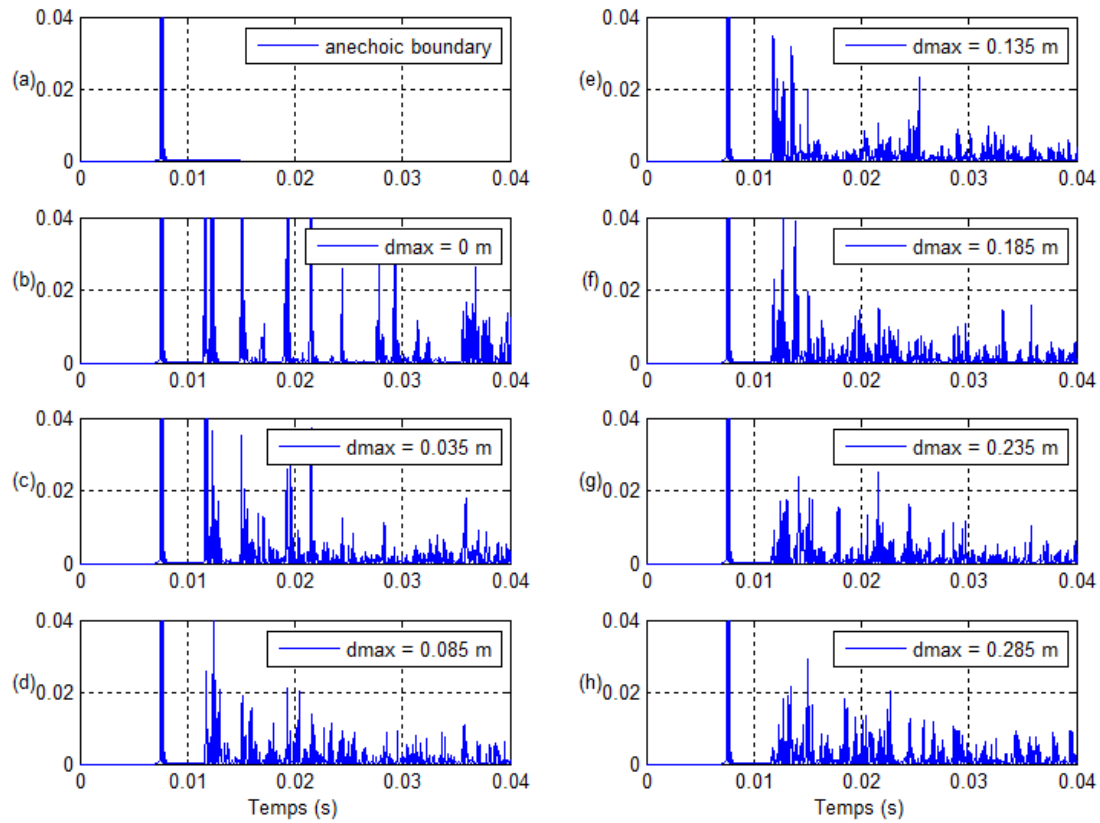


Figure 7.3: Réponses impulsionnelles mesurées entre la source et l'oreille gauche de la tête simulée, pour les sept configurations de test, (b) à (h), avec une configuration de champ libre ajoutée pour comparaison (a).

Dans tous les cas, (b) à (h), la durée de réverbération a été maintenue constante.

8 Test subjectif

8.1 Stimuli

Le choix du signal, servant de support à l'auralisation, avec lequel sont convoluées les réponses impulsionnelles est d'importance pour les tests subjectifs. Il peut être un signal physique tel un bruit rose ou un bruit blanc, ou encore un signal musical synthétique ou enregistré en chambre anéchoïque. Pour faire ce choix, plusieurs problèmes doivent être considérés.

Physiquement, le contenu spectral du signal doit être suffisamment large pour montrer, une fois convolué, les différences entre les configurations testées. Par exemple, si les modifications acoustiques se situent entre 5000 et 10000 Hz, le contenu spectral du signal doit intégrer cette bande de fréquences. Par ailleurs, la structure et la nature du signal, c'est à dire sa stabilité, son impulsivité, son rythme, son timbre, peuvent avoir un effet de masque et cacher certains effets psychoacoustiques.

Psychologiquement, le signal doit être le plus court possible et éviter l'ennui. La longueur du signal, spécialement lorsque celui-ci est de la musique, a une influence sur la facilité à utiliser la mémoire auditive pour procéder au jugement. De plus, les sujets sont souvent autorisés à écouter plusieurs fois les signaux à comparer pour aider à la comparaison. Si le signal est long et/ou ennuyeux, dernier point tout à fait subjectif, l'implication du sujet dans le test peut décroître rapidement.

Pratiquement, dans le cadre du présent test, un point est que les diffuseurs sont souvent utilisés dans des milieux concernant la parole ou la musique. Un deuxième point est que la quantité d'échantillons de signaux anéchoïques à disposition n'est pas toujours importante ou que ceux-ci ne sont pas facilement réalisables. Le choix doit donc être fait suivant les données à disposition.

Considérant ces trois points de vue et les motivations pour ce projet, deux échantillons de musiques anéchoïques ont été retenus. L'un est un solo de clarinette d'une durée de 7 secondes et l'autre est un solo de voix, d'une durée de 5 secondes.

Les stimuli sont créés par convolution des réponses impulsionnelles binaurales avec les deux échantillons de musique choisis.

8.2 Procédure du test subjectif

Le test est organisé en deux parties, chacune relative à l'un des signaux sélectionnés. La méthode par comparaison par paire est utilisée, avec deux questions :

1. “Percevez vous une différence ?”
2. “Si oui, quel son préférez-vous ?”

La question 1 est notée sur une échelle continue, depuis « très similaires » à « très différents ». Pour la question 2, il est demandé au sujet de pousser un curseur dans la direction de son choix, au maximum de l'échelle : maximum gauche pour le 1er son présenté, maximum droit pour le 2ème son présenté. Il est également possible pour le sujet de laisser le curseur en position médiane s'il n'a aucune préférence.

Le test est présenté avec une interface logicielle, réalisée avec Matlab (GUI), présentée Figure 8.1. Cette interface permet de noter les réponses et d'écouter autant de fois que nécessaire les deux sons de la paire présentée. Après confirmation de la réponse dans une case à cocher, le sujet passe à la paire suivante, les résultats sont enregistrés automatiquement dans une matrice.

Pour chacune des parties du test, il y a 7 stimuli à comparer, par paire. Ceci conduit à 21 paires différentes possibles, qui doivent être testées par tous les sujets. De manière à présenter les paires dans un ordre de présentation optimum, la technique de Ross est utilisée [33]. Cette technique permet d'écarter autant que possible deux successives présentations du même stimulus. De plus, l'ordre de présentation de chacune des parties du test est inversé à chaque sujet.

La reproduction est faite avec des écouteurs (AKG k 250), le sujet est placé dans une salle calme avec un bruit de fond très bas. Le sujet est autorisé à ajuster le niveau sonore des écouteurs à sa convenance, via la carte son (M-Audio MobilPre).

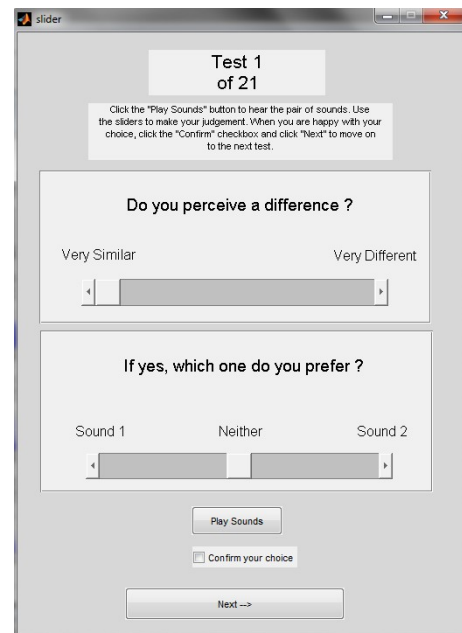


Figure 8.1: Interface logicielle utilisée pour les tests subjectifs.

8.3 Pourquoi cette procédure ?

L'échelle de notation a été préférée à la méthode des choix imposés, qui aurait conduit dans cette étude à un choix entre « oui » et « non » pour la question 1. La méthode choisie est supposée apporter plus d'informations sur l'appréciation de la différence.

La deuxième question est posée de manière à obtenir une information complémentaire en terme de préférence, de « goût ». L'objectif est d'observer également une possible variation de la préférence en relation avec l'accroissement de la largeur de bande efficace des diffuseurs.

Pour les raisons expliquées au paragraphe 8.1, des signaux anéchoïques courts ont été choisis. Ceci permet une durée de chacune des parties du test de 10 à 15 mn, et donc une durée totale maximum du test subjectif de 30 mn. Cette limite de temps a été prise en compte au moment du choix des signaux anéchoïques. Le test a été voulu le plus court possible afin d'éviter la perte de concentration des sujets. C'est également l'une des raisons qui a conduit à ne poser que deux questions simples, compréhensibles par tous, la période d'entraînement nécessaire à la reconnaissance des attributs subjectifs étant ainsi évitée⁹.

8.4 Auditeurs/Sujets

Seize personnes ont participé au test. Toutes étaient étudiantes, dont quinze d'entre elles, des hommes, étudiants en acoustique ou vibration. Leur âge moyen était de 28 ans et elles avaient participé à une moyenne de 10 tests de ce type auparavant. Leur capacité auditive n'a pas été mesurée, mais aucune n'a rapporté de défaut d'audition.

8.5 Résultats

8.5.1 Analyse des réponses

Les scores moyens [34] sont calculés par

$$H_n = \sum_{i \neq n} P_{in} \quad (8.5.1)$$

où P_{in} est la préférence ou la différence dans la paire $\{i, n\}$:

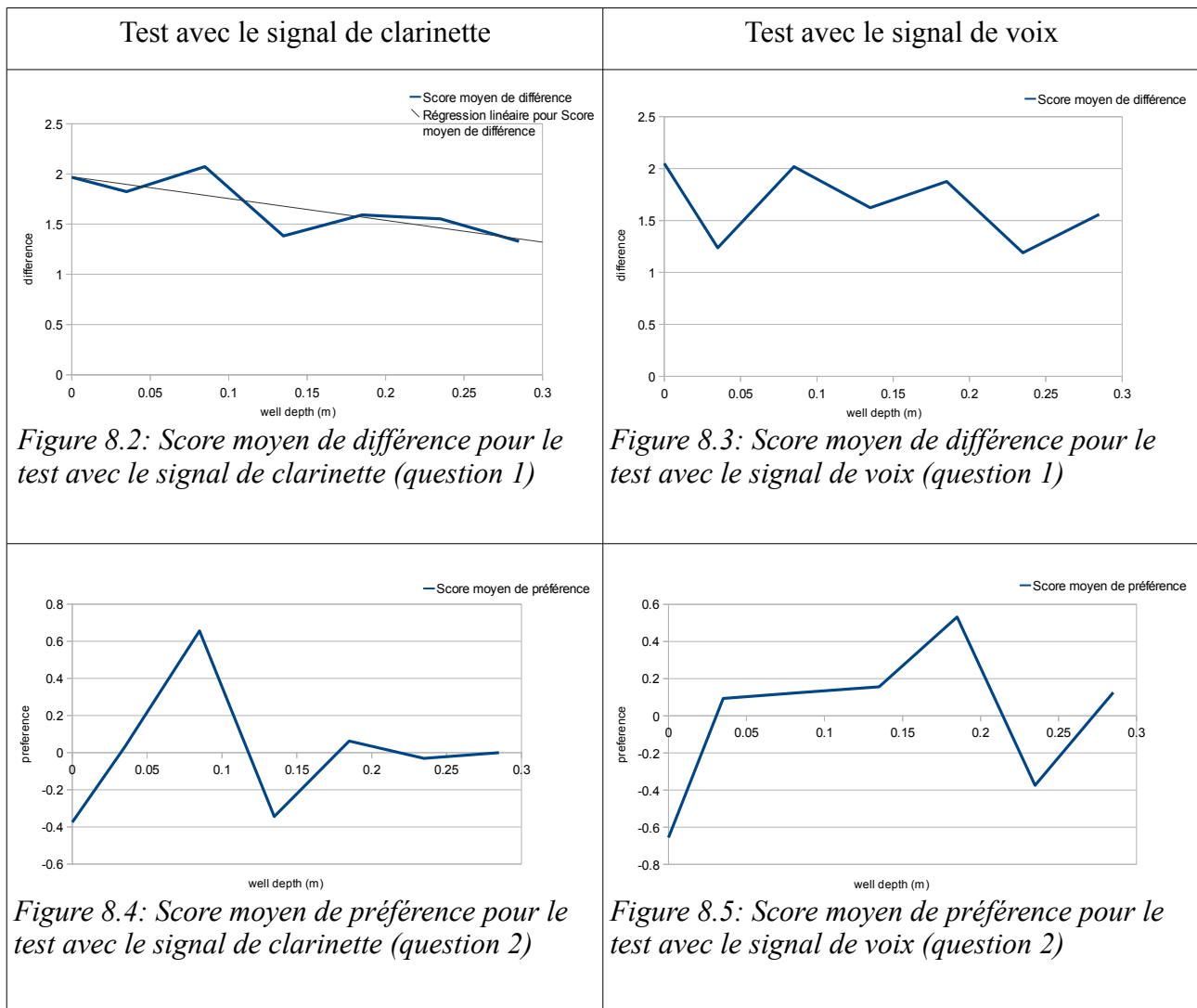
⁹ Un attribut perceptif décrit une sensation perceptive et est exprimée par un mot : chaud, froid, doux, rugueux, etc.
Pour utiliser de tels descripteurs dans les tests subjectifs, une période d'entraînement est nécessaire afin de s'assurer, autant que possible, que tous les sujets utilisent les mêmes mots pour décrire les mêmes sensations perceptives

$$P_{in} = -\frac{1}{N} \sum_{k=1}^N P_{in}^k \quad (8.5.2)$$

P_{in}^k étant la réponse de l'auditeur k pour la paire $\{i,n\}$ et N le nombre total d'auditeurs.

Les scores H_n sont présentés, ci-après, pour les deux tests. Les scores moyens pour le test avec le signal de clarinette sont présentés Figure 8.2 et Figure 8.4, pour les questions 1 et 2 respectivement. Les scores moyens pour le test avec le signal de voix sont présentés Figure 8.3 et Figure 8.5, pour les questions 1 et 2, respectivement.

Pour la clarté des résultats, au regard de l'objectif de ce projet, les scores moyens sont tracés en fonction de la profondeur de cavité maximum du diffuseur, d_{max} . Les scores moyens de différences et de préférences perçues sont donc exprimés directement par rapport à la caractéristique physique ayant une influence sur la largeur de bande efficace du diffuseur.



8.5.2 Analyse des scores

Pour considérer une corrélation entre les scores moyens de différence ou de préférence et la profondeur maximale des cavités des diffuseurs, le coefficient de corrélation, r , doit être supérieur ou égal à $|0.754|$. Cette valeur correspond, pour une telle configuration de test à 95% de confiance dans les résultats. De ces quatre résultats, seule la question 1 du test avec le signal de clarinette permet d'établir une corrélation entre les deux quantités ($r = -0.791$). Pour les autres cas, r varie entre -0.36 et 0.32, ce qui ne permet pas d'établir de relation entre les deux variables. Cela ne veut pas dire qu'il n'y pas de relation entre ces deux quantités, cela montre uniquement que le test réalisé n'en montre pas.

8.6 Discussion

Tous les sujets ont fait l'observation que la différence entre les sons est très subtile et que le jugement est très difficile. Les scores moyens ont confirmé cette difficulté.

La corrélation trouvée pour la question 1 du test avec le signal de clarinette est surprenante puisque la différence moyenne décroît lorsque le paramètre physique croît. Ceci va à l'encontre des résultats naturellement attendus et notamment à celui obtenu par D. Takahashi et R. Takahasi [2].

L'écoute des différentes réponses impulsionnelles obtenues montre des différences claires. Il doit être vérifié que des différences physiques existent sur les signaux écoutés par les sujets. Pour ce faire, sont présentés les spectrogrammes des deux configurations extrêmes, $d_{max} = 0$ m et $d_{max} = 0.285$ m, Figure 8.6 pour le test avec le signal de voix et Figure 8.7 pour le test avec le signal de clarinette. Dans les deux cas, les spectrogrammes correspondent aux signaux présentés à l'oreille gauche des sujets.

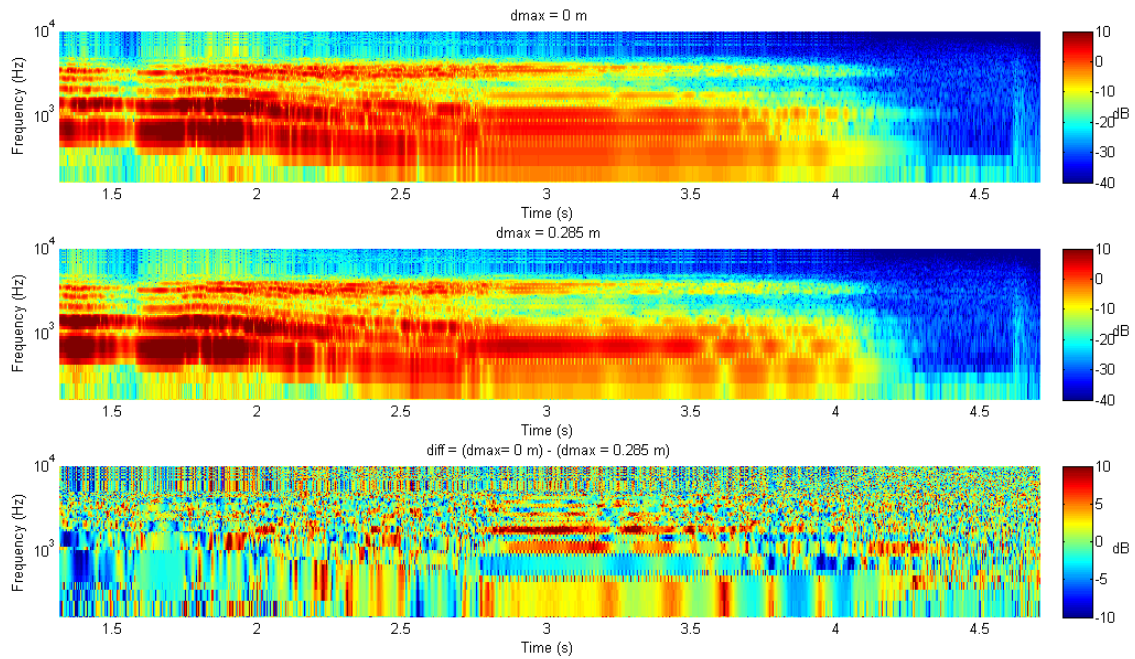


Figure 8.6: Comparaison des spectrogrammes des deux configurations extrêmes testées, pour le test avec le signal de voix. Haut : $d_{max} = 0$ m , milieu : $d_{max} = 0.285$ m , bas : différence entre les deux cas.

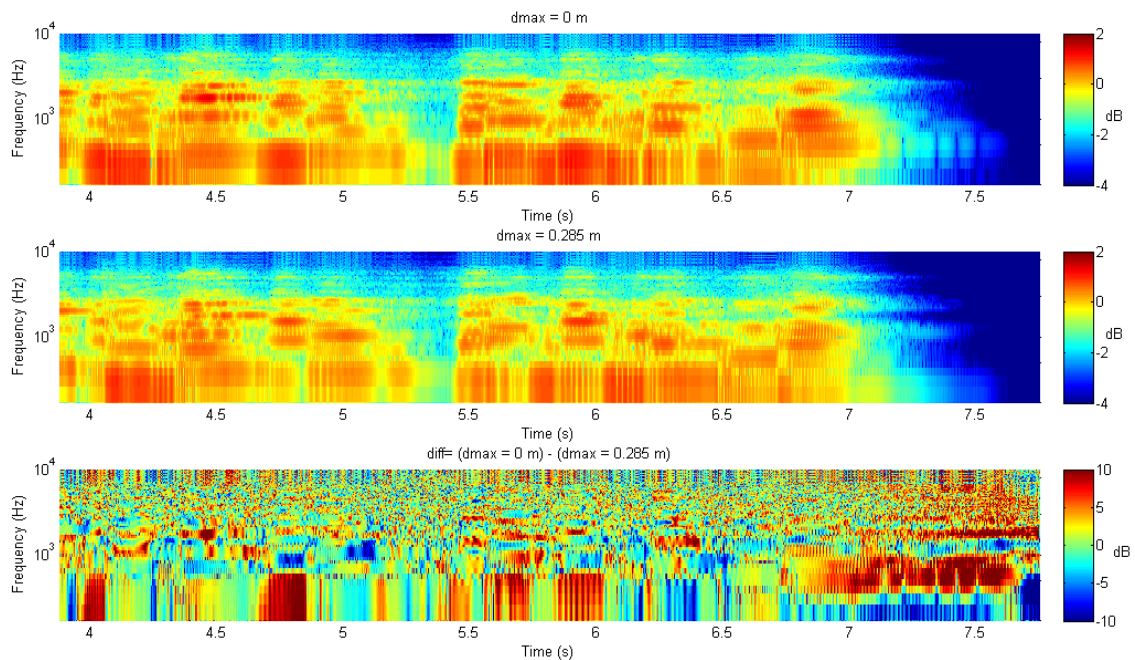


Figure 8.7: Comparaison des spectrogrammes des deux configurations extrêmes testées, pour le test avec le signal de clarinette. Haut : $d_{max} = 0$ m , milieu : $d_{max} = 0.285$ m , bas : différence entre les deux cas.

Figure 8.6 et Figure 8.7, des différences existent et peuvent être observées entre les spectrogrammes. Il peut être vu que la répartition en énergie est légèrement différente dans le temps, due aux interférences et l'étalement temporel provoqués par les diffuseurs.

Des différences existent donc sur la totalité de la largeur spectrale, même si elles sont faibles dans les deux cas, et très courtes dans le temps (ms). Les signaux ne sont donc pas à remettre en cause à posteriori.

Il est impossible de dire si ces différences devraient être perçues ou non par les sujets en l'état de la méthode. Certaines vérifications doivent être menées et des améliorations apportées à la méthode avant de réaliser un nouveau test confirmant ou non ces résultats.

L'impact des diffuseurs étant majoritairement sur des effets spatiaux, il doit être vérifié avec précision que ceux-ci sont correctement reproduits avec la solution ici proposée. Le modèle elliptique de tête associé au placement des oreilles peut être responsable d'une mauvaise représentation des effets spatiaux et doit être à minima comparé avec un modèle analytique existant [35]. Une autre solution est de comparer des HRTF mesurées et des HRTF calculées pour une même configuration. Ceci est réalisable avec un modèle en trois dimensions plus complet.

Un autre point concerne la largeur de bande de fréquence utilisée avec le présent modèle et sa linéarité. Le contenu spectral de la source est limité à 8kHz. Cette limitation en fréquence a un impact sur la brillance du son et même si les effets testés ne sont pas situés dans la bande passante manquante, 8 – 20 kHz, ceci donne un caractère peu naturel du rendu audio et peut être un point de perturbation pour les sujets. Plus important, la réponse en fréquences n'est pas linéaire et favorise les fréquences médium, ce qui doit être rectifié. Ceci est notamment dû à l'implémentation de la source dans le modèle 2D et peut être corrigé dans un modèle 3D.

Le dernier aspect concerne l'égalisation des écouteurs. Ceci n'a pas été réalisé pour les raisons expliquées au paragraphe 4 et peut être responsable d'une mauvaise représentation des effets psychoacoustiques. De plus amples investigations devraient être réalisées afin d'établir l'importance de cet aspect au regard de la difficulté de réaliser de manière efficace une telle égalisation pour chacun des sujets.

Enfin, concernant la méthode de test, vu que les différences sont subtiles, une présentation des signaux de manière synchronisée, permettant de passer de l'un à l'autre instantanément, doit faciliter les comparaisons.

9 Conclusion

9.1 Conclusion générale

Les diffuseurs acoustiques sont développés depuis peu et leur « design » ne repose, pour le moment, qu'exclusivement sur leurs performances acoustiques. Ils ont été peu testés d'un point de vue subjectif. Un grand nombre d'informations demeure encore inconnu, par exemple, leur placement, les designs préférés, la sensibilité auditive face à la diffusion en quantité et en fréquence. Ces constations ont motivé la réalisation du projet décrit ici. L'objectif de celui-ci était d'élaborer une méthode d'évaluation subjective de l'impact des caractéristiques physiques des diffuseurs acoustiques dans une salle. L'ambition était non seulement de produire une méthode de test mais également de l'employer pour évaluer l'impact des différentes caractéristiques physiques régissant la largeur de bande efficace de diffusion. Tous ces objectifs n'ont pu être atteints mais une méthode d'évaluation a fait l'objet d'un premier développement et un premier test subjectif a été mené.

La méthode repose sur une technique d'auralisation. Elle est composée d'une modélisation numérique par différence finie dans le domaine temporel (FDTD) et d'une reproduction binaurale avec des écouteurs. La méthode FDTD est un modèle par approche par ondes qui permet de résoudre l'équation de propagation dans le temps et l'espace. Elle permet de simuler correctement les phénomènes d'interférence et de diffraction qui sont essentiels dans le comportement acoustique des diffuseurs. Pour une première évolution de la méthode, le modèle est réalisé en deux dimensions. La partie enregistrement et reproduction de l'auralisation est effectuée en simulant une tête humaine par une ellipse sur laquelle la diffraction des ondes peut se produire. Cette technique permet d'approcher les effets spatiaux liés à l'écoute, produits dans la réalité.

Les diffuseurs employés dans les tests subjectifs sont des diffuseurs de Schroeder de type QRD, agissant dans 1 dimension. Ces diffuseurs ont la caractéristique de présenter une succession de puits de différentes profondeurs, dans le sens de la longueur. Ils peuvent être représentés par une frontière linéaire, ou surfacique le cas échéant, sur laquelle il existe une variation d'admittance. Cette admittance est uniquement complexe et implique une modification de la phase de l'onde à la réflexion, ce qui simule la profondeur des puits. Cette approximation était employée par Schroeder pour développer ses diffuseurs. Elle est aussi utilisée ici pour dimensionner les différents diffuseurs employés dans les tests subjectifs et les simuler dans le modèle numérique.

Le test subjectif réalisé a eu pour objectif d'observer la capacité auditive à détecter la variation de la

quantité de diffusion dans une salle (2D). La quantité est ici la largeur de bande efficace des diffuseurs. Elle est variée par palier dans le modèle et des signaux sont produits pour effectuer les comparaisons subjectives. Ces signaux sont créés par la convolution des réponses impulsionnelles binaurales calculées, pour chacune des configurations de diffuseurs dans la salle, avec des signaux de musiques exempts de tout effet de salle. La méthode de test est la comparaison par paires, assortie de deux questions. La première demande aux sujets de noter la différence entre les deux signaux perçus sur une échelle linéaire. La deuxième demande, lorsqu'une différence est perçue, si l'un des deux signaux est préféré. Ce test est présenté sur une interface graphique utilisateur. Il a été réalisé avec seize sujets.

Les résultats de ce premier test ne permet pas d'établir de relation entre la quantité variée et la différence ou la préférence subjective perçue. Une corrélation est toutefois obtenue pour l'un des deux signaux testés, lorsqu'il s'agit de noter la différence. Celle-ci reste à prendre avec précaution car elle va à l'encontre des résultats attendus, la différence perçue décroît alors que la largeur de bande efficace des diffuseurs croît.

Au regard de l'analyse des signaux et des défauts de la méthode, des vérifications et des améliorations doivent être effectuées sur celle-ci. Un nouveau test doit alors être produit confirmant ou non les résultats obtenus. Les modifications et contrôles suggérés sont décrits dans le paragraphe suivant.

9.2 Futurs travaux

Bien que des différences physiques existent sur les différents signaux comparés, elles ont été jugées très subtiles et la comparaison entre signaux très difficile. Pour aider à la comparaison, la méthode de présentation des signaux doit intégrer la possibilité de lire les signaux de manière synchronisée et permettre de passer instantanément de l'un à l'autre.

Puisque l'impact des diffuseurs est essentiellement sur les effets spatiaux, la capacité de reproduction de ceux-ci dans le modèle doit être vérifiée précisément. La simulation de la tête humaine par une ellipse, associée au placement des oreilles, doit être validée à minima par un modèle analytique. Ceci est possible pour une géométrie simple approximant la tête humaine.

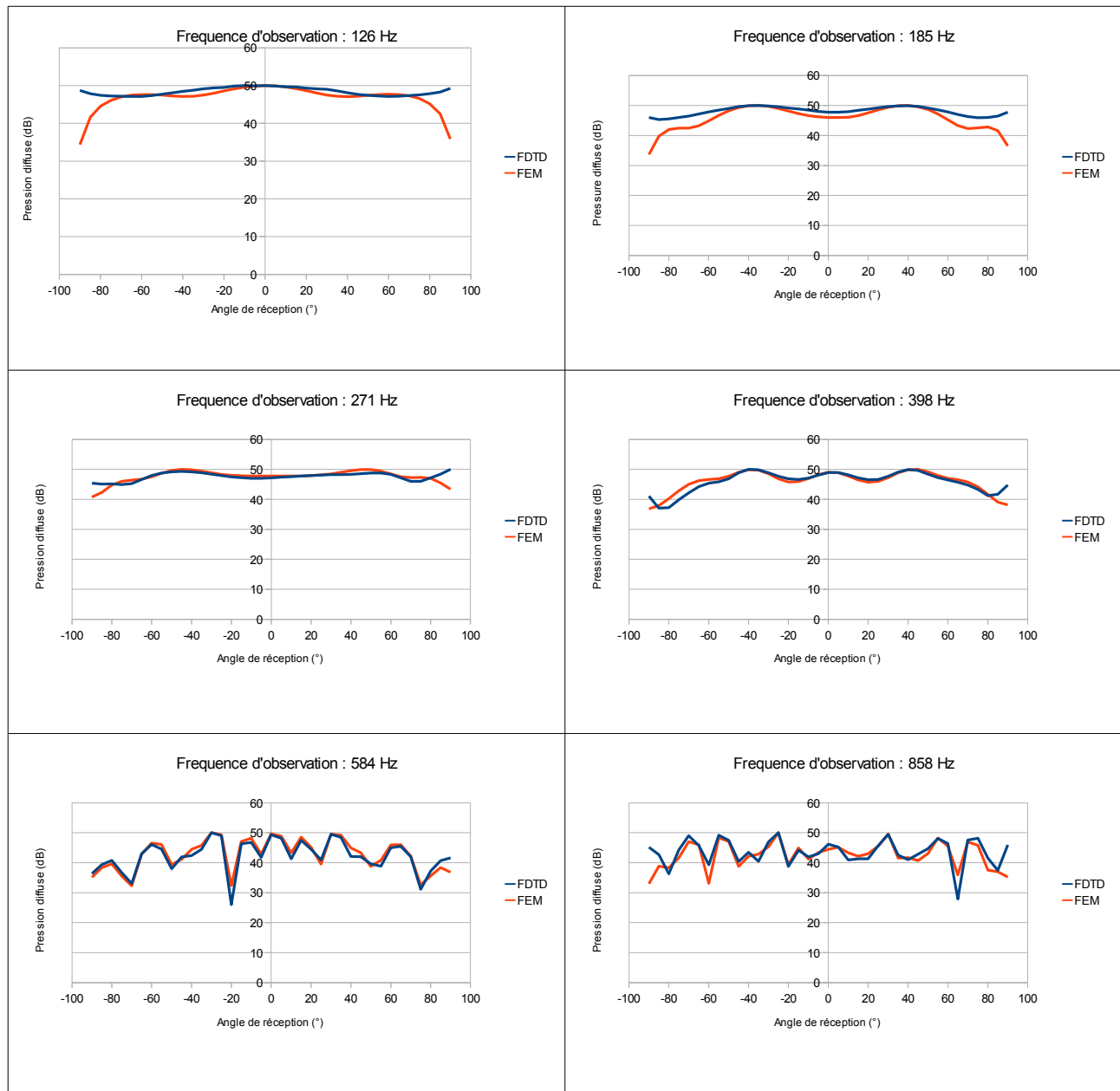
Le contenu spectral de la source employée dans le modèle n'est pas linéaire en fréquence et est limité à 8kHz. Ces défauts d'enregistrement provoquent un rendu non naturel qui doit être amélioré. La non linéarité de la réponse en fréquence est la problématique à traiter en priorité. Ceci est à priori difficile à résoudre dans un modèle 2D et devrait être solvable dans un modèle 3D.

Il reste un point comparable au précédent qui est l'égalisation des écouteurs. Ceci n'a pu être fait pour le présent test pour des raisons pratiques notamment. Une telle égalisation apporte un meilleur réalisme pour la reproduction binaurale, il est donc souhaitable qu'elle soit effectuée à l'avenir. Une méthode robuste doit être utilisée compte tenu de la sensibilité de l'égalisation vis à vis de la position des écouteurs sur la tête.

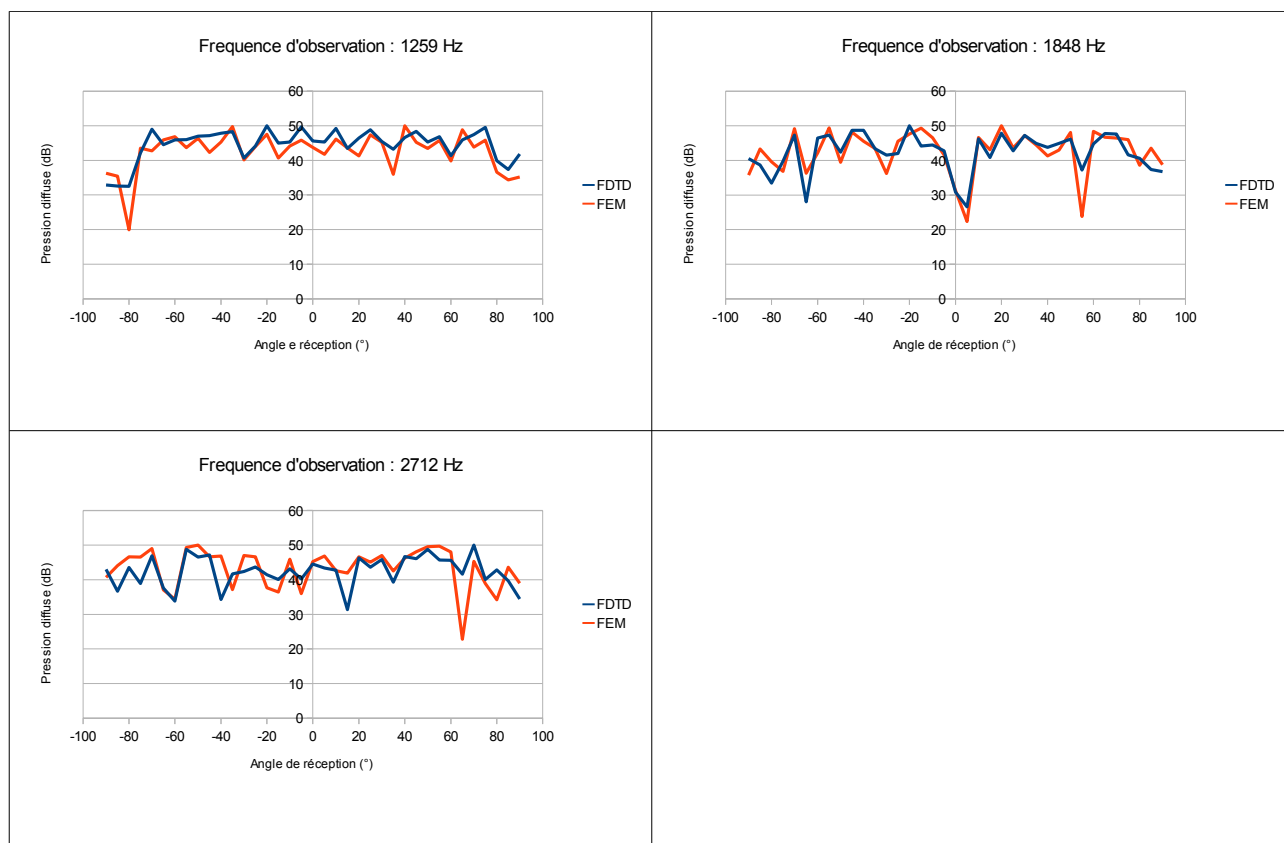
10 Annexe

Comparaison des réponses polaires de la pression diffuse calculée pour une même surface diffusante avec deux modèles de prédiction distincts, FDTD et FEM

Surface diffusante : 6 périodes de QRD diffuseur, N=7. Fréquences d'observations : 126, 185, 271, 398, 584, 858, 1259, 1848 et 2712 Hz



« Élaboration d'une méthode de test pour l'évaluation de l'impact des caractéristiques physiques de diffuseurs acoustiques dans une salle »



11 Bibliographie

- [1] Cox T. J., 2004. Acoustic diffuser : the good, the bad and the ugly. *Proc. of Institute of Acoustics*, UK.
- [2] Takahashi D. and Takahashi R., 2002. Sound fields and subjective effects of scattering by periodic-type diffusers. *Journal of Sound and Vibration*, **258**, pp 487-497.
- [3] Kuttruff H., 2009. In *Room acoustics_Fifth Edition*, Spon Press, Oxon.
- [4] D'Antonio P. and Konnerth J. H., 1984. The Reflection Phase Grating Diffusor : Design Theory and Application. *J. Acoust. Soc. Am.*, **32**, pp 228-238.
- [5] Cox T. J. and D'Antonio P., 2009. In *Acoustic Absorbers and Diffusers : Theory, Design and Application_Second Edition*, London.
- [6] Kleiner M., Dalenbäck B.-I., and Svensson P., 1993. Auralization - An Overview. *J. Audio Eng. Soc.*, **41**, pp 861-875.
- [7] Lokki T. and Savioja L., 2008. State of art in auralization of concert hall models - What is still missing ? *Proc. of Joint Baltic-Nordic Acoustic Meeting*, Reykjavik, Iceland.
- [8] Jot J.-M. and Warusfel O., 1995. A real-time spatial sound processor for music and virtual reality applications. *Proc. of IEEE Int. Conf. Acoustics, Speech and Signal Processing*, Banff, Canada, pp. 294-295.
- [9] Siltanen S., Lokki T., Kiminki S., and Savioja L., Sep 2007. The room acoustic rendering equation. *J. Acoust. Soc. Am.*, **122**, pp 1624.
- [10] Svensson P., 2002. Modelling acoustic spaces for audio virtual reality. *Proc. of IEEE Benelux Workshop on Model Processing and Coding of Audio*, Leuven, Belgium.
- [11] Svensson P. and Kristiansen U. R., 2002. Computational Modelling and Simulation of Acoustic Spaces. *Proc. of AES 22nd International Conference on Virtual, Synthetic and Entertainment Audio*, Espoo, Finland.
- [12] Masiero B. and Fels J., 2011. Perceptually Robust Headphone Equalization. *Proc. of J. Audio Eng. Soc.*, London, UK.
- [13] Vorländer M., 2008. In *Auralization : Fundamentals of Acoustics, Modelling, Simulation, Algorithms and Acoustic Virtual Reality_First Edition*, Springer-Verlag.
- [14] Bauck J. and Cooper D. H., 1996. Generalized Transaural Stereo and Applications. *J. Audio Eng. Soc.*, **44**, pp 683-705.
- [15] Zölzer U., 2011. In *DAFX_Digital Audio Effects_Second Edition*. Wiley, Chichester, pp. 157-158.
- [16] Kowalczyk K., Van Walstijn M., and Murphy D., 2011. A Phase Grating Approach to Modeling Surface Diffusion in FDTD Room Acoustics Simulations. *IEEE Transactions on Audio, Speech and Language Processing*, **19**, pp 528-537.
- [17] Southern A. and Murphy D., 2009. Low Complexity Directional Sound Sources for Finite Difference Time Domain Room Acoustic Models. *Proc. of J. Audio Eng. Soc.*, Munich, Germany.
- [18] Escolano J., Lopez J. J., and Pueo B., Jun 2007. Directive sources in acoustic discrete-time

domain simulations based on directivity diagrams. *J. Acoust. Soc. Am.*, **121**, pp EL256-62.

- [19] Southern A. and Murphy D., 2008. A second order differential microphone technique for spatially encoding virtual room acoustics. *Proc. of J. Audio Eng. Soc.*, Amsterdam, The Netherlands.
- [20] Duda R. O., Avendano C., and Algazi V. R., 1999. An adaptable ellipsoidal head model for the interaural time difference. *Proc. of IEEE International Conference on Acoustics Speech and Signal Processing ICASSP'99*, Phoenix.
- [21] Algazi V. R., Avendano C., and Duda R. O., 2001. Elevation localization and head-related transfer function analysis at low frequencies. *J. Acoust. Soc. Am.*, **109**, pp 1110-1122.
- [22] Algazi V. R., Avendano C., and Duda R. O., 2001. Estimation of a Spherical-Head Model from Anthropometry. *J. Audio Eng. Soc.*, **49**, pp 472-479.
- [23] Yokota T., Sakamoto S., and Tachibana H., 2004. Sound field simulation method by combining finite difference time domain calculation and multi-channel reproduction technique. *Acoustical Science and Technology*, **25**, pp 15-23.
- [24] Kowalczyk K. and van Walstijn M., 2011. Room Acoustics Simulation Using 3-D Compact Explicit FDTD Schemes. *IEEE Transactions on Audio, Speech and Language Processing*, **19**, pp 34-46.
- [25] Kowalczyk K. and Van Walstijn M., 2010. Wideband and Isotropic Room Acoustics Simulation Using 2-D Interpolated FDTD Schemes. *IEEE Transactions on Audio, Speech and Language Processing*, **18**, pp 78-89.
- [26] Kowalczyk K. and van Walstijn M., 2008. Formulation of Locally Reacting Surfaces in FDTD/K-DWM Modelling of Acoustic Spaces. *Acta Acustica united with Acustica*, **94**, pp 891-906.
- [27] Botteldooren D., 1995. Finite-difference time-domain simulation of low-frequency room acoustic problems. *J. Acoust. Soc. Am.*, **98**, pp 3302-3308.
- [28] Kowalczyk K. and Van Walstijn M., 2008. Modeling frequency-dependent boundaries as digital impedance filter in FDTD and K-DWM room acoustics simulations. *J. Audio Eng. Soc.*, **56**, pp 569-583.
- [29] Murphy D. and Mullen J., 2002. Digital waveguide mesh modeling of room acoustics: improved anechoic boundaries. *Proc. of 5th Int. Conference on Digital Audio Effects (DAFX-02)*, Hamburg, Germany.
- [30] Delany M. E. and Bazley E. N., 1970. Acoustical properties of fibrous absorbant materials. *Applied Acoustics*, **3**, pp 105-116.
- [31] Laakso T. I., Valimäki V., Karjalainen M., and Laine U. K., 1996. Splitting the Unit Delay - Tools for fractional delay filter design. *IEEE Signal Processing Magazine*, **13**, pp 30-60.
- [32] Southern A., Lokki T., Savioja L., and Murphy D., 2011. The Perceptual Effects of Dispersion Error on Room Acoustic Model Auralization. *Proc. of Forum Acusticum*, Aalborg - Denmark.
- [33] Ross R. T., 1934. Optimum orders of the presentation of pairs in the method of paired comparisons. *The journal of Educational Psychology*, **25**, pp 375-382.
- [34] Parizet E., Hamzaoui N., and Jacquemoud J., 2002. Noise assessment in a high-speed train. *Applied Acoustics*, **63**, pp 1109-1124.

- [35] Xiao T. and Huo Liu Q., 2003. Finite difference computation of head-related transfer function for human hearing. *J. Acoust. Soc. Am.*, **113**, pp 2434.

12 Liste des figures

Figure 2.1: Réflexion d'une onde plane, en incidence normale, sur une frontière située à droite et localisée en $x=0$.

Figure 2.2: Réflexion d'une onde plane, à incidence oblique, sur une frontière située à droite en $x=0$.

Figure 2.3: Représentation schématisée de la réflexion diffuse due aux irrégularités de surfaces en paroi. La pression réfléchie, p_r , est dispersée dans plusieurs directions.

Figure 2.4: Diffusion due aux irrégularités de surfaces, $(a) \ll \lambda$, $(b) \approx \lambda$, $(c) \gg \lambda$

Figure 2.5: Vue schématisée de coupe, dans le plan de la longueur, du diffuseur défini par séquence de résidu quadratique, constitué de 1 période de 31 cavités ($N=31$). La zone noire représente le fond du diffuseur et les séparations entre cavités.

Figure 2.6: Réponse polaire d'un QRD diffuseur, $N=31$, pour un angle d'incidence normal, à la fréquence d'observation $f=800\text{Hz}$.

Figure 2.7: Réponse polaire d'un QRD diffuseur, $N=31$, pour un angle d'incidence normal, à la fréquence d'observation $f=3000\text{Hz}$.

Figure 2.8: Repère de position de la source et du microphone pour la mesure de la réponse polaire d'une surface centrée aux coordonnées $(0,0)$. Un pas de 10° est utilisé entre chaque position de source ou de récepteur.

Figure 2.9: Coefficient de diffusion (d) du QRD diffuseur pris pour exemple au paragraphe 2.4.2 . La courbe bleue représente les valeurs du coefficient avant normalisation et la courbe rouge après normalisation. La courbe verte représente les valeurs du coefficient pour la surface plane de référence de mêmes dimensions.

Figure 5.1: (a) maillage non alterné, (b) maillage alterné.

Figure 5.2: Représentation des points de maillage pour une frontière située à droite (a), un angle sortant situé en haut à droite (b) un angle entrant (c). Les points situés sur la frontière sont en noir, les points situés à l'extérieur de la frontière, points fantômes, sont en gris.

Figure 5.3: (a), irrégularités de surface réelles (b) approximation de la surface par le modèle en marches d'escalier (c) modèle par variation de l'impédance de surface, $\xi(m)$ est l'impédance au point (m) , le long de la frontière.

Figure 5.4 : (a) représente la variation de la pression dans le temps, pour une impulsion gaussienne théorique (Th. G. Pulse), une impulsion gaussienne modulée théorique (Th. Mod. G. Pulse) et l'impulsion gaussienne implémentée dans le modèle (FDTD Source). (b) est le tracé des réponses spectrales de ces trois types de source.

Figure 6.1: Comparaison entre les valeurs théoriques de R , en vert, et la valeur effective dans le modèle, en bleu.

Figure 6.2: Comparaison entre les valeurs théoriques de R , en rouge, la transposition en filtre numérique, en vert, et la valeur effective dans le modèle, en bleu.

Figure 6.3: Comparaison de la réponse polaire calculée avec les deux modèles FDTD et FEM, pour la même surface diffusante, à deux fréquences d'observation.

Figure 7.1: Simulation 2D de la salle de dimensions $3\text{ m} \times 4\text{ m}$, les flèches indiquent la position des diffuseurs, la source est identifiée par un cercle étiqueté « SRC » et les positions des oreilles sont identifiées par deux cercles étiquetés « REC L » et « REC R ».

Figure 7.2: Résumé des configurations testées : (a) tableau des relations entre d_{max} et f_0 pour chacune des configurations, (b) variation du coefficient de diffusion normalisé correspondant à chaque configuration testée, pour un calcul en incidence normale, ψ égal à 0° .

Figure 7.3: Réponses impulsionnelles mesurées entre la source et l'oreille gauche de la tête simulée, pour les sept configurations de test, (b) à (h), avec une configuration de champ libre ajoutée pour comparaison (a).

Figure 8.1: Interface logicielle utilisée pour les tests subjectifs.

Figure 8.2: Score moyen de différence pour le test avec le signal de clarinette (question 1)

Figure 8.3: Score moyen de différence pour le test avec le signal de voix (question 1)

Figure 8.4: Score moyen de préférence pour le test avec le signal de clarinette (question 2)

Figure 8.5: Score moyen de préférence pour le test avec le signal de voix (question 2)

Figure 8.6: Comparaison des spectrogrammes des deux configurations extrêmes testées, pour le test avec le signal de voix. Haut : $d_{max} = 0$ m, milieu : $d_{max} = 0.285$ m, bas : différence entre les deux cas.

Figure 8.7: Comparaison des spectrogrammes des deux configurations extrêmes testées, pour le test avec le signal de clarinette. Haut : $d_{max} = 0$ m, milieu : $d_{max} = 0.285$ m, bas : différence entre les deux cas.

RESUMÉ

La méthode de test repose sur une technique d'auralisation comprenant une modélisation numérique par approche par onde (FDTD) et une reproduction binaurale. La méthode simule, en deux dimensions, le comportement acoustique d'une salle dans laquelle sont placés des diffuseurs acoustiques, de type QRD, sur la périphérie. La géométrie de la tête humaine est simulée par une ellipse. La méthode de test subjectif est la comparaison par paires, présentée sur une interface utilisateur graphique.

Un test subjectif a été mené. Il visait à observer l'impact de la largeur de bande efficace des diffuseurs sur la différence et la préférence subjective perçue. Il n'a pas permis de montrer de relation entre la quantité physique variée et l'appréciation subjective. Au regard de l'analyse des signaux et des défauts de la méthode, ces résultats sont à prendre avec précaution.

Des améliorations doivent être apportées à la méthode avant réutilisation. Une présentation synchronisée des signaux pour l'évaluation subjective et une linéarisation de la réponse en fréquence du modèle sont notamment suggérées.

Mots clés : diffuseur acoustique, test subjectif, FDTD, reproduction binaurale.

SUMMARY

The test method is based on an auralization technique including a wave-based numerical modelling and a binaural reproduction. This method simulates, in two dimensions, the acoustic behaviour of a room with QRD diffusers placed on the boundaries. Human head geometry is represented with an ellipse. The subjective test method used paired comparison, presented on a graphic user interface.

A subjective test has been carried out. Its aim was to observe the impact of the diffusers' efficient frequency bandwidth on subjective difference and preference. This test doesn't allow to find a relationship between the physical parameter varied and the subjective appreciation. Regarding to the signals analysis and imperfections of the method, these results have to be taken with care.

Some enhancements of the method have to be done before reuse. A synchronized presentation of the signals for the subjective evaluation and a correction of the non-linearity of the frequency response of the auralization method are suggested.

Key words : acoustic diffuser, subjective test, FDTD, binaural reproduction.