



**HAL**  
open science

# Application des techniques de contrôle actif à la reproduction étendue de champs sonores basses fréquences

Nicolas Epain

► **To cite this version:**

Nicolas Epain. Application des techniques de contrôle actif à la reproduction étendue de champs sonores basses fréquences. Acoustique [physics.class-ph]. Université de la Méditerranée - Aix-Marseille II, 2007. Français. NNT: . tel-00174230

**HAL Id: tel-00174230**

**<https://theses.hal.science/tel-00174230>**

Submitted on 21 Sep 2007

**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.

*Université de la Méditerranée (Aix-Marseille II)*

THESE

pour obtenir le grade de

**Docteur de l'Université Aix-Marseille II**

Discipline : ACOUSTIQUE

présentée et soutenue publiquement

par

**Nicolas Epain**

le 20 mars 2007

• • •

**Applications des techniques de contrôle actif  
à la reproduction étendue  
de champs sonores basses fréquences**

• • •

**Directeurs de thèse :**

Sergio BELLIZZI - Emmanuel FRIOT

**Jury :**

MM.	Sergio BELLIZZI	Directeur de thèse
	Alain BERRY	Rapporteur
	Emmanuel FRIOT	Directeur de thèse
	Alexandre GARCIA	Président
	Yves GRENIER	Rapporteur
	Olivier WARUSFEL	Examineur



## **Application des techniques de contrôle actif à la reproduction étendue de champs sonores basses fréquences**

**Résumé :** La spatialisation des champs sonores basses fréquences doit satisfaire des contraintes spécifiques qui interdisent l'utilisation des techniques de restitution sonore « classiques ». En revanche, certaines stratégies héritées du contrôle actif du bruit offrent une solution intéressante : il s'agit d'utiliser un réseau de haut-parleurs pour contrôler le champ sonore au niveau de microphones situés en surface de la zone dans laquelle on cherche à reproduire les sons. L'objectif de cette thèse est l'étude numérique et expérimentale de ces méthodes surfaciques de reproduction sonore. Dans un premier temps, on a simulé le comportement de dispositifs utilisant ce type de stratégie en conditions de champ libre. Ces simulations ont ensuite été confrontées aux résultats d'une expérience de contrôle actif réalisée en chambre anéchoïque. Finalement, on a réalisé une étude de faisabilité concernant l'utilisation des stratégies surfaciques de reproduction sonore dans un local dédié. Les résultats montrent que ce local pourrait permettre de reproduire avec précision des ondes planes basses fréquences se propageant autour d'un auditeur.

**Mots-clés :** Acoustique - Reproduction sonore - Contrôle actif - Réseau de haut-parleurs - Antenne de microphones - Filtrage adaptatif

## **Low-frequency sound field reproduction over a spatially extended area using active noise control techniques**

**Abstract :** Using "classical" spatialization methods is not appropriate to reproduce low-frequency sound fields, due to the specificities of sound reproduction at these frequencies. Instead, some strategies inherited from active noise control could be used, which consist in using a loudspeaker array to control the sound field measured by microphones located at the surface of the volume where the sound reproduction is intended. This work aims at studying both numerically and experimentally these surfacic sound reproduction methods. First, the behaviour of set-ups using strategies of this kind has been simulated in free-field conditions. The results have then been compared to those of an active noise control experiment done in a anechoic chamber. Finally, the feasibility of performing sound reproduction using surfacic strategies in a specially-designed cabin has been studied. Results show that the cabin may accurately reproduce low-frequency plane waves traveling around a listener.

**Keywords :** Acoustics - Sound field reproduction - Active noise control - Loudspeaker array - Microphone array - Adaptive filtering



# Sommaire

<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>1 Spatialisation et reproduction de champs sonores</b>	<b>5</b>
1.1 Méthodes de reproduction locales . . . . .	6
1.1.1 La stéréophonie . . . . .	7
1.1.2 Les techniques binaurales . . . . .	8
1.1.3 Les techniques transaurales . . . . .	11
1.2 Méthodes de reproduction étendues . . . . .	14
1.2.1 Méthodes Ambisoniques . . . . .	15
1.2.2 Holophonie et WFS . . . . .	18
1.3 Conclusion : quelle stratégie adopter pour les très basses fréquences? .	22
<b>2 Contrôle acoustique actif appliqué à la reproduction sonore</b>	<b>25</b>
2.1 Contrôle acoustique actif : Principe de fonctionnement . . . . .	26
2.1.1 Les enjeux acoustiques du contrôle actif du bruit . . . . .	28
2.1.2 Traitement du signal en contrôle acoustique actif par <i>feedforward</i> . . .	29
2.2 Stratégies de reproduction sonore inspirées du contrôle actif . . . . .	34
2.2.1 De l'antibruit à la reproduction de champs sonores . . . . .	34
2.2.2 Méthodes surfaciques de contrôle du champ sonore . . . . .	37
2.2.3 Autres méthodes inspirées du contrôle actif . . . . .	42
2.3 Conclusions : apports du contrôle actif à la spatialisation sonore . . . . .	45
<b>3 Simulations numériques en champ libre</b>	<b>47</b>
3.1 Une simulation simple : contrôle monovoie du champ sonore . . . . .	48
3.1.1 Principe de la simulation . . . . .	48
3.1.2 Influence du placement de la source secondaire . . . . .	50
3.1.3 Influence de la fréquence . . . . .	52
3.1.4 Conclusions . . . . .	53

3.2	Contrôle surfacique multivoie . . . . .	54
3.2.1	Reproduction optimale d'un champ sonore par un réseau de sources monopolaires . . . . .	54
3.2.2	Effets de l'échantillonnage spatial du champ sonore . . . . .	60
3.2.3	Le problème des résonances et ses solutions . . . . .	67
3.3	Conclusions . . . . .	79
<b>4</b>	<b>Expérience de contrôle actif volumique du bruit dans une sphère</b>	<b>83</b>
4.1	Description générale de l'expérience . . . . .	84
4.2	Contrôle de sons purs . . . . .	86
4.2.1	Protocole expérimental . . . . .	86
4.2.2	Résultats . . . . .	87
4.2.3	Comparaison simulation/expérience . . . . .	89
4.3	Contrôle de signaux large bande . . . . .	91
4.3.1	Stratégie de contrôle . . . . .	91
4.3.2	Résultats . . . . .	93
4.3.3	Comparaison simulation/expérience . . . . .	95
4.3.4	Tentatives d'amélioration du dispositif . . . . .	97
4.4	Conclusions . . . . .	99
4.4.1	Interprétation en terme de reproduction sonore . . . . .	99
4.4.2	Confirmation des grandes tendances prévues . . . . .	100
<b>5</b>	<b>Simulations numériques en espace clos</b>	<b>101</b>
5.1	La cabine de simulation supersonique du LMA . . . . .	102
5.2	Simulations utilisant une décomposition modale de la pression . . . . .	105
5.2.1	Choix d'un modèle . . . . .	105
5.2.2	Simulations dans le domaine fréquentiel . . . . .	110
5.2.3	Simulations dans le domaine temporel . . . . .	118
5.3	Simulations réalisées à partir de fonctions de transfert mesurées . . . . .	120
5.3.1	Mesures de réponses acoustiques . . . . .	122
5.3.2	Principe des simulations . . . . .	122
5.3.3	Résultats . . . . .	124
5.4	Conclusions . . . . .	129
	<b>Conclusion et perspectives</b>	<b>131</b>

---

<b>Références bibliographiques</b>	<b>138</b>
<b>Annexes</b>	<b>139</b>
<b>A Décomposition en harmoniques sphériques d'un champ acoustique</b>	<b>141</b>
<b>B Modes propres acoustiques d'une sphère</b>	<b>143</b>



# Introduction

La diffusion stéréophonique fait depuis longtemps partie de notre vie quotidienne. Elle est présente au cinéma, dans les concerts amplifiés et, à la maison, elle équipe les télévisions, les chaînes Hi-fi et les ordinateurs. Le but initial de la stéréophonie est de générer chez l'auditeur une sensation de répartition spatiale des sources sonores proche de celle perçue à l'écoute de sons naturels : c'est la spatialisation sonore. Ces dernières décennies, ce domaine de recherche a fait l'objet d'un intérêt croissant, donnant naissance à des stratégies beaucoup plus sophistiquées que la stéréophonie. Les applications de la spatialisation sonore sont nombreuses et touchent les domaines des télécommunications (téléconférence), des multimédia (jeux vidéos), de l'ergonomie ou encore de la création artistique.

Les travaux de thèse présentés dans ce mémoire et réalisés au Laboratoire de Mécanique et d'Acoustique (Marseille) concernent plus spécifiquement la spatialisation des champs sonores basse et très basse fréquence. La reproduction « spatiale » de ce type de sons trouve son intérêt dans la réalisation de tests perceptifs visant, par exemple, à évaluer la gêne provoquée par des bruits de transports urbains (trains) ou aériens (bang supersonique). Plus généralement, la possibilité de synthétiser de manière contrôlée des ondes sonores basses fréquence pourrait permettre d'approfondir l'étude des mécanismes de perception sonore dans ce domaine du spectre. Le but de ce travail est de fournir, à travers une étude numérique et expérimentale, un certain nombre de critères permettant de prévoir les performances à attendre de méthodes de reproduction des champs sonores adaptées aux basses fréquences.

Ce rapport est organisé en cinq chapitres. Le chapitre 1 présente tout d'abord un tour d'horizon des principales stratégies de spatialisation sonore. Nous avons séparé ces stratégies en deux grandes catégories. D'une part, les méthodes de reproduction *locales* s'attachent à restituer les propriétés du son au niveau des oreilles uniquement. D'autre part, les méthodes de reproduction *étendues* visent à reconstruire des champs sonores sur une zone de l'espace qui entoure l'auditeur. Le chapitre s'achève sur une discussion concernant l'emploi de ces techniques pour la restitution de champs sonores basse-fréquence. Aucune des méthodes présentées ne semble constituer un bon candidat à la reproduction sonore dans cette partie du spectre : une telle stratégie

devrait être en mesure de piloter intelligemment un grand nombre de sources sonores dans un environnement réverbérant.

Dans le chapitre 2, on montre que les méthodes développées dans le cadre du contrôle actif du bruit fournissent des réponses intéressantes à un certain nombre de problèmes rencontrés par les stratégies « classiques » de restitution sonore. En particulier, l'utilisation de microphones et de stratégies adaptatives de filtrage peut permettre de compenser efficacement des imperfections liées au rayonnement des sources sonores en champ clos. Les liens étroits existant entre l'atténuation active du son et sa reproduction ont donné naissance à plusieurs stratégies actives de restitution sonore, qui sont décrites dans ce chapitre. Parmi celles-ci, nous nous sommes plus particulièrement intéressés aux stratégies de contrôle surfacique du champ qui consistent à contrôler la pression acoustique au niveau de microphones disposés à la frontière de la zone dans laquelle on cherche à reconstruire les ondes sonores. Dans la suite de ce rapport on s'intéresse exclusivement à ces méthodes qui paraissent les plus adaptées à la reproduction de champs sonores basse fréquence.

Les chapitres 3 et 4 sont consacrés à l'étude fondamentale des méthodes surfaciques de reproduction sonore en conditions de champ libre. Dans le chapitre 3, cette étude est abordée sous l'angle des simulations numériques. Dans un premier temps, on simule la reproduction d'une onde plane par une source sonore unique dans le cas où celle-ci est pilotée de manière à minimiser l'erreur de reconstruction en un seul point de l'espace. Les résultats montrent le rôle primordial joué par le placement de la source relativement à la direction de propagation de l'onde restituée. On s'intéresse ensuite au cas de la reproduction d'ondes planes par un réseau de haut-parleurs. Une série de simulations permet de déterminer l'influence des différents paramètres du dispositif sur la qualité de reconstruction observée. Enfin, on se penche sur le phénomène de résonance apparaissant aux fréquences propres du problème de Dirichlet relatif au volume de reproduction, dans le cas où seule la pression acoustique est contrôlée à la frontière de celui-ci (méthode BPC).

Le chapitre 4 présente les résultats d'une expérience de contrôle actif volumique du bruit exploitant la méthode BPC et réalisée en environnement anéchoïque. Le dispositif expérimental consiste en trente sources sonores contrôlant la pression acoustique au niveau de trente microphones de pression distribués à la surface d'une sphère. Le but de cette étude était de confronter les simulations du chapitre trois au fonctionnement d'un dispositif réel. L'expérience a de fait permis de confirmer la majorité des résultats obtenus en simulation, en particulier l'apparition de résonances aux fréquences propres de la sphère. Cependant les modifications testées visant à atténuer ces résonances n'ont pas donné les résultats attendus.

Finalement, le chapitre 5 est consacré à une étude de faisabilité concernant l'emploi de la méthode BPC pour reproduire des ondes sonores basses fréquences dans

une cabine prévue à cet effet. La cabine en question est une petite pièce dans les murs de laquelle 16 sources sonores ont été disposées. On a d'abord effectué une série de simulations numériques à l'aide d'un modèle fondé sur une décomposition modale de la pression rayonnée par les sources. Une seconde série de simulations utilisant des fonctions de transfert secondaires mesurées dans la cabine a ensuite été réalisée. L'ensemble des résultats tend à montrer que cette cabine pourrait être utilisée pour reconstruire des ondes planes se propageant autour d'un auditeur jusqu'à 170 Hz environ.



# Chapitre 1

## Spatialisation et reproduction de champs sonores

<b>1.1 Méthodes de reproduction locales</b> . . . . .	<b>6</b>
1.1.1 La stéréophonie . . . . .	7
1.1.2 Les techniques binaurales . . . . .	8
1.1.3 Les techniques transaurales . . . . .	11
<b>1.2 Méthodes de reproduction étendues</b> . . . . .	<b>14</b>
1.2.1 Méthodes Ambisoniques . . . . .	15
1.2.2 Holophonie et WFS . . . . .	18
<b>1.3 Conclusion : quelle stratégie adopter pour les très basses fré-</b> <b>quences?</b> . . . . .	<b>22</b>

Reproduire un champ sonore, restituer un environnement sonore ou encore spatialiser un son sont trois différents aspects d'un même problème : la génération de champs sonores contrôlés à la fois dans l'espace et dans le temps. Il est intéressant de remarquer que si la restitution différée des propriétés temporelles des sons et la synthèse de sons aux propriétés temporelles données sont aujourd'hui remarquablement maîtrisée, le contrôle de ces sons dans l'espace pose encore des difficultés de réalisation importantes [44]. Ces difficultés, d'ordre techniques pour la plupart, ont longtemps poussé la communauté scientifique à contourner le problème du contrôle spatial des sons pour se focaliser sur le voisinage proche des tympans de l'auditeur. Cette approche a donné naissance à plusieurs stratégies de spatialisation et reproduction *locales* du son, de la plus rudimentaire (la stéréophonie) aux plus évoluées (les méthodes binaurales et transaurales). Cependant, le développement de ces stratégies a permis de mettre en lumière les difficultés soulevées par la synthèse contrôlée de champs sonores au niveau des tympans d'un auditeur. A l'inverse, les stratégies longtemps inexplorées visant à contrôler le champ sonore sur une zone *étendue* de l'espace deviennent de plus en plus envisageables à mesure de l'avancée des progrès techniques.

Ce chapitre présente un tour d'horizon des principales stratégies de spatialisation sonore à ce jour, et met en lumière le besoin de développer des méthodes spécifiquement destinées au domaine des très basses fréquences.

## 1.1 Méthodes de reproduction locales

Si l'on excepte le cas des très basses fréquences, la sensation de perception sonore chez un être humain résulte de la mise en vibration de ses tympans par de faibles variations de la pression de l'air qui l'entoure. Par conséquent, la perception spatiale des sons, en particulier la localisation des sources sonores dans l'espace, s'effectue par le traitement en parallèle des informations transmises par les deux oreilles [6]. En négligeant tout autre facteur sensoriel (tel que le contexte visuel) ou psychologique (comme l'humeur de l'auditeur), il est donc virtuellement possible de produire chez un auditeur n'importe quelle sensation sonore rencontrée ou non dans une situation naturelle, en n'agissant que sur deux grandeurs que sont la position de ses tympans au cours du temps. Cette observation est à l'origine d'un certain nombre de techniques de reproduction/spatialisation du son, dans lesquelles on cherche à imposer une pression sonore donnée au voisinage proche des oreilles de l'auditeur, voire dans ses conduits auditifs.

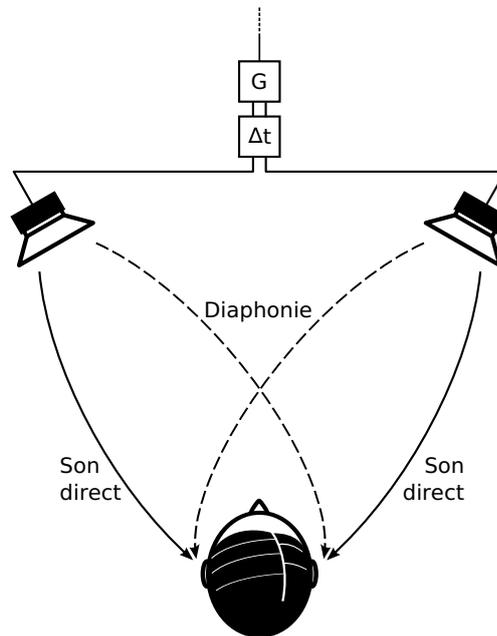


FIG. 1.1 : Diffusion stéréophonique de signaux sonores. On cherche à donner l'illusion à l'auditeur qu'une source sonore virtuelle se situe quelque part entre les deux enceintes réelles, en jouant sur le retard et la différence de niveau entre les signaux envoyés à ces dernières.

### 1.1.1 La stéréophonie

La stéréophonie, dont l'invention remonte aux années 1930 [8], n'est pas à proprement parler une méthode de reproduction de champs sonores. Cependant, puisqu'il s'agit à l'heure actuelle du mode de diffusion « spatiale » des médias sonores le plus répandu, nous en rappelons ici les idées fondamentales. Le principe de fonctionnement de la stéréophonie est illustré sur la figure 1.1. Deux enceintes acoustiques sont disposées face à l'auditeur de manière à former un triangle équilatéral : ainsi les oreilles de l'auditeur se trouvent à distance égale des enceintes. L'idée de la stéréophonie est que l'oreille droite perçoive le son émis par l'enceinte droite, et de même pour l'oreille gauche et l'enceinte gauche. En appliquant des effets de retard et de différence d'intensité aux signaux envoyés dans chaque enceinte, on peut donner l'impression à l'auditeur que des sons proviennent d'une direction qui se situe entre les deux sources réelles. Les différences interaurales de temps et d'intensité sont en effet réputées être les principaux indices perceptifs permettant de localiser des sources sonores dans le plan horizontal [6].

On peut citer plusieurs limitations importantes liées à la diffusion stéréophonique. Tout d'abord, les indices perceptifs mis en jeu sont ceux de la localisation sonore dans le plan horizontal, la stéréophonie n'autorise donc pas la perception de sources localisées dans les trois dimensions de l'espace. De plus, la localisation des sources

dités virtuelles est limitée à l'intervalle compris entre les deux enceintes [3] : une grande différence interaurale de temps ou d'intensité conduit l'auditeur à situer la source virtuelle respectivement au niveau de l'enceinte qui joue en premier ou de celle qui joue le plus fort. On peut également critiquer l'hypothèse sous-jacente de la méthode, qui est que chaque oreille reçoive un unique signal sonore provenant de la source la plus proche. En réalité, chacune des oreilles reçoit d'abord le son direct émis par la source située du même côté, puis le son émis par la source opposée (c'est le phénomène de diaphonie, ou *cross-talk* en anglais), et enfin une multitude de signaux issus des réflexions des ondes sonores émises par les deux sources sur les parois du local d'écoute. La juxtaposition de ces signaux plus ou moins atténués et retardés au son direct diminue la précision de l'image sonore produite. L'écoute au casque est une alternative permettant de s'affranchir de ces phénomènes mais on lui reproche souvent le fait que les sources sonores paraissent se situer à l'intérieur de la tête de l'auditeur. En conclusion on peut dire que la stéréophonie produit un effet de spatialisation du son très éloigné de la sensation perçue dans des situations « naturelles ». C'est son coût, très faible, et sa facilité de mise en oeuvre qui ont valu à cette stratégie son succès.

### 1.1.2 Les techniques binaurales

Les techniques binaurales de spatialisation sonore représentent une évolution importante par rapport à la stéréophonie, puisqu'elles ont l'ambition de recréer chez l'auditeur la sensation auditive de sources sonores se trouvant en n'importe quel point de l'espace tridimensionnel. Plutôt que de s'appuyer sur les indices simples de la localisation dans le plan horizontal, les méthodes binaurales tentent d'envisager les différences affectant les signaux reçus par les deux tympons de l'auditeur sous l'angle plus global du filtrage. Les ondes sonores qui frappent une personne sont diffractées par son corps, sa tête, et en dernier lieu, par les pavillons de ses oreilles : c'est la diffraction qui explique les différences de niveau et de coloration spectrale existant entre les signaux reçus par les tympons, et qui permet la localisation de sources dans la dimension verticale [6]. Les transformations subies par les ondes sonores lors de leur propagation jusqu'aux tympons peuvent ainsi être modélisées comme un filtrage dépendant principalement de la position de la source et de la physiologie de l'auditeur. Ces filtres sont appelés les HRTF [3] (pour Head Related Transfer Functions, fonctions de transfert relatives à la tête).

La mise en oeuvre pratique de ces méthodes peut se décliner sous différentes formes en fonction des besoins et des possibilités dont on dispose. L'application stricte des techniques binaurales implique l'utilisation des HRTF propres à l'auditeur, et par conséquent leur enregistrement. Ce dernier est généralement réalisé



FIG. 1.2 : Mesure des HRTF d'un mannequin à l'université de Nagaoka (Japon). Des haut-parleurs sont disposés sur un arc de cercle dont la rotation permet l'enregistrement des HRTF pour un grand nombre de directions. Image issue de la page web [http://audio.nagaokaut.ac.jp/hrtf/index\\_e.html](http://audio.nagaokaut.ac.jp/hrtf/index_e.html)

en chambre anéchoïque à l'aide de haut-parleurs et de microphones placés dans les conduits auditifs du sujet, comme l'illustre la figure 1.2 : il s'agit de mesurer au niveau des microphones la réponse impulsionnelle des haut-parleurs localisés en différentes positions de l'espace. Cette opération complexe prend de l'ordre de quelques heures, en fonction de la résolution angulaire choisie, et il paraît difficile d'exiger de tout auditeur une telle épreuve. Une autre possibilité est l'utilisation de têtes artificielles ou de banques de HRTF : les filtres utilisés sont alors ceux correspondant à un autre auditeur, ou à un mannequin dont la forme volontairement simpliste tente de s'approcher de l'auditeur moyen. Cependant, l'emploi de filtres ne correspondant pas à l'auditeur lui-même peut conduire à des erreurs de localisation grossières des sources sonores comme la confusion avant-arrière. Une étude récente [7] a néanmoins montré qu'il était possible de s'habituer à des HRTF étrangères au bout d'environ une quinzaine de jours d'entraînement.

La génération ou l'enregistrement des signaux sonores qui sont par la suite filtrés par les HRTF constitue une autre difficulté de mise en oeuvre pratique des méthodes binaurales. En effet, pour pouvoir être filtrés correctement, ces signaux doivent comporter des informations sur la directivité des ondes. Dans le cas d'une prise de son, il faut donc utiliser une antenne de microphones dont les signaux de sortie seront décodés en terme d'ondes planes ou sphériques de diverses directions de propagation. Dans le cas de sons synthétisés, le modèle de synthèse utilisé doit être en mesure de fournir ces informations. Cet aspect de la méthode peut représenter un vrai problème dès lors que les sons sont enregistrés ou synthétisés dans un environnement réverbérant : les réflexions génèrent autant d'ondes sonores dont la direction de propagation implique un filtrage particulier par les HRTF. En pratique il n'est pas rare que la prise de son soit effectuée avec une tête artificielle, puis écoutée à l'aide d'un casque : cette simplification brutale de la méthode conduit à des résultats très imparfaits.

Une autre difficulté technique liée aux techniques binaurales est le suivi en temps réel de la position de la tête de l'auditeur. En effet, la diffusion du son s'effectue à travers un casque, qui reste fixe par rapport aux oreilles : ainsi, en l'absence de suivi de la position de la tête, les sources entendues par l'auditeur « tournent » en même temps que sa tête, contrairement à une situation normale. Ceci peut poser problème même dans le cas où l'auditeur ne bouge pas, dans la mesure où de tout petits mouvements de la tête aident à la localisation des sources sonores, et donc à la précision de l'expérience sensorielle produite. L'ajout d'un dispositif de suivi de position de la tête (*tracker*) permet d'adapter le filtrage au fur et à mesure des déplacements et ainsi de fixer la direction d'une source sonore indépendamment des mouvements de l'auditeur. Des tests perceptifs menés sur un grand nombre d'auditeurs ont prouvé que l'utilisation d'un tel système permettait d'améliorer considérablement la précision de la localisation des sources sonores [19].

Enfin, il faut noter que la diffusion à travers un casque, de même que la diffusion par des enceintes acoustiques, soulève le problème de l'égalisation des signaux. En effet, même si l'on connaissait parfaitement les variations de pression à faire parvenir jusqu'aux tympans de l'auditeur, il resterait encore à s'assurer que ce sont bien ces sons qui sont générés par le casque d'écoute. La réponse impulsionnelle imparfaite des transducteurs d'un casque engendre un filtrage des signaux transmis aux oreilles, de même que le couplage entre les cavités constituées par les conduits auditifs et les transducteurs. Ainsi, certaines bandes de fréquence peuvent être favorisées au détriment d'autres dans le signal finalement perçu par l'auditeur, ce qui peut provoquer des erreurs de localisation. L'égalisation d'un casque, bien que réputée plus facile que celle d'une enceinte acoustique rayonnant dans une pièce, reste une tâche ardue, notamment parce qu'elle doit être réalisée en prenant en compte les particularités physiologiques de chaque auditeur (forme du pavillon de l'oreille, volume du conduit auditif). On peut néanmoins envisager l'utilisation de casques « actifs » équipés de microphones intra-auriculaires, égalisés par filtrage adaptatif [50] (voir section 2.2.3).

### 1.1.3 Les techniques transaurales

Les techniques transaurales peuvent être vues comme une alternative aux méthodes binaurales visant à s'affranchir de l'utilisation d'un casque d'écoute, ou bien comme une amélioration de la stéréophonie. Il s'agit, comme dans le cas de la diffusion stéréophonique, d'utiliser des haut-parleurs pour restituer au niveau des oreilles de l'auditeur des signaux pertinents du point de vue perceptif. Ces signaux peuvent par exemple provenir d'une prise de son effectuée par une tête artificielle, ou bien avoir été synthétisés à l'aide de HRTF. L'originalité de ces stratégies réside dans l'utilisation de filtres dont l'objectif est de corriger le phénomène de diaphonie : ainsi, dans le cas idéal, l'auditeur reçoit au niveau de son oreille gauche le signal présent sur la voie de gauche, et de même à droite.

L'idée d'un dispositif de reproduction transaural remonte aux années 1960, avec le brevet de Atal et Schroeder [1]. Au début des années 1970, Damaske réalise sur le sujet une étude pratique, qui fait l'objet d'une publication [14]. L'auteur, qui cherchait à éviter les problèmes liés à la diffusion par casque d'écoute de sons provenant de têtes artificielles, proposait l'ajout de signaux de correction aux signaux enregistrés en entrée des haut-parleurs. Comme illustré sur la figure 1.3, les signaux correctifs étaient obtenus par filtrage des signaux enregistrés de la voie opposée, les filtres ayant été générés sur des critères perceptifs par l'opérateur (ajustement d'un gain et d'un retard par bandes de fréquences). Le dispositif permettait de donner à l'auditeur l'illusion de percevoir des sons provenant de l'extrême gauche jusqu'à l'extrême droite, bien que les deux haut-parleurs diffusant les sons fussent situés face à

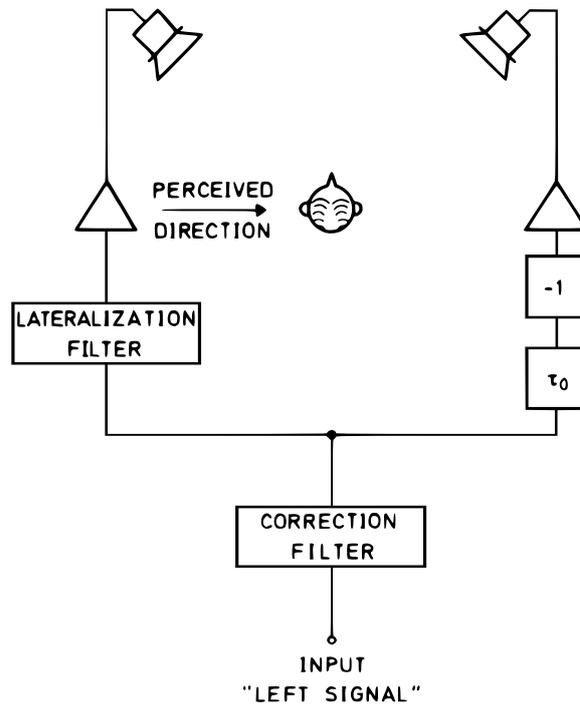


FIG. 1.3 : Principe du filtrage utilisé dans le dispositif de diffusion transaural proposé par Damaske. Le signal présent sur la voie de gauche est simultanément envoyé aux deux haut-parleurs à travers des filtres analogiques : à droite le signal est retardé et inversé ; à gauche le signal subit un filtrage adaptant son amplitude en fonction de la fréquence. Le but de ce filtrage est d'atténuer la diaphonie entre la source gauche et l'oreille droite. Les paramètres des filtres ont été ajustés à la main de manière à donner à l'auditeur la sensation que le son provient de l'extrême gauche. Un dispositif identique est utilisé pour la voie de droite. (Illustration tirée de [14])

lui. Au delà d'un angle de  $90^\circ$ , on assistait généralement à de nombreuses confusions avant-arrière : un son censé être perçu comme provenant de l'arrière gauche ( $135^\circ$ ) était localisé à l'avant gauche ( $45^\circ$ ). Ce premier dispositif transaural constituait une avancée importante par rapport à la stéréophonie, mais n'en bouleversait pas les principes fondamentaux. Si la précision de la localisation des sources sonores restait relativement peu dépendante du local de diffusion, elle était cependant extrêmement sensible à la position de la tête de l'auditeur, cette dernière devant demeurer parfaitement centrée pendant la durée de l'écoute. Ce défaut est imputable au caractère très local de l'effet du filtrage employé pour atténuer la diaphonie. Par ailleurs, on notera que le filtrage employé restait très rudimentaire, quand l'annulation de la diaphonie requiert des filtres bien plus complexes : une impulsion émise par la source gauche arrivant avec un retard au niveau de l'oreille droite, une contre-impulsion doit être émise par la source droite pour l'annuler, qui arrivera elle aussi retardée jusqu'à l'oreille gauche, et devra à son tour être annulée...

Avec le développement des technologies numériques, les méthodes de filtrage uti-

lisées dans le contexte de la diffusion transaurale deviennent de plus en plus sophistiquées. Dans les systèmes les plus élaborés, les filtres sont calculés en modélisant la tête de l'auditeur comme une sphère rigide, ou bien à partir de mesures réalisées sur des mannequins en chambre anéchoïque. On aboutit ainsi à des résultats assez concluants du point de vue perceptif, mais cependant soumis aux mêmes limitations que les systèmes binauraux : la correspondance souvent très approximative entre les hypothèses utilisées pour le calcul des filtres (par exemple, des sources monopolaires émettant du son en champ libre autour d'une sphère rigide) et la réalité du local de diffusion (directivité des sources, réflexions sur les parois de la salle, diffraction par un volume complexe qu'est le corps de l'auditeur) conduisent à des erreurs de localisation chez un grand nombre d'auditeurs [28]. D'autre part ces différences contribuent à réduire la taille de la zone dans laquelle le dispositif fonctionne, et la qualité de la sensation reste très sensible à la position de l'auditeur.

L'évolution la plus remarquable des dispositifs transauraux depuis leur invention touche justement à l'élargissement du *sweet spot* (la zone dans laquelle l'effet spatial est correctement perçu), avec l'apparition du *stereo dipole* [30, 31, 42]. Jusqu'alors, l'écartement des sources employées dans les systèmes transauraux restaient généralement proches de l'écartement classique utilisé en stéréophonie, soit environ  $60^\circ$ . L'originalité du « dipôle » réside dans le fait que l'on dispose les haut-parleurs très proches l'un de l'autre, avec un écartement de l'ordre de  $10^\circ$ . Cette disposition des sources a pour effet de simplifier considérablement le champ acoustique produit, et d'élargir la zone dans laquelle une source virtuelle peut être entendue. Le dispositif est donc beaucoup moins sensible aux mouvements de la tête de l'auditeur [48, 55], et permet à cette dernière d'effectuer de petites rotations qui aident à préciser la localisation de sources virtuelles.

A la suite du *stereo dipole*, une dernière innovation concernant l'écartement des sources a fait son apparition : il s'agit du principe de « distribution optimale des sources » (*optimal source distribution*) [54]. En fonction de la géométrie du dispositif de diffusion transaural (écartement des sources, distance supposée de l'auditeur) la génération de sons comportant certaines composantes fréquentielles peut s'avérer problématique. Pour ces fréquences le système est mal posé du point de vue mathématique, ce qui conduit les sources à générer des signaux de très forte amplitude, entraînant ainsi une perte de dynamique, et rend le dispositif très peu robuste aux erreurs. Le principe de la distribution optimale des sources est de gérer l'écartement des sources en fonction de la bande de fréquence diffusée, l'écartement étant minimal (proche de  $0^\circ$ ) pour les fréquences élevées, et maximal ( $180^\circ$ ) pour les fréquences les plus basses. La figure 1.4 montre un exemple de dispositif utilisant ce principe avec deux haut-parleurs aigus disposés au centre et deux haut-parleurs graves placés sur les côtés.



FIG. 1.4 : Exemple de dispositif de spatialisation sonore utilisant le principe de la distribution optimale des sources.

## 1.2 Méthodes de reproduction étendues

Le principal défaut des stratégies locales provient du caractère très individuel du champ sonore régnant au voisinage proche d'un auditeur dans une situation réelle. A quelques centimètres des oreilles de ce dernier, la composante diffractée du son devient très importante et il est difficile de connaître avec précision la manière dont la présence de l'auditeur affecte le champ sonore. Celle-ci dépend à la fois des caractéristiques physiques de sa tête (écartement des oreilles, forme des pavillons), de son torse et même de ses vêtements [33]. Outre la méconnaissance du champ sonore que l'on veut reproduire au niveau des oreilles de l'auditeur, la synthèse de ce champ constitue une autre difficulté importante : il est très difficile d'assurer un champ donné en un point précis de l'espace à l'aide de transducteurs, qu'il s'agisse d'un casque de ou de haut-parleurs.

Une manière de contourner ces difficultés est d'utiliser les stratégies de reproduction étendue du champ sonore. A l'inverse des méthodes de reproduction locales, ces dernières visent à synthétiser un champ sonore de façon contrôlée sur une zone étendue de l'espace, contenant un ou plusieurs auditeurs. L'intérêt de cette approche, outre le fait de pouvoir diffuser un son spatialisé pour une assemblée comportant plusieurs personnes, est de s'affranchir du problème de l'individualisation du champ sonore : si l'on est capable de synthétiser le champ sonore incident qui serait produit par une source localisée en un point de l'espace sur une zone étendue, on peut s'attendre à ce que le son vienne diffracter *naturellement* sur le ou les auditeurs comme



FIG. 1.5 : Un exemple de microphone soundfield pour la prise de son en format B. Ce modèle « artisanal » a été réalisé par Nick Mariette ([http://soundsorange.net/?projects:diy\\_ambisonic\\_microphone](http://soundsorange.net/?projects:diy_ambisonic_microphone)).

il le ferait avec la source réelle [17]. Ces derniers peuvent alors évoluer dans l'espace où le son est reproduit et conservent tous les indices de localisation spatiale utilisés dans une situation normale.

Historiquement, ces stratégies sont apparues beaucoup plus récemment que les stratégies locales, ce qui peut s'expliquer par la complexité et le coût des moyens mis en jeu : le contrôle du son dans l'espace requiert en effet l'utilisation de nombreuses sources sonores, elles-mêmes pilotées par un important dispositif électronique.

### 1.2.1 Méthodes Ambisoniques

Initiées par Gerzon dans les années 1970 [24, 25], les méthodes ambisoniques de spatialisation sonore s'appuient sur un outil mathématique de représentation des champs sonores : la décomposition en harmoniques sphériques (voir annexe A). A l'origine, la méthode décrite par Gerzon consistait en une technique particulière de prise de son, utilisant un microphone dit *soundfield*, associée à une stratégie de décodage des signaux fondée sur des hypothèses psychoacoustiques permettant de les diffuser sur des réseaux circulaires de haut-parleurs. Plus récemment la méthode a été améliorée avec l'apparition de la restitution ambisonique dite *aux ordres supérieurs* [15], qui s'appuie plus sur la théorie des harmoniques sphériques et requiert une prise de son plus complexe.

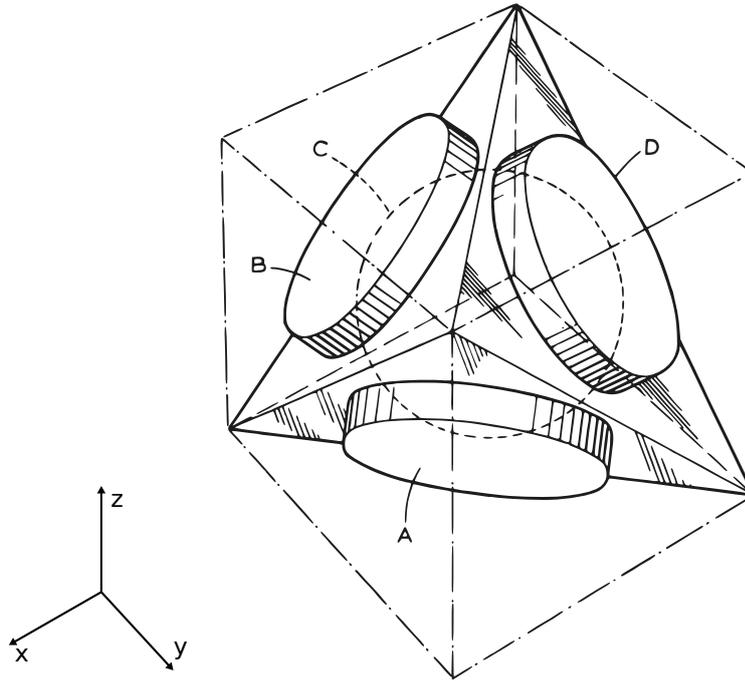


FIG. 1.6 : Notations utilisées dans les équations 1.1 qui décrivent l'encodage en format B (Illustration tirée du brevet de Craven et Gerzon sur le microphone *soundfield*).

### Prise de son et encodage

Le microphone *soundfield* utilisé pour la prise de son ambisonique est constitué de quatre microphones de type cardioïdes disposés en tétraèdre (voir figure 1.5), de manière à fournir des informations sur la pression et sur son gradient dans les trois dimensions de l'espace. Les signaux provenant directement des quatre capsules sont appelés format A. La méthode de reproduction ambisonique demande l'encodage de ces signaux en format B, qui représentent une approximation de la décomposition du champ de pression au centre du microphone en harmoniques sphériques à l'ordre 1. Le passage entre les signaux  $(A, B, C, D)$  (voir figure 1.6) du format A aux signaux  $(W, X, Y, Z)$  du format B s'effectue de la manière suivante :

$$\begin{aligned}
 W &= A + B + C + D \\
 X &= A + B - C - D \\
 Y &= A - B - C + D \\
 Z &= -A + B - C + D
 \end{aligned}
 \tag{1.1}$$

Les formules d'encodages sont données ici à un facteur multiplicatif près, selon les conventions existantes. On obtient grâce à ce procédé assez simple d'encodage

un signal  $W$  nous informant sur la pression au centre des quatre capsules, et trois signaux  $(X, Y, Z)$  donnant une information sur la valeur de la vitesse particulière dans les trois directions de l'espace.

Notons que la méthode ambisonics peut également permettre de synthétiser des champs sonores de directivité données, sans prise de son préalable. Si l'on veut donner à un signal mono  $p$  la directivité d'une onde plane de direction  $(\theta, \varphi)$ , on peut l'encoder au format B avec les formules suivantes :

$$\begin{aligned} W &= p \\ X &= \sqrt{2}\cos(\theta)\cos(\varphi)p \\ Y &= \sqrt{2}\sin(\theta)\cos(\varphi)p \\ Z &= \sqrt{2}\sin(\varphi)p \end{aligned} \tag{1.2}$$

### Décodage et diffusion

Le processus de décodage permet d'obtenir, à partir des signaux encodés au format B, les signaux envoyés aux sources sonores qui vont restituer le champ sonore enregistré. Le passage de l'un à l'autre dépend de la distribution de sources choisie, c'est à dire du nombre de sources utilisées et de leur localisation dans l'espace relativement à l'endroit où l'on souhaite recréer le champ sonore. En règle générale, les dispositifs de diffusion ambisoniques sont constitués d'enceintes acoustiques disposés régulièrement le long d'un cercle de quelques mètres de diamètre, un seul auditeur prenant place au centre de ce cercle. Cependant des dispositifs ayant d'autres formes, et notamment en trois dimensions, peuvent être imaginés, les règles de décodages étant alors plus complexes.

L'objectif du processus de décodage tel que décrit par Gerzon n'est pas à proprement parler de reconstituer à l'aide des sources un champ sonore identique à celui qui a été enregistré, mais plutôt de tirer le meilleur parti des informations contenues dans le format B pour donner à l'auditeur une sensation de directivité du son [15]. Il fait dans ce but appel à deux vecteurs, appelés *vecteur vitesse* et *vecteur énergie*, qui sont supposés traduire la direction de provenance des sons perçue par l'auditeur, respectivement aux basses et hautes fréquences. La justification donnée par Gerzon quant au choix de ces vecteurs est assez ésotérique mais Jérôme Daniel [15] a montré que ces vecteurs pouvaient être associés aux indices psychoacoustiques classiques de la localisation dans le plan médian à basse et haute fréquence, à savoir respectivement la différence interaurale de temps, et la différence interaurale d'amplitude. Deux décodages différents sont appliqués, selon que l'on traite la partie basse ou

hute fréquence des signaux.

Un aspect important du décodage ambisonique est que l'on considère la contribution des sources servant à la diffusion comme des ondes planes. Cette hypothèse est bien évidemment réductrice, notamment à basse fréquence où la distance des sources à l'auditeur peut être inférieure à une longueur d'onde.

### **Méthode ambisonique aux ordres supérieurs**

La thèse de Jérôme Daniel [15] concerne la généralisation de la méthode ambisonique aux ordres supérieurs. Il s'agit d'aller un peu plus loin que le format B, en cherchant à traduire les propriétés spatiales du champ sonore selon une décomposition en harmoniques sphériques d'ordre supérieur à 1. Une prise de son permettant de remonter aux termes de la série d'harmoniques sphériques jusqu'à l'ordre quatre nécessite l'utilisation de microphones plus perfectionnés que le capteur soundfield. Des prototypes de microphones de ce type, formés de 32 petites capsules montés dans une sphère rigide, sont actuellement à l'étude [38].

L'intérêt de la méthode Ambisonics aux ordres supérieurs est d'étendre la zone de l'espace dans laquelle le champ sonore est correctement reproduit par le dispositif. En effet, la décomposition en série d'harmoniques sphériques peut être comparée à un développement en série de Taylor : plus l'ordre des termes pris en compte dans la décomposition augmente, et plus la région de l'espace dans laquelle leur somme réalise une bonne approximation de la valeur de la pression originale est grande. A noter que l'étendue que cette région est relative à la longueur d'onde considérée.

Enfin, notons que les travaux de Rozenn Nicol [44] ont permis de montrer que les méthodes ambisoniques, du moins en ce qui concerne le processus de décodage réalisé à basse fréquence, pouvaient être considérées comme un cas particulier de l'holophonie, dont nous allons maintenant exposer le principe.

#### **1.2.2 Holophonie et WFS**

L'holophonie a été imaginée par Jessel [27] dans les années 70. L'application pratique de ce principe a ensuite été développée sous le nom de *Wave Field Synthesis* (WFS), en grande partie au sein de l'université des technologies de Delft (Pays-Bas), à partir de la fin des années 1980 [4, 57]. L'idée de départ de la méthode est d'appliquer le principe de Huygens sur la propagation des ondes à la synthèse contrôlée de champs acoustiques. D'après Huygens, une onde sonore (ou lumineuse) émise par une source primaire se propageant à l'instant  $t$  peut être vue comme la somme des contributions d'une infinité de sources sonores (ou lumineuses) ponctuelles, dites secondaires, situées sur le front de l'onde à l'instant  $(t - 1)$  (voir figure 1.7). Suivant ce principe, un réseau constitué d'une infinité de sources sonores convenablement dispo-

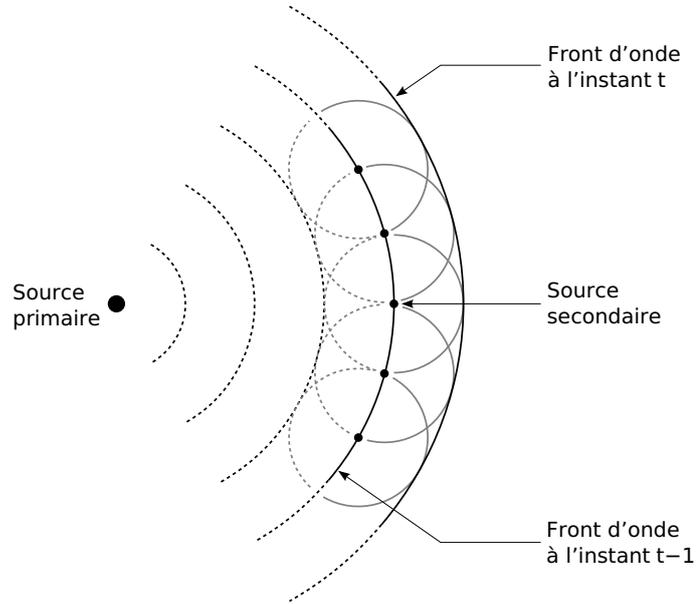


FIG. 1.7 : Principe de Huygens pour la propagation des ondes

sées est à même de reproduire artificiellement le champ produit par n'importe quelle source primaire. En pratique on ne dispose bien entendu que d'un nombre fini de sources sonores, ce qui conduit à un certain nombre d'approximations et donc d'erreurs. Dans la plupart des dispositifs de diffusion holophoniques existants, au mieux quelques dizaines de sources sonores sont réparties en un réseau linéaire, l'objectif étant la diffusion de sons spatialisés dans le plan horizontal.

### Equation de Kirchhoff-Helmholtz

Sur le plan théorique, la méthode est fondée sur une représentation intégrale du champ acoustique. Dans le domaine fréquentiel, si l'on délimite un volume  $\Omega$  fermé par une surface  $\Sigma$ , et si ce volume ne contient aucune source sonore, alors la pression mesurée en un point  $\vec{r}_\Omega$  de  $\Omega$  peut être décrite par l'équation de Kirchhoff-Helmholtz :

$$p(\vec{r}_\Omega) = \iint_{\Sigma} \left[ G(\vec{r}_\Sigma, \vec{r}_\Omega) \frac{\partial p(\vec{r}_\Sigma)}{\partial n} - p(\vec{r}_\Sigma) \frac{\partial G(\vec{r}_\Sigma, \vec{r}_\Omega)}{\partial n} \right] d\vec{r}_\Sigma \quad (1.3)$$

où  $\frac{\partial}{\partial n}$  est la dérivée par rapport à la normale à la surface  $\Sigma$ , et où  $G(\vec{r}_\Sigma, \vec{r}_\Omega)$  est la fonction de Green en champ libre,

$$G(\vec{r}_\Sigma, \vec{r}_\Omega) = \frac{e^{-jk|\vec{r}_\Sigma - \vec{r}_\Omega|}}{4\pi|\vec{r}_\Sigma - \vec{r}_\Omega|} \quad (1.4)$$

où  $k$  est le nombre d'onde. L'équation de Kirchhoff-Helmholtz peut s'interpréter de deux manières. D'une part, cette équation montre que la pression mesurée en un point du volume ne dépend que du champ sonore (la pression acoustique et sa

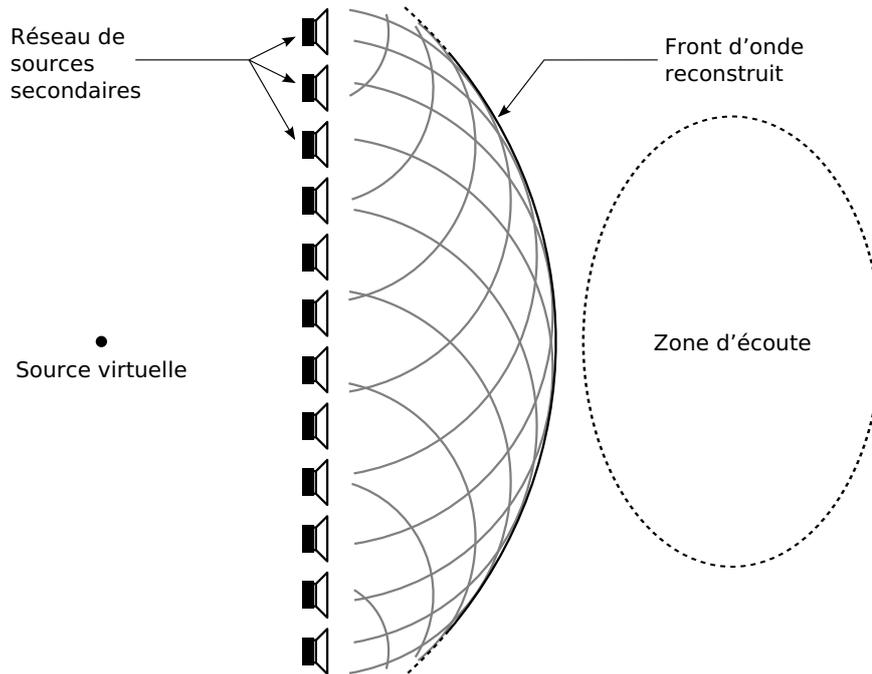


FIG. 1.8 : Principe de fonctionnement d'un dispositif holophonique de reproduction sonore.

dérivée normale) sur la totalité de la frontière  $\Sigma$ . Cette interprétation est à l'origine de la méthode des éléments de frontière, mais également de méthodes de contrôle du champ sonore dont il est question au chapitre 2 et plus généralement dans ce rapport. La seconde interprétation est celle du principe de Huygens : la fonction de Green  $G(\vec{r}_\Sigma, \vec{r}_Q)$  et sa dérivée normale représentant respectivement le rayonnement en  $\vec{r}_Q$  d'une source monopolaire et dipolaire située en  $\vec{r}_\Sigma$ , on peut voir l'intégrale comme la somme des contributions d'une infinité de sources réparties sur la surface  $\Sigma$ . L'amplitude de ces sources est alors, dans le cas des monopoles, proportionnelle à la dérivée normale de la pression  $\frac{\partial p(\vec{r}_\Sigma)}{\partial n}$ , et dans le cas des dipôles, proportionnelle à la pression  $p(\vec{r}_\Sigma)$ .

### Une mise en oeuvre pratique de l'holophonie : la WFS

L'idée de la *Wave Field Synthesis* est, comme le montre la figure 1.8, de remplacer les distributions continues de sources monopolaires et dipolaires de l'équation de Kirchhoff-Helmholtz par des réseaux comportant un nombre fini de sources sonores, le plus souvent monopolaires. L'utilisation d'un seul type de sources, en contradiction avec l'équation de Kirchhoff-Helmholtz, se justifie tout d'abord théoriquement par les intégrales de Rayleigh. Ces dernières sont obtenues dans le cas où la surface  $\Sigma$  délimitant la zone dans laquelle on cherche à reproduire le son est un plan infini, et en imposant la nullité de la pression ou de sa dérivée normale sur  $\Sigma$ . L'expression des

intégrales de Rayleigh montre qu'il est possible de restituer parfaitement un champ sonore dans le demi-espace  $\Omega$  en utilisant un réseau plan constitué uniquement de monopôles ou de dipôles. Par ailleurs l'étude approfondie du fonctionnement des dispositifs de reproduction holophonique [44] a permis de montrer qu'il était possible dans la plupart des cas de n'utiliser qu'un seul type de sources sonores dans la mesure où l'utilise que les sources secondaires situées entre les auditeurs et la source virtuelle dont on veut reconstruire le champ.

En règle générale, les dispositifs holophoniques cherchent à produire un effet de spatialisation en deux dimensions, c'est à dire de permettre à l'auditeur de localiser des sources dans un plan horizontal. Le plus souvent, ces dispositifs sont linéaires dans le cas où les sources virtuelles sont toujours situées du même côté, et circulaires le cas où les sources virtuelles peuvent se situer de tous côtés. Ceci se justifie sur le plan théorique par l'approximation de la phase stationnaire : dans le cas où source primaire, source secondaire et auditeurs se trouvent dans un même plan, on peut moyennant l'utilisation d'un terme correctif approcher la contribution des différentes sources secondaires disposées sur une surface fermée entourant l'auditeur par celle des sources situées à sa hauteur.

### Principales limitations

L'utilisation de l'holophonie est soumise à un certain nombre de limitations physiques, les deux plus étudiées dans la littérature étant connues sous le nom de *repliement spatial* (ou *aliasing spatial*) et d'effet de *troncature spatiale*. Le phénomène d'aliasing spatial trouve sa source, au moment de la prise de son (si elle a lieu) dans la discrétisation de la surface ou du contour délimitant l'espace de reproduction par un nombre fini de microphones ; et au moment de la restitutions, dans la discrétisation de cette même surface par un nombre fini de sources. En effet, l'application stricte de l'équation intégrale de Kirchhoff-Helmholtz suppose que l'on dispose d'un nombre infini de monopoles et de dipôles répartis continuellement le long de la surface durant ces deux étapes. A l'instar de la période dans le cadre de l'échantillonnage temporel, la distance séparant les transducteurs implique un phénomène de *repliement spatial* à la prise de son, et une *interpolation spatiale* à la restitution. On considère généralement que ces phénomènes interviennent au delà de la fréquence dite de repliement (ou d'aliasing) qui correspond au cas où la distance séparant les transducteurs vaut une demi longueur d'onde. Le phénomène de repliement peut être corrigé grâce à l'utilisation de filtres anti-repliement spatial, qui correspondent à une pondération des capteurs au moment de la prise de son. La correction de l'interpolation spatiale peut pour sa part être réalisée à travers le choix de sources secondaires ayant une directivité particulière [44].

La troncature du réseau de sources secondaires est une autre source d'erreurs de reproduction observées en pratique à l'utilisation de la WFS. De même que le repliement spatial, cette limitation provient de la manière approximative avec laquelle on applique l'équation de Kirchhoff-Helmholtz, ou de Rayleigh. Ces dernières prévoient en effet l'emploi de sources distribuées, respectivement, sur une surface fermée et sur un plan infini de l'espace. En pratique, les distributions de sources secondaires utilisées en holophonie sont généralement tronquées dans la dimension verticale (les sources sont disposées uniquement à la hauteur de la tête des auditeurs) et parfois dans la dimension horizontale (distributions linéaires). On peut décrire l'effet de cette troncature par analogie avec le fenêtrage temporel de signaux : plus le fenêtrage spatial réalisé sur la distribution de sources secondaires est étroit ou brutal et plus le « spectre spatial » (directivité) du champ sonore restitué est étalé. Les effets de troncature verticale sont généralement compensés par l'application du théorème de la phase stationnaire, évoqué ci-avant. Les artéfacts générés par la troncature horizontale sont en revanche souvent corrigés par l'utilisation de fenêtres spatiales, c'est à dire de pondération des gains des sources secondaires, à l'instar des fenêtres couramment utilisées en traitement du signal.

Enfin, remarquons que la WFS est sensible aux effets de salle, bien que ceci n'ait fait qu'assez récemment l'objet d'études approfondies [12, 21, 52]. La méthode est en effet fondée sur une connaissance *a priori* de la manière dont les sources secondaires rayonnent, la génération des commandes s'effectuant à partir d'hypothèses de propagation en champ libre. Or, en pratique, un dispositif holophonique prend place dans une salle qui n'est pas exempte de réverbération : la réflexion des ondes émises par les sources secondaires génère des échos nuisant à la précision de l'effet de localisation spatiale des sources virtuelles. Pour compenser ces échos, il est nécessaire de filtrer les signaux envoyés aux sources secondaires ce qui requiert une étape préliminaire de mesure des réponses impulsionnelles [12, 52], ou l'utilisation de systèmes de filtrage adaptatif, comme cela a été récemment proposé avec l'*Adaptive Wave Field Synthesis* [21] (voir section 2.2.3).

### **1.3 Conclusion : quelle stratégie adopter pour les très basses fréquences ?**

Les champs sonores très basse fréquence constituent un domaine encore relativement inexploré de l'acoustique, notamment en ce qui concerne la perception de ces sons par les êtres humains. L'étude de la localisation des source sonores, ou encore l'évaluation de la gêne produite par l'exposition à des bruits comportants des composantes se situant dans ce domaine du spectre peuvent pourtant constituer d'in-

téressants sujets de recherche. La construction d'avions de ligne volant à des vitesses supersoniques pose par exemple la question de la perception du bruit de bang produit par ces appareils. Dans le domaine de l'audio, il est courant de négliger l'importance de la dimension spatiale des sons de fréquences inférieure à une centaine de Herz. C'est le cas notamment des systèmes *home-cinema* dans lesquels la restitution de cette partie du spectre est entièrement assurée par un unique caisson de graves. Cependant ce choix résulte probablement plus d'une méconnaissance des mécanismes de perception des sons basses fréquences que de considérations scientifiques : le moyen technique d'étudier ces mécanismes, à savoir un dispositif permettant une spatialisation rigoureuse sur le plan physique de ces sons, fait jusqu'à présent défaut.

On considère généralement que la limite inférieure de perception des sons par les êtres humains se situe aux environs de 20 Hz, les fréquences situées en dessous de cette valeur constituant le domaine des infrasons. Cependant cette limite reflète les capacités de détection de l'oreille, alors que cet organe n'est pas la seule partie du corps à entrer dans le mécanisme de la perception des sons aux très basses fréquences. Pour s'en convaincre il suffit d'assister à un concert de musique amplifiée, pendant lesquels les sons percussifs et graves, comme ceux de grosse caisse, provoquent chez la plupart des auditeurs une sensation très particulière dans le torse et le ventre. En outre il a été observé à plusieurs reprises que l'exposition à des sons extrêmement graves pouvait conduire à des sensations de malaise, ce qui a conduit à des recherches toujours d'actualité sur des applications militaires utilisant ce type de champs sonores [23, 40]. La conséquence directe de cette spécificité des sons très basse fréquence est l'impossibilité de reproduire chez un auditeur une sensation réaliste à l'aide d'un casque, comme il est d'usage dans les tests psychoacoustiques. Évaluer la gêne, la sonie, où la localisation de tels sons de façon pertinente nécessite que le sujet soit immergé dans le champ sonore. Plus généralement, les méthodes de reproduction de champs sonores que nous avons ici appelées « locales » sont à prescrire, dans la mesure où elles sont conçues dans le but strict de générer des sons au voisinage immédiat des oreilles : elles n'offrent ainsi aucune garantie que les propriétés spatio-temporelles du champ sonore soient respectées sur une zone suffisante à l'immersion d'un auditeur.

Les particularités de la perception des sons à très basse fréquence nous orientent donc vers l'utilisation des méthodes « globales » de spatialisation, qui visent à produire des champs sonores tout autour de l'auditeur. Cependant la perception d'ondes sonores ayant de telles propriétés spectrales exige d'atteindre des niveaux de pression suffisamment élevés. À titre d'exemple le niveau de pression d'un son de bang produit au sol par un avion supersonique peut atteindre 120 dB, 90 % de son énergie étant comprise dans le domaine infrasonore [13]. La production de sons aussi graves à de tels niveaux ne peut être réalisée qu'à l'aide de nombreuses sources sonores à l'inté-

rieur d'une petite pièce fermée. Or, nous avons vu que les effets de salle détériorait considérablement les résultats obtenus dans le cadre des deux principales stratégies globales de spatialisation, à savoir l'holophonie et la méthode ambisonique. Ceci est d'autant plus vrai que nous nous plaçons ici dans un domaine de fréquence où les effets de salle sont particulièrement importants.

En conclusion de ce chapitre, il semble qu'aucune des méthodes de spatialisation sonore présentées ici ne convienne à une restitution des champs sonores très basse fréquence pertinente sur le plan perceptif. Une stratégie à même de mener à bien cette tâche doit avoir la capacité de faire fonctionner un grand nombre de sources dans un environnement réverbérant, ce qui exige l'utilisation de méthodes de filtrage multivoies performantes. Comme nous allons le voir dans le chapitre suivant, il semble que les stratégies développées dans le cadre du contrôle actif du bruit proposent des réponses intéressantes à ce problème.

## Chapitre 2

# Contrôle acoustique actif appliqué à la reproduction sonore

<b>2.1</b>	<b>Contrôle acoustique actif : Principe de fonctionnement</b>	<b>26</b>
2.1.1	Les enjeux acoustiques du contrôle actif du bruit	28
2.1.2	Traitement du signal en contrôle acoustique actif par <i>feedforward</i>	29
<b>2.2</b>	<b>Stratégies de reproduction sonore inspirées du contrôle actif</b>	<b>34</b>
2.2.1	De l'antibruit à la reproduction de champs sonores	34
2.2.2	Méthodes surfaciques de contrôle du champ sonore	37
2.2.3	Autres méthodes inspirées du contrôle actif	42
<b>2.3</b>	<b>Conclusions : apports du contrôle actif à la spatialisation sonore</b>	<b>45</b>

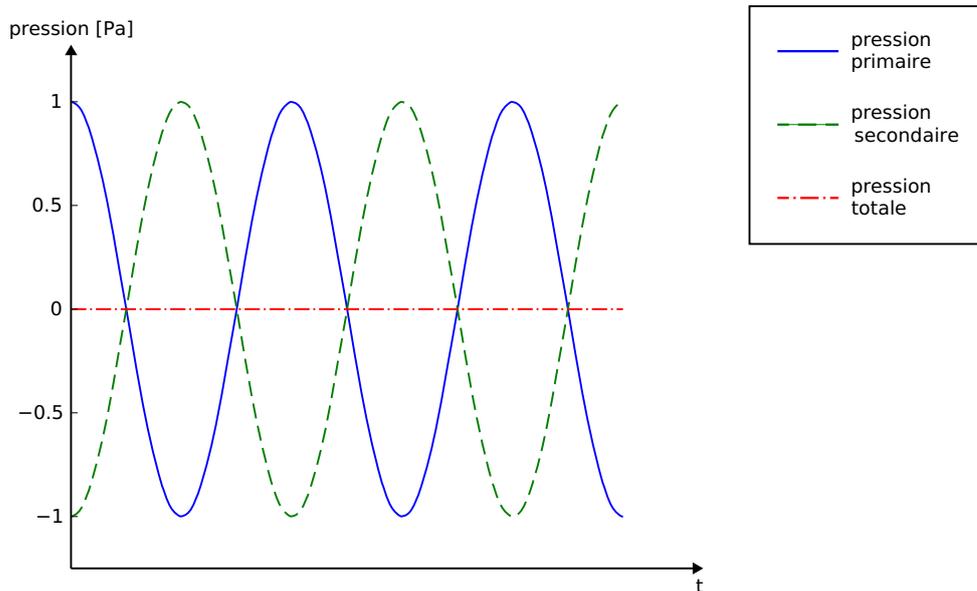


FIG. 2.1 : Principe de base du contrôle actif : un bruit peut être totalement annulé en un point par un autre bruit qui lui est parfaitement opposé.

Le contrôle actif du bruit (*active noise control*) est une méthode d'atténuation des nuisances sonores et vibratoires. Bien que le principe en ait été breveté dès le milieu des années 1930 [35], cette méthode n'a jusqu'à maintenant donné lieu qu'à un petit nombre d'applications industrielles. Ces deux dernières décennies ayant vu peu d'innovations majeures dans le domaine, il paraît naturel de chercher de nouveaux champs d'applications au contrôle actif : dans ce domaine, l'anéchoïsme actif et l'application des méthodes issues du contrôle actif à la reproduction de champs sonores s'imposent comme des candidats prometteurs.

## 2.1 Contrôle acoustique actif : Principe de fonctionnement

Les méthodes actives de réduction de bruit s'opposent par définition aux stratégies passives. Dans ces dernières, on exploite généralement le phénomène de dissipation visco-thermique des ondes acoustiques au sein de matériaux absorbants. On cherche donc à convertir l'énergie acoustique en énergie thermique. A l'inverse, l'idée de départ du contrôle actif du bruit est le principe d'interférence destructive : une onde sonore ou une vibration de structure, dite primaire, peut en principe être parfaitement annulée en un point si on lui superpose un autre onde, dite secondaire, qui lui est parfaitement opposée (voir figure 2.1). En fonction des situations rencontrées,

le contrôle actif peut se décliner en contrôle actif des vibrations ou en contrôle acoustique actif. Dans le premier cas on cherche à atténuer les vibrations d'une structure émettrice de bruit en pilotant des transducteurs piézoélectriques. Dans le cas du contrôle acoustique actif on utilise une ou plusieurs sources acoustiques secondaires, le plus souvent des haut-parleurs, pour générer un champ sonore aussi opposé que possible à celui rayonné par la ou les sources primaires de bruit. Dans la suite on ne s'intéresse qu'au cas du contrôle acoustique actif.

Le problème posé par le contrôle acoustique actif peut se décomposer en deux parties distinctes. La première concerne le nombre, le type et le placement des sources secondaires : réaliser un champ sonore secondaire pertinent du point de vue du contrôle actif dans une zone donnée de l'espace requiert la capacité de reproduire la complexité spatiale du champ sonore primaire dans la zone en question. Par exemple, une onde primaire sphérique ne peut être efficacement contrée par un dispositif de contrôle actif que si ce dernier est en mesure de générer des ondes secondaires se propageant de manière très similaire à celle de l'onde primaire. La deuxième exigence du contrôle acoustique actif concerne l'évolution temporelle du son que l'on veut atténuer : pour que le contrôle soit efficace, la pression acoustique secondaire doit être à chaque instant aussi proche que possible de la valeur opposée à celle de la pression primaire. Seule la conjonction de ces deux exigences autorise l'atténuation efficace d'un bruit sur une zone suffisamment étendue de l'espace au cours du temps.

Notons que le phénomène d'interférence destructive n'est pas le seul mis en oeuvre dans le cadre du contrôle acoustique actif. Ajouter un champ sonore secondaire au champ primaire représente un apport d'énergie acoustique. La redistribution spatiale de cette énergie par interférence permet de ménager des zones de silence relatif, mais elle crée également des zones où le bruit est régénéré, c'est à dire plus fort qu'en l'absence de contrôle. La minimisation globale de l'énergie acoustique rayonnée par une source primaire ne peut donc être envisagée sous l'angle seul du phénomène d'interférence. Or, cette minimisation est en réalité possible si l'on considère les effets de couplage entre la source de bruit primaire et les sources secondaires. Une source secondaire peut modifier l'*impédance de rayonnement* de la source primaire en comprimant et en détendant alternativement la masse d'air se trouvant devant cette dernière, c'est à dire modifier son efficacité à convertir l'énergie qui la met en mouvement en énergie acoustique. Cette modification de l'impédance de rayonnement de la source primaire intervient dans le cas où elle est fortement couplée avec la source secondaire, ce qui se produit en pratique lorsque les sources sont proches l'une de l'autre ou dans un espace clos de petite taille. En revanche le phénomène d'interférence destructive est prépondérant en espace libre quand les sources de bruit sont éloignées. Enfin, dans certains cas, les transducteurs secondaires peuvent absorber une partie de la puissance émise par la source primaire : les sources secondaires

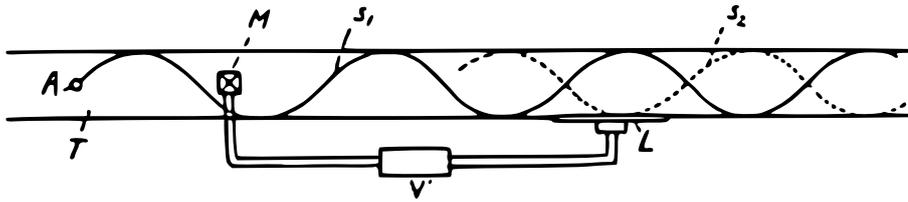


FIG. 2.2 : Contrôle acoustique actif dans un conduit (illustration du brevet de Paul Lueg, 1936). Notons que la réalisation pratique de cette application a attendu plusieurs décennies après le dépôt du brevet.

ont alors une puissance de sortie négative et l'énergie sonore est convertie en énergie électrique.

Dans la suite nous nous intéressons aux similitudes entre contrôle actif et reproduction de champ sonore. Nous avons donc choisi d'envisager le contrôle acoustique actif essentiellement sous l'angle du phénomène d'interférence destructive.

### 2.1.1 Les enjeux acoustiques du contrôle actif du bruit

Depuis le dépôt des premiers brevets sur le contrôle actif dans les années 1930, seules deux applications ont constitué de véritables réussites ayant donné lieu à une commercialisation à grande échelle : le contrôle actif dans les gaines de ventilations et conduits (voir figure 2.2), et le casque antibruit actif, dont la mise au point a attendu la fin des années 1980 [10]. Si les conduits ont longtemps été l'unique terrain d'application du contrôle acoustique actif, c'est grâce aux propriétés particulières qu'ils offrent en terme de propagation des ondes acoustiques. On sait depuis longtemps que seules des ondes planes sont à même de se propager dans un conduit de section constante en deçà d'une valeur de la fréquence dépendant de la forme et des dimensions de la section (premier mode transversal). Les bruits basse fréquence engendrés par exemple par la rotation de ventilateurs dans les gaines d'aération, et qui peuvent représenter une nuisance sonore, se propagent donc généralement en ondes planes le long des conduits. Similairement, un haut-parleur placé dans ou sur le bord d'un conduit y génère des ondes acoustiques planes qui se propagent de la même manière que le bruit gênant. Les conduits sont donc des structures très propices à l'utilisation du contrôle actif, puisqu'une source sonore secondaire commandée de manière appropriée est à même d'y atténuer très efficacement des bruits basse fréquence indésirables, sinon dans sa totalité, au moins sur une portion considérable de sa longueur.

Malheureusement, les bruits basse fréquence dans les tuyaux font figure d'exception parmi les nombreux types de nuisances sonores rencontrés dans la vie courante. Dans le cas le plus général, les bruits gênants se rencontrent en espace semi infini

(en extérieur), ou dans des bâtiments ou véhicules assimilables à des cavités mais à des fréquences pour lesquelles les champs acoustiques peuvent être très compliqués. On a alors deux possibilités : on peut chercher à effectuer le contrôle « à la source », c'est à dire en disposant les sources secondaires à proximité de la source de bruit pour atténuer le rayonnement du son dans tout l'espace ; ou bien disposer les sources secondaires à proximité des personnes que l'on veut protéger du bruit pour essayer de créer une « bulle de silence ». Dans les deux cas, le problème est très similaire à celui de la reproduction d'un champ sonore : être à même de synthétiser un champ sonore de manière contrôlée sur une zone plus ou moins étendue de l'espace. La première limitation d'un dispositif de ce type est l'aptitude physique du réseau de sources secondaires utilisé à rayonner un champ sonore proche sur le plan spatial de celui que l'on veut annuler. Cette aptitude dépend à la fois du type de sources utilisé, de leur nombre de leur disposition et du lieu dans lequel on se place.

De même que la reproduction de champs sonores, le contrôle actif peut être appliqué selon une approche locale ou étendue. Dans son approche locale, le contrôle actif est fait de manière à atténuer le son uniquement au niveau des oreilles de l'auditeur, ce qui permet de s'affranchir d'un certain nombre de problèmes liés au rayonnement des sources acoustiques utilisées. L'archétype du dispositif de contrôle actif local est la casque antibruit actif, où on ne cherche à atténuer le son que dans les cavités formées par les oreilles de l'auditeur fermées par les écouteurs.

### **2.1.2 Traitement du signal en contrôle acoustique actif par *feedforward***

Il existe deux grandes familles de dispositifs de contrôle actif du bruit : ceux qui fonctionnent par *feedback*, et ceux qui fonctionnent par *feedforward*. Un dispositif de contrôle acoustique actif par *feedforward* (voir figure 2.3) est dans le cas général constitué :

- d'un certain nombre de sources acoustiques (haut-parleurs), dont le rôle est d'émettre l'antibruit.
- d'un ou de plusieurs microphones dits de référence qui servent à fournir un ou des signaux corrélés avec les signaux d'erreur, base de filtrage pour la génération des signaux de commandes. Ils peuvent aussi donner des informations sur l'évolution du champ primaire dans un futur proche, dans le cas où ce dernier est instationnaire.
- d'un certain nombre de microphones dits de minimisation (ou d'erreur), qui informent sur les performances actuelles du contrôle en certains points de l'espace (l'erreur est la pression résiduelle de l'antibruit).
- d'un ou de plusieurs contrôleurs électroniques, dont le rôle est de générer les

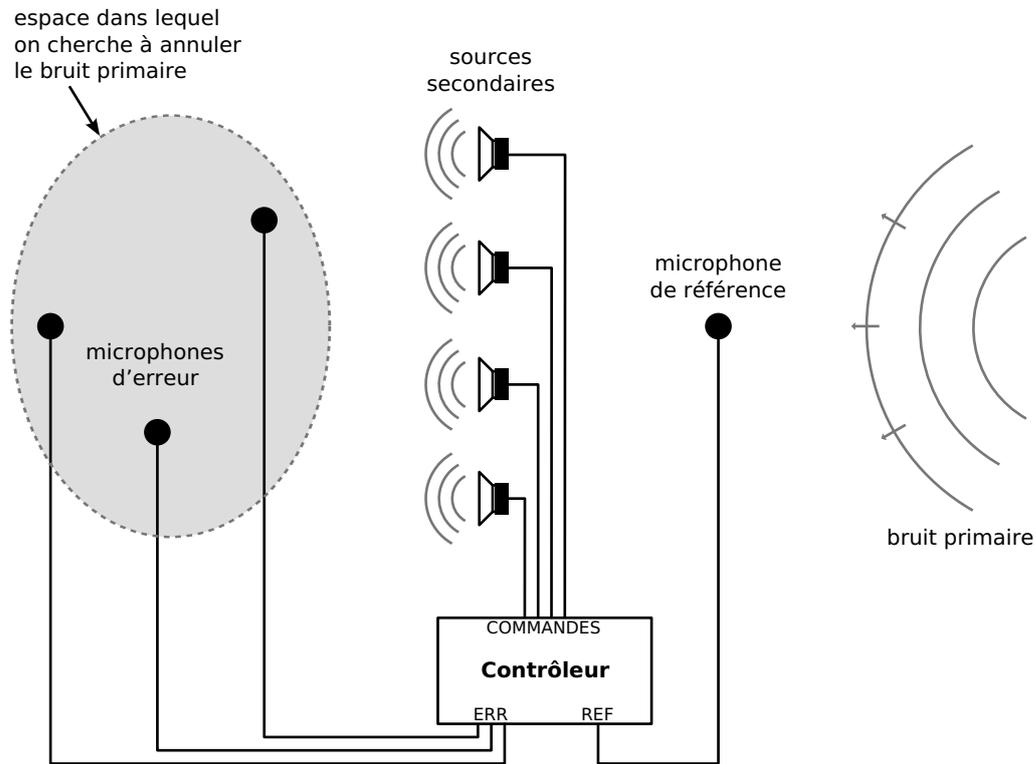


FIG. 2.3 : Principe de fonctionnement d'un dispositif de contrôle actif par feedforward.

signaux de commande des sources à partir des informations données par les microphones d'erreur et de référence.

Notons que dans certains cas, le ou les signaux de référence peuvent ne pas provenir de microphones. Il est par exemple possible d'obtenir des signaux électriques fortement corrélés aux bruits émis par les moteurs en détectant le rythme de leur rotation. Dans le cas du contrôle actif par *feedback*, aucun signal de référence n'est utilisé, le contrôleur se basant alors uniquement sur l'information donnée par les capteurs de minimisation pour générer les signaux de commande envoyés aux sources. Ce type de contrôle est utilisé dans le cas où on ne peut pas disposer d'un signal de référence pertinent, comme par exemple dans le cas du casque antibruit actif. Dans la suite nous nous intéressons uniquement au contrôle par *feedforward* qui peut comme nous allons le voir être aisément appliqué à la reproduction de champs sonores.

### Prédictibilité du bruit primaire et contrainte de causalité

Le rôle essentiel du ou des signaux de référence est de fournir une base de filtrage au contrôleur. A ce titre ces signaux doivent être très corrélés au bruit que l'on cherche à annuler. Si ce champ sonore est fortement prédictible, comme par exemple

dans le cas où il s'agit d'un son sinusoïdal, le fait que ce signal donne des informations en avance du champ capté par les microphones d'erreur importe peu : pour un tel signal un retard est, tout comme une avance, assimilable à un déphasage qui peut être compensé par les filtres de minimisation. En revanche si le champ primaire est peu prédictible, instationnaire, l'information donnée par le signal de référence doit être fournie suffisamment longtemps avant que l'onde en question n'atteigne les microphones d'erreur. Par exemple, pour un système monovoie en champ libre, le temps que met le bruit primaire à se propager entre le microphone de référence et le microphone d'erreur doit être supérieur à la somme du temps nécessaire au traitement effectué par le contrôleur et du temps de propagation des ondes acoustiques de la source secondaire aux microphone d'erreur. En pratique, si les ondes primaires ne proviennent que d'une seule direction il suffit donc de placer le microphone de référence suffisamment en amont dans la direction correspondante.

Dès lors que le dispositif comporte plusieurs sources et microphones d'erreur, les filtres de minimisation conduisant à une atténuation optimale d'un champ primaire peuvent comporter une partie non causale très importante [20]. La présence de parois réfléchissantes peut également impliquer ce type de comportements. Dans ce cas de figure, l'avance que possède le signal de référence par rapport au signaux d'erreur est décisif quant aux performances du contrôle : plus cette avance est grande, et plus les filtres de minimisation peuvent se rapprocher des filtres optimaux en conservant une plus grande part de leurs composantes non causales. Si de plus les ondes primaires proviennent de plusieurs directions de l'espace, le problème peut devenir très difficile à résoudre, l'utilisation de références multiples étant très complexe. L'obtention d'une référence pertinente du point de vue du contrôle est donc l'une des principales difficultés liées aux fonctionnement du contrôle actif par *feedforward* dans le cas de bruits large-bande.

### **Filtrage adaptatif : l'algorithme FXLMS**

En règle générale, les filtres utilisés pour générer les signaux de commandes des sources secondaires sont modifiés au cours du temps. L'intérêt de ce filtrage adaptatif est double. D'une part il permet de suivre les modifications des données acoustiques du problème qui peuvent intervenir au cours du temps : un changement de température, par exemple, change la façon dont les ondes acoustiques se propagent entre les microphones de référence et les microphones d'erreur, et entre les sources secondaires et ces microphones. Les filtres permettant d'obtenir un antibruit efficace au niveau des microphones d'erreur doivent donc être modifiés en conséquence. D'autre part une adaptation pertinente des filtres permet de corriger le biais introduit par l'évaluation imparfaite des transferts acoustiques secondaires au moment de leur

identification.

Il existe une grande variété d'algorithmes de filtrage adaptatifs, fonctionnant dans le domaine temporel ou fréquentiel. Pour des raisons de stabilité ces algorithmes servent le plus souvent à générer des filtres à réponse impulsionnelle finie. Nous nous contenterons de décrire ici l'algorithme le plus couramment utilisé en contrôle acoustique actif, l'algorithme FXLMS (Filtered-X Least Mean Square, ou algorithme des moindres carrés à référence filtrée), et sa variante *leaky*-FXLMS [16] qui est l'algorithme utilisé dans l'expérience présentée au chapitre 4. Le FXLMS est un algorithme de plus forte pente, dont le but est de minimiser la valeur de l'erreur quadratique, c'est à dire de minimiser au sens des moindres carrés la pression résiduelle captée par les microphones d'erreur. La fonction coût que l'on cherche à minimiser est définie de la manière suivante :

$$J = E \left[ \mathbf{e}^T(n) \mathbf{e}(n) \right] \quad (2.1)$$

où  $E[\cdot]$  désigne l'espérance mathématique et  $\mathbf{e}(n)$  est le vecteur d'erreur, c'est à dire le vecteur contenant les valeurs de la pression au niveau des microphones d'erreur, à l'échantillon  $n$ . Cette pression est égale à la somme de la pression primaire et de la pression secondaire, cette dernière pouvant s'exprimer comme la somme des commande filtrées par les réponses impulsionnelles des sources secondaires :

$$\mathbf{e}(n) = \mathbf{d}(n) + (\mathbf{G} * \mathbf{u})(n) \quad (2.2)$$

où  $\mathbf{G}$  représente la matrice des réponses impulsionnelles secondaires et  $\mathbf{u}(n)$  est le vecteur des commandes. Cette commande est elle même obtenue par filtrage du signal de référence  $\mathbf{x}(n)$  par les filtres de minimisation. On a donc

$$\mathbf{e}(n) = \mathbf{d}(n) + (\mathbf{G} * (\mathbf{W} * \mathbf{x}))(n) \quad (2.3)$$

où  $\mathbf{W}$  est la matrice des filtres de minimisation. Le point de départ de l'algorithme FXLMS consiste à formuler cette dernière équation de la manière suivante :

$$\begin{aligned} \mathbf{e}(n) &= \mathbf{d}(n) + (\mathbf{G} * (\mathbf{W} * \mathbf{x}))(n) \\ &= \mathbf{d}(n) + (\mathbf{W} * (\mathbf{G} * \mathbf{x}))(n) \\ &= \mathbf{d}(n) + (\mathbf{W} * \mathbf{r})(n) \end{aligned} \quad (2.4)$$

Le signal  $\mathbf{r}(n)$  est appelé référence filtrée, et correspond au signal de référence filtré par les réponses impulsionnelles des sources secondaires : c'est le *filtered-x* dont l'algorithme tire son nom. Il est possible d'écrire, grâce à une formulation astucieuse [16] l'équation précédente sous la forme

$$\mathbf{e}(n) = \mathbf{d}(n) + \mathbf{R}(n) \mathbf{w}(n) \quad (2.5)$$

$\mathbf{R}(n)$  représente ici une matrice contenant les  $N$  derniers échantillons des signaux de référence filtrée, et  $\mathbf{w}(n)$  un vecteur formé des  $N$  coefficients de chaque filtre de minimisation à l'instant  $n$ . La valeur de la fonction coût est donnée au même instant par

$$\begin{aligned} J(n) &= E \left[ \mathbf{e}^T(n) \mathbf{e}(n) \right] \\ &= E \left[ \mathbf{w}^T(n) \mathbf{R}^T(n) \mathbf{R}(n) \mathbf{w}(n) + 2\mathbf{w}^T(n) \mathbf{R}^T(n) \mathbf{d}(n) + \mathbf{d}^T(n) \mathbf{d}(n) \right] \end{aligned} \quad (2.6)$$

On en déduit le vecteur gradient de la fonction coût :

$$\begin{aligned} \frac{\partial J(n)}{\partial \mathbf{w}(n)} &= \frac{\partial J(n)}{\partial \Re(\mathbf{w}(n))} + i \frac{\partial J(n)}{\partial \Im(\mathbf{w}(n))} \\ &= 2E \left[ \mathbf{R}^T(n) \mathbf{R}(n) \mathbf{w}(n) + \mathbf{R}^T(n) \mathbf{d}(n) \right] \\ &= 2E \left[ \mathbf{R}^T(n) \mathbf{e}(n) \right] \end{aligned} \quad (2.7)$$

où  $\Re(\mathbf{w})$  et  $\Im(\mathbf{w})$  dénotent respectivement les parties réelle et imaginaire de  $\mathbf{w}$ .

De manière à converger vers le minimum de  $J$  on peut appliquer une méthode de plus forte pente, en modifiant à chaque itération la valeur des filtres de minimisation selon la formule suivante :

$$\mathbf{w}(n+1) = \mathbf{w}(n) - \alpha E \left[ \mathbf{R}^T(n) \mathbf{e}(n) \right] \quad (2.8)$$

Le gradient exact de la fonction coût n'étant pas directement accessible, l'adaptation des filtres de minimisation nécessite une estimation de ce vecteur. L'algorithme FXLMS, de même que le LMS, utilise l'estimation la plus simple du gradient, à savoir sa valeur instantanée :

$$\mathbf{w}(n+1) = \mathbf{w}(n) - \alpha \mathbf{R}^T(n) \mathbf{e}(n) \quad (2.9)$$

En pratique, il est impossible d'avoir accès aux véritables réponses impulsionnelles des sources secondaires. On est donc amené à effectuer une mesure de ces réponses avant le démarrage du dispositif de contrôle, et les signaux de référence filtrée utilisés dans l'algorithme sont en fait des estimations. La formule de mise à jour des filtres est donc finalement

$$\mathbf{w}(n+1) = \mathbf{w}(n) - \alpha \hat{\mathbf{R}}^T(n) \mathbf{e}(n) \quad (2.10)$$

Les différences existant entre les réponses impulsionnelles vraies et leurs estimées sont en pratique compensées par l'adaptation des filtres de minimisation. L'algorithme leaky-FXLMS est une variante du FXLMS dans laquelle on ajoute du *leakage*, c'est à dire une pénalisation de l'amplitude des commandes dans la fonction coût. Cette modification permet de rendre la convergence de l'algorithme plus stable et plus robuste face aux erreurs d'estimation des réponses impulsionnelles secondaires,

tout en dégradant relativement peu ses performances en terme de contrôle. La fonction coût incluant une pénalisation des commandes peut s'exprimer de la manière suivante :

$$J = \mathbf{e}^T(n)\mathbf{e}(n) + \beta\mathbf{w}^T(n)\mathbf{w}(n) \quad (2.11)$$

$\beta$  est généralement appelé coefficient de pénalisation, et peut être vu comme un coefficient de régularisation, le leakage étant similaire à la méthode de régularisation de Tikhonov [56] utilisée dans des problèmes d'inversion matricielle. La formule d'adaptation se retrouve comme dans le cas du FXLMS par dérivation de la  $J$  et s'écrit [16]

$$\mathbf{w}(n+1) = (1 - \alpha\beta)\mathbf{w}(n) - \alpha\hat{\mathbf{R}}^T(n)\mathbf{e}(n) \quad (2.12)$$

C'est cette dernière formule qui a été utilisée dans l'expérience de contrôle actif décrite au chapitre 4. En pratique on donne généralement à  $\beta$  une très petite valeur, pour permettre à l'algorithme de converger vers une solution quasi-optimale.

## 2.2 Stratégies de reproduction sonore inspirées du contrôle actif

### 2.2.1 De l'antibruit à la reproduction de champs sonores

Antibruit actif et spatialisation sonores sont deux facettes d'un même problème : le contrôle de champs sonores dans le temps et dans l'espace. Dans les deux cas des sources de bruit sont pilotées pour générer des sons aux propriétés spatio-temporelles particulières, et la précision de la reconstruction ou de l'annulation d'un son donné est d'abord limitée par l'aptitude physique des sources choisies à restituer ses propriétés spatiales. Une autre limitation concernant le problème de la spatialisation comme celui du contrôle actif est l'aptitude à contrôler les sources secondaires de manière à les utiliser de manière optimale pour la tâche qu'on s'est fixée. Dans le cas des stratégies de spatialisation, ce pilotage peut être réalisé à partir d'hypothèses sur le rayonnement des sources (WFS, Ambisonics) ou sur des mesures préliminaires (méthodes binaurales). A l'inverse, l'originalité des méthodes développées dans le cadre de l'antibruit actif est qu'elles se fondent la plupart du temps sur des méthodes adaptatives, c'est à dire utilisant les informations délivrées par des capteurs au cours du temps, pour converger vers une solution optimale. L'utilisation des stratégies adaptatives pourrait constituer un apport très intéressant à la reproduction de champs sonores, dont les méthodes décrites au chapitre 1 sont souvent prises en défaut dans des conditions réelles. A titre d'exemple l'utilisation de l'holophonie dans un local réverbérant peut poser problème, du fait de l'hypothèse de propagation en champ libre utilisée dans le calcul des commandes envoyées aux sources.

En outre, il est assez facile de convertir un dispositif d'antibruit actif en dispositif de reproduction sonore [43]. Considérons un dispositif de contrôle actif typique. Son but est de minimiser la valeur de la norme quadratique de l'erreur, définie comme la pression totale reçue par les microphones d'erreur. Cette pression est la somme de la pression primaire, que l'on cherche à contrer, et de celle émise par les sources secondaires. Dans le domaine fréquentiel, on a donc

$$\mathbf{e} = \mathbf{p}_{\text{tot}}^0 = \mathbf{p}_{\text{pri}}^0 + \mathbf{p}_{\text{sec}}^0 \quad (2.13)$$

Où  $\mathbf{e}$ ,  $\mathbf{p}_{\text{tot}}^0$ ,  $\mathbf{p}_{\text{pri}}^0$  et  $\mathbf{p}_{\text{sec}}^0$  sont des vecteurs complexes donnant la valeur des pressions correspondantes au niveau des différents microphones d'erreur. On peut définir la matrice des transferts secondaires  $\mathbf{G}$ , qui relie dans le domaine fréquentiel le vecteur des pressions secondaires  $\mathbf{p}_{\text{sec}}^0$  à celui des commandes des sources  $\mathbf{u}$  :

$$\mathbf{p}_{\text{sec}}^0 = \mathbf{G}\mathbf{u} \quad (2.14)$$

Le dispositif cherchant à annuler la valeur  $\mathbf{e}^T \mathbf{e}$ , il va en principe converger vers la commande qui minimise cette valeur de façon optimale,  $\mathbf{u}_{\text{opt}}$  :

$$\mathbf{u}_{\text{opt}} = -\mathbf{G}^{-1} \mathbf{p}_{\text{pri}}^0 \quad (2.15)$$

Soit  $\mathbf{H}$  la matrice des transferts acoustiques entre les sources secondaires et les positions  $(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2, \dots, \mathbf{x}_N)$  de l'espace, la pression générée en ces positions par les sources secondaires dans le cas où elles sont pilotées avec la commande optimale est donnée par

$$\mathbf{p}_{\text{sec}} = \mathbf{H}\mathbf{u}_{\text{opt}} = -\mathbf{H}\mathbf{G}^{-1} \mathbf{p}_{\text{pri}}^0 \quad (2.16)$$

On évalue généralement l'efficacité du contrôle avec l'atténuation, qui peut être définie comme le rapport entre l'amplitude de la pression sans contrôle et celle de la pression avec contrôle. La moyenne de l'atténuation aux positions  $\mathbf{x}_k$  est donnée par

$$A = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N 20 \log_{10} \left| \frac{\mathbf{p}_{\text{pri}}(\mathbf{x}_k)}{\mathbf{p}_{\text{tot}}(\mathbf{x}_k)} \right| \quad (2.17)$$

Imaginons maintenant que nous voulions que ce dispositif de contrôle actif reproduise le champ primaire au lieu d'essayer de l'annuler. La source de bruit primaire est coupée et l'erreur est maintenant évaluée, en amont du contrôleur comme la *différence* entre la pression primaire et la pression secondaire :

$$\tilde{\mathbf{e}} = \mathbf{p}_{\text{pri}}^0 - \tilde{\mathbf{p}}_{\text{sec}}^0 \quad (2.18)$$

Les transferts acoustiques secondaires étant les mêmes que dans le cas de l'anti-bruit, la commande minimisant de façon optimale la norme quadratique de l'erreur est alors

$$\tilde{\mathbf{u}}_{\text{opt}} = \mathbf{G}^{-1} \mathbf{p}_{\text{pri}}^0 = -\mathbf{u}_{\text{opt}} \quad (2.19)$$

Et la pression secondaire mesurée aux positions  $\mathbf{x}_k$  dans le cas où les sources sont pilotées avec cette commande est donnée par

$$\tilde{\mathbf{p}}_{\text{sec}} = \mathbf{H} \tilde{\mathbf{u}}_{\text{opt}} = -\mathbf{p}_{\text{sec}} \quad (2.20)$$

La qualité de la reproduction peut être évaluée par l'erreur relative de reconstruction, qui peut être définie comme le rapport entre l'amplitude de l'erreur et celle de la pression que l'on cherche à reproduire. La valeur de l'erreur de reconstruction optimale en moyenne sur les positions  $\mathbf{x}_k$  est donnée par

$$E = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N 20 \log_{10} \left| \frac{\mathbf{p}_{\text{pri}}(\mathbf{x}_k) - \tilde{\mathbf{p}}_{\text{sec}}(\mathbf{x}_k)}{\mathbf{p}_{\text{pri}}(\mathbf{x}_k)} \right| \quad (2.21)$$

En remplaçant  $\tilde{\mathbf{p}}_{\text{sec}}$  par la valeur donnée dans l'équation 2.20, on trouve

$$\begin{aligned} E &= \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N 20 \log_{10} \left| \frac{\mathbf{p}_{\text{pri}}(\mathbf{x}_k) + \mathbf{p}_{\text{sec}}(\mathbf{x}_k)}{\mathbf{p}_{\text{pri}}(\mathbf{x}_k)} \right| \\ &= \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N 20 \log_{10} \left| \frac{\mathbf{p}_{\text{tot}}(\mathbf{x}_k)}{\mathbf{p}_{\text{pri}}(\mathbf{x}_k)} \right| \\ &= -A \end{aligned} \quad (2.22)$$

En d'autres termes la performance optimale d'un dispositif de contrôle est la même qu'il soit utilisé pour annuler un champ incident ou pour le reproduire : si ce dispositif est capable dans l'idéal d'atténuer un champ sonore de 40 dB, alors il est capable de le reproduire avec une erreur relative de -40 dB, soit 1%.

Enfin, nous avons vu qu'une des limitations principales au fonctionnement d'un dispositif d'antibruit actif était l'accès à un signal de référence qui soit très corrélé au signal que l'on cherche à annuler au niveau des microphones d'erreur. Dans le cadre de la reproduction sonore, on connaît le champ que l'on veut reproduire, on a donc accès à la meilleure référence possible, à savoir le signal lui-même. De plus il est possible de disposer de ce signal avec une avance, en ajoutant un retard au signal « primaire » servant au calcul de l'erreur [43]. Ainsi une partie des éventuelles composantes non causales des filtres de minimisation optimaux peut être conservée. La reproduction de champs sonores constitue donc un cas favorable de contrôle actif du bruit.

Pour ces différentes raisons, les méthodes développées dans le cadre du contrôle actif du bruit ont inspiré un certain nombre de stratégies de reproduction des champs sonores [2, 5, 11, 22, 26, 28, 29, 32, 41, 53]. Une partie de ces stratégies [2, 11, 28, 29, 32, 41] peut se ranger parmi les méthodes de reproduction locales : les microphones d'erreur sont alors placés directement à l'endroit où l'on cherche à contrôler la valeur de la pression acoustique. L'utilisation de ces méthodes pose un certain nombre de problèmes liés à la présence de capteurs très proches des auditeurs. D'une part, la présence de capteurs très proches des auditeurs peut représenter une gêne pour ces derniers. Plus grave, ces stratégies posent comme les autres stratégies locales présentées dans le chapitre 1 le problème de l'individualisation du champ sonore qu'il faut reproduire : plus on s'approche du corps de l'auditeur et plus la part du champ diffracté en sa présence devient importante par rapport au champ incident émis par la source virtuelle que l'on tente d'imiter. Si des capteurs sont disposés très près d'un auditeur, il faut donc avoir une connaissance très précise de la manière dont son corps diffracte le son, ce qui en pratique est très difficile.

Les autres stratégies [5, 22, 26, 53], qui à l'instar de la WFS se fondent sur une représentation intégrale du champ acoustique, s'attachent à restituer un champ sonore dans un volume donné de l'espace à travers le contrôle des grandeurs acoustiques mesurées sur la surface qui délimite ce volume. Ces méthodes présentent l'avantage de ne pas impliquer la présence de capteurs à faible distance des auditeurs, c'est la raison pour laquelle nous avons choisi de focaliser notre étude sur elles.

### 2.2.2 Méthodes surfaciques de contrôle du champ sonore

De même que l'holophonie, ces méthodes s'appuient sur une représentation intégrale du champ acoustique. Cependant, elles supposent une interprétation différente des équations intégrales qui décrivent les relations entre les grandeurs de l'acoustique à l'intérieur d'un volume et celles mesurées sur sa frontière.

#### Méthode BSC (Boundary Surface Control)

Soit un volume ouvert  $\Omega$ , délimité par la surface  $\Sigma$  et ne contenant pas de source sonore. Dans le domaine fréquentiel, la pression acoustique au point  $\vec{r}_\Omega$  appartenant à  $\Omega$  est donnée par

$$p(\vec{r}_\Omega) = \iint_{\Sigma} \left[ G(\vec{r}_\Sigma, \vec{r}_\Omega) \frac{\partial p(\vec{r}_\Sigma)}{\partial n} - p(\vec{r}_\Sigma) \frac{\partial G(\vec{r}_\Sigma, \vec{r}_\Omega)}{\partial n} \right] d\vec{r}_\Sigma \quad (2.23)$$

où  $\frac{\partial}{\partial n}$  est la dérivée par rapport à la normale à la surface  $\Sigma$ , et où  $G(\vec{r}_\Sigma, \vec{r}_\Omega)$  est une fonction de Green. S'il s'agit de la fonction de Green en champ libre,

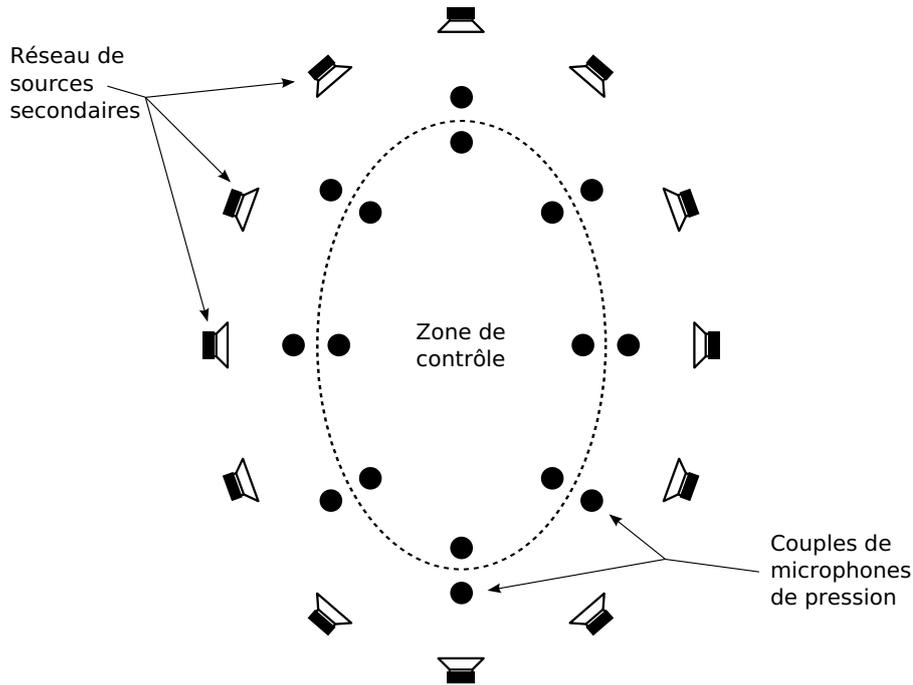


FIG. 2.4 : Principe de fonctionnement de la méthode BSC (*Boundary Surface Control*)

$$G(\vec{r}_\Sigma, \vec{r}_\Omega) = \frac{e^{-jk|\vec{r}_\Sigma - \vec{r}_\Omega|}}{4\pi|\vec{r}_\Sigma - \vec{r}_\Omega|} \quad (2.24)$$

où  $k$  est le nombre d'onde, alors l'équation 2.23 est appelée équation de Kirchhoff-Helmholtz. Cette équation, vue sous l'angle du principe de Huygens, a inspiré la WFS. Mais elle implique également un résultat plus général : la pression acoustique dans un volume est entièrement déterminée par la donnée de sa valeur et de celle de sa dérivée normale sur la surface qui la délimite. L'équation 2.23 signifie donc : sous l'angle du contrôle actif du bruit, qu'il suffit d'annuler la pression et sa dérivée normale sur la surface pour annuler la pression à l'intérieur du volume ; sous l'angle de la reproduction sonore, qu'il suffit de reproduire la pression et sa dérivée normale au niveau de la surface pour que la pression soit reproduite à l'intérieur du volume.

Cette interprétation est à l'origine d'une méthode de reproduction sonore appelée *Boundary Surface Control*, proposée par Ise [26] dans les années 90. Le principe de cette stratégie est d'utiliser les moyens mis à disposition par le contrôle actif du bruit pour contrôler la pression et sa dérivée normale au niveau de la surface entourant la zone dans laquelle on cherche à contrôler le champ sonore. Pour ce faire, Ise propose de disposer des couples de microphones omnidirectionnels perpendiculairement à la surface, comme l'illustre la figure 2.4. Le signal de pression capté par ces microphones est ensuite filtrée par un contrôleur électronique, programmé par exemple avec un

algorithme FXLMS légèrement modifié, et qui pilote les sources de manière à assurer les valeurs de pression requise au niveau des microphones. L'idée est que l'utilisation de ces couples de microphones permet de contrôler simultanément la pression et sa dérivée normale sur la surface, dans la mesure où la moyenne de la pression captée par deux microphones d'un couple donne une approximation de la pression au niveau de la surface, et la différence des deux une valeur approchée du gradient normal. Les conditions de fonctionnement de cette stratégie, et en particulier l'influence du maillage de capteurs utilisé, sont étudiées dans la suite de ce document.

### Méthode BPC (Boundary Pressure Control)

Lorsque l'on fait tendre dans l'équation 2.23 le point vers un point  $\vec{r}_\Sigma^0$  situé sur la surface  $\Sigma$ , la pression acoustique s'écrit

$$C(\vec{r}_\Sigma^0) p(\vec{r}_\Sigma^0) = \iint_\Sigma \left[ G(\vec{r}_\Sigma, \vec{r}_\Sigma^0) \frac{\partial p(\vec{r}_\Sigma)}{\partial n} - p(\vec{r}_\Sigma) \frac{\partial G(\vec{r}_\Sigma, \vec{r}_\Sigma^0)}{\partial n} \right] \vec{dr}_\Sigma \quad (2.25)$$

où  $C(\vec{r}_\Sigma^0)$  est un coefficient qui dépend de la forme de la surface au point  $\vec{r}_\Sigma^0$ , et qui vaut  $\frac{1}{2}$  dans le cas d'une surface localement plane, comme celle d'une sphère [58]. L'équation 2.25 montre qu'il existe une relation entre les valeurs de la pression et de sa dérivée normale sur la surface, ce qui peut laisser penser que la pression acoustique à l'intérieur de  $\Omega$  dépend, au choix, uniquement de l'une ou l'autre de ces deux valeurs. En fait ceci n'est vrai qu'en dehors de valeurs particulières de la fréquence pour lesquelles cette dernière équation ne possède pas de solution unique. Ces fréquences sont les fréquences propres du problème de Dirichlet intérieur relatif au volume considéré, qui consiste à résoudre l'équation précédente avec la condition aux limites suivante :

$$\forall \vec{r}_\Sigma^0 \in \Sigma, \quad p(\vec{r}_\Sigma^0) = 0$$

Il s'agit donc de la condition désirée dans le cadre du contrôle actif du bruit, lorsque l'on arrive à annuler le champ primaire sur la totalité de la surface. Dans le cas où ce problème possède une solution non nulle  $\tilde{p}$ , cette dernière vérifie l'égalité

$$\iint_\Sigma G(\vec{r}_\Sigma, \vec{r}_\Sigma^0) \frac{\partial \tilde{p}(\vec{r}_\Sigma)}{\partial n} \vec{dr}_\Sigma = 0 \quad (2.26)$$

On a alors, pour tout scalaire  $\alpha$  et en tout point  $\vec{r}_\Sigma^0$  de  $\Sigma$ ,

$$\begin{aligned} C(\vec{r}_\Sigma^0) (p + \alpha \tilde{p})(\vec{r}_\Sigma^0) &= C(\vec{r}_\Sigma^0) p(\vec{r}_\Sigma^0) \\ &= \iint_\Sigma \left[ G(\vec{r}_\Sigma, \vec{r}_\Sigma^0) \frac{\partial p(\vec{r}_\Sigma)}{\partial n} - p(\vec{r}_\Sigma) \frac{\partial G(\vec{r}_\Sigma, \vec{r}_\Sigma^0)}{\partial n} \right] \vec{dr}_\Sigma \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
&= \iint_{\Sigma} \left[ G(\vec{r}_{\Sigma}, \vec{r}_{\Sigma}^0) \frac{\partial p(\vec{r}_{\Sigma})}{\partial n} - (p + \alpha \tilde{p})(\vec{r}_{\Sigma}) \frac{\partial G(\vec{r}_{\Sigma}, \vec{r}_{\Sigma}^0)}{\partial n} \right] \vec{dr}_{\Sigma} \\
&= \iint_{\Sigma} \left[ G(\vec{r}_{\Sigma}, \vec{r}_{\Sigma}^0) \frac{\partial p(\vec{r}_{\Sigma})}{\partial n} - (p + \alpha \tilde{p})(\vec{r}_{\Sigma}) \frac{\partial G(\vec{r}_{\Sigma}, \vec{r}_{\Sigma}^0)}{\partial n} \right] \vec{dr}_{\Sigma} \\
&\quad + \alpha \iint_{\Sigma} G(\vec{r}_{\Sigma}, \vec{r}_{\Sigma}^0) \frac{\partial \tilde{p}(\vec{r}_{\Sigma})}{\partial n} \vec{dr}_{\Sigma} \\
&= \iint_{\Sigma} \left[ G(\vec{r}_{\Sigma}, \vec{r}_{\Sigma}^0) \frac{\partial (p + \alpha \tilde{p})(\vec{r}_{\Sigma})}{\partial n} - (p + \alpha \tilde{p})(\vec{r}_{\Sigma}) \frac{\partial G(\vec{r}_{\Sigma}, \vec{r}_{\Sigma}^0)}{\partial n} \right] \vec{dr}_{\Sigma}
\end{aligned}$$

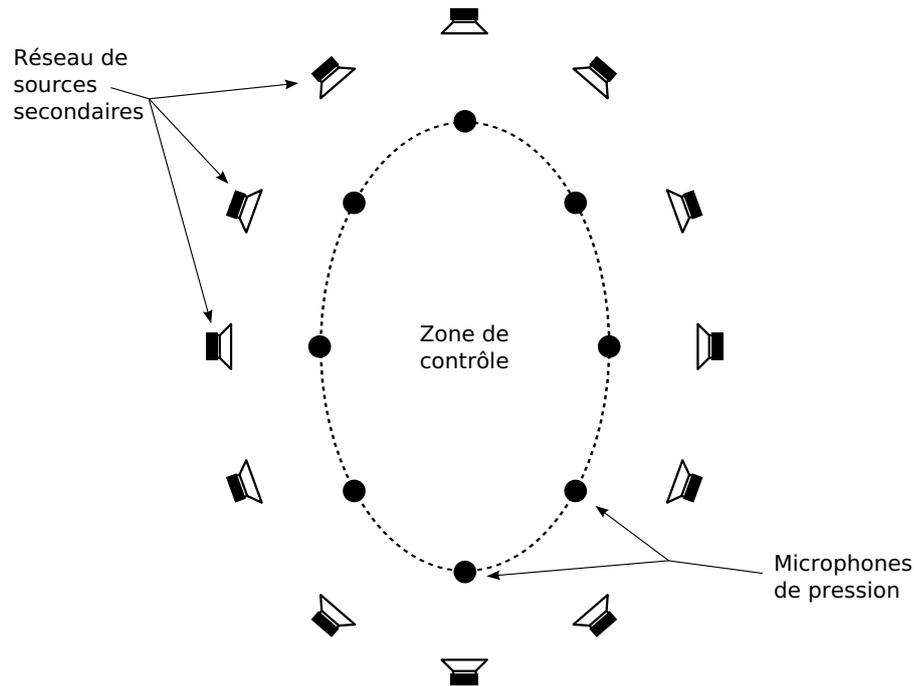
En d'autres termes, la fonction  $p + \alpha \tilde{p}$  est également solution de l'équation 2.25 qui possède par conséquent une infinité de solutions (autant que de valeurs possibles de  $\alpha$ ). La relation qui lie la pression à sa dérivée normale sur  $\Sigma$  est alors mal posée, et l'unicité de la pression dans  $\Omega$  n'est assurée qu'à la condition que  $p$  et  $\frac{\partial}{\partial n}$  soient imposées simultanément.

Ce cas de figure se produit pour une série de valeurs singulières de la fréquence qui dépendent de la géométrie de la surface  $\Sigma$ , et qui correspondent aux fréquences des modes propres de pression dans le volume. Par exemple, pour une surface parallélépipédique de dimensions  $L_x \times L_y \times L_z$ , il s'agit des fréquences données par

$$f_{lmn} = \frac{c}{2} \left[ \left( \frac{l}{L_x} \right)^2 + \left( \frac{m}{L_y} \right)^2 + \left( \frac{n}{L_z} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}}$$

où  $l$ ,  $m$  et  $n$  sont, à la différence des modes obtenus avec une condition de Neumann, des entiers strictement positifs et  $c$  est la célérité du son dans le milieu de propagation considéré. Dans le cas d'un volume sphérique, ces fréquences propres sont liées aux zéros des fonctions de Bessel sphériques, comme expliqué dans l'annexe B.

En dehors de ces fréquences, néanmoins, il suffit théoriquement d'assurer la valeur de la pression acoustique au niveau de la surface pour l'assurer à l'intérieur du volume. Ce résultat est à l'origine de la méthode dite de contrôle de la pression surfacique (BPC, pour *Boundary Pressure Control*), proposée à l'origine par Furuya [53]. A l'inverse de la méthode BSC, cette stratégie consiste à disposer des microphones de pression le long de la surface entourant le volume dans lequel on cherche à contrôler le champ sonore, comme le montre la figure 2.5. Les signaux de pression issus des microphones sont, comme dans le cas de la méthode BSC, filtrés par un contrôleur qui pilote les sources générant le champ sonore requis (antibruit ou champ reconstruit). Les conditions de fonctionnement de cette stratégie, ainsi que les phénomènes se produisant aux fréquences propres du problème de Dirichlet intérieur sont étudiés plus en profondeur dans la suite de ce rapport.

FIG. 2.5 : Principe de fonctionnement de la méthode BPC (*Boundary Pressure Control*)

### Autres méthodes surfaciques

Takane *et al.* [53] proposent un certain nombre de modifications des méthodes BPC et BSC, visant à obtenir un résultat le meilleur possible tout en conservant un nombre de capteurs réduit. L'idée générale de ces stratégies est l'ajout à un dispositif BPC d'un ou plusieurs capteurs supplémentaires, de manière à éviter le problème des résonances se produisant aux fréquences propres du volume. Ces variantes sont décrites et testées plus en détail dans le chapitre 3.

Une autre méthode fondée sur le contrôle des grandeurs acoustiques en surface du volume de reproduction a récemment été proposée [5] par des chercheurs de l'Australian National University (Canberra, Australie), qui présente une certaine ressemblance avec la stratégie BSC et ses variantes. Afin de reconstruire des champs sonores à l'intérieur d'un volume donnée au sein d'un environnement éventuellement réverbérant, les auteurs préconisent l'utilisation de la décomposition du champ sonore en harmoniques sphériques. A cet effet, il est proposé d'utiliser des antennes de microphones de forme sphérique ou circulaire, les signaux de pression captés par ces microphones étant décodés de manière à faire apparaître la contribution des différentes harmoniques. Les auteurs ont envisagés deux types de configurations pour ces antennes : dans la première configuration les capteurs sont disposés à la manière de la méthode BPC, c'est à dire au niveau de la surface proprement dite; dans la seconde, à l'instar de la méthode BSC, les microphones sont disposés sur deux

couches. Cette dernière configuration, comme la méthode BSC, présente l'avantage d'éviter les singularités rencontrées dans le calcul des séries d'harmoniques sphériques aux fréquences propres du problème de Dirichlet associé au volume. Cette stratégie peut donc être vue comme une modification des méthodes surfaciques présentées dans la section précédente, ou comme une version « active » de la méthode Ambisonics.

### 2.2.3 Autres méthodes inspirées du contrôle actif

Outre les méthodes de reproduction surfaciques, les méthodes développées dans le cadre du contrôle actif du bruit ont inspiré plusieurs nouvelles stratégies de spatialisation sonore. Pour l'essentiel, il s'agit d'améliorer des méthodes existantes grâce à l'utilisation du filtrage adaptatif et à l'ajout de microphones.

#### Holophonie Adaptative

Récemment, les chercheurs du GAUS de Sherbrooke (Canada) ont proposé une nouvelle méthode de spatialisation sonore dérivée à la fois de l'holophonie et du contrôle actif [21, 22]. L'idée est que la WFS ne peut telle quelle fonctionner de manière satisfaisante dans un environnement de diffusion où les ondes acoustiques se réfléchissent. A basse fréquence le comportement modal de la salle est souvent non négligeable, et les commandes calculées avec l'hypothèse classique de la Wave Field Synthesis qui veut que l'environnement soit anéchoïque conduisent à une coloration spectrale indésirable des champs sonores reconstruits. D'autre part les réflexions multiples sur les parois du local de reproduction engendrent un certain nombre d'échos qui nuisent à la précision de la localisation des sources virtuelles. Pour corriger ces erreurs, il est nécessaire d'adjoindre au dispositif holophonique un système de compensation des effets de salle. Les chercheurs du Gauss avancent l'idée que cette compensation ne peut être efficace que si elle se fait de manière adaptative, en boucle fermée, à la manière d'un système d'antibruit actif.

La méthode proposée, nommée AWFS (*Adaptive Wave Field Synthesis*) se situe à mi-chemin entre l'holophonie classique et le contrôle actif. Son principe de fonctionnement est illustré sur la figure 2.6. Au dispositif holophonique est ajouté une antenne de microphone, située là où l'on cherche à reconstruire un champ sonore. L'information de pression issue de ces microphones est envoyée à un contrôleur, qui va à partir de cette information et des commandes WFS normale (faite avec les hypothèses de champ libre) calculer de nouvelles commandes pour les sources. Ce calcul se fait par le biais d'un algorithme de filtrage adaptatif, chargé de minimiser la fonction coût suivante :

$$J_{\text{AWFS}} = \mathbf{e}^H \mathbf{e} + \lambda (\mathbf{q} - \mathbf{q}_{\text{WFS}})^H (\mathbf{q} - \mathbf{q}_{\text{WFS}}) \quad (2.27)$$

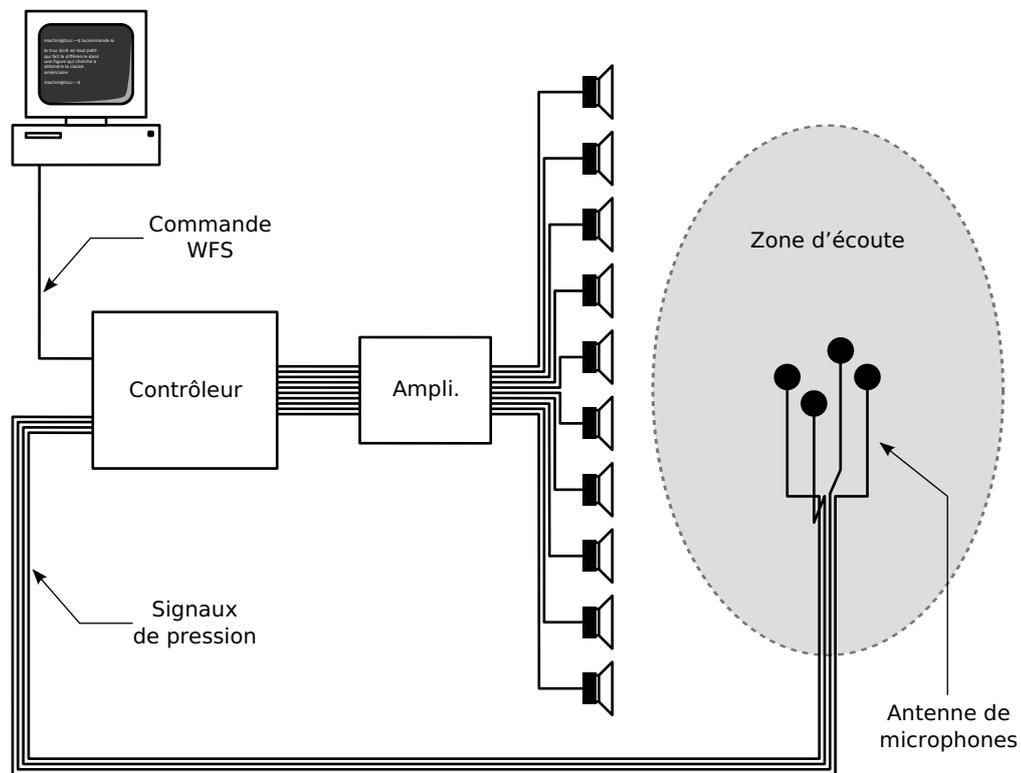


FIG. 2.6 : Principe de fonctionnement de l'holophonie adaptative, ou AWFS (*Adaptive Wave Field Synthesis*)

Où  $\mathbf{e}$  est la différence entre le champ effectivement reconstruit (et capté par les micros) et le champ désiré. Cette fonction coût est exactement la même que celle qui est minimisée dans un algorithme de contrôle actif comportant une pénalisation de la commande, ou *leakage*, à la différence que la pénalisation porte cette fois sur la distance entre la commande a priori de la WFS et la commande générée par le contrôleur. Si  $\lambda$  est très grand, le système se comporte comme un dispositif holophonique classique, et si  $\lambda$  est très petit, il aura tendance à faire converger la commande vers celle qui minimise l'erreur quadratique de reconstruction au niveau des microphones. un réglage subtil du coefficient  $\lambda$  permettrait donc de corriger la commande générée par la théorie holophonique avec l'hypothèse de champ libre, de manière à réduire l'erreur de reconstruction au niveau de l'antenne de microphone.

On peut formuler deux critiques à l'encontre de cette stratégie. En premier lieu, la présence d'une antenne de microphone dans la zone de contrôle du champ sonore n'est pas souhaitable, dans la mesure où le ou les auditeurs sont censés y prendre place. D'un point de vue pratique, l'antenne pourrait gêner les auditeurs dans leur mouvements, alors que la liberté de mouvements est un des avantages essentiels de ce



FIG. 2.7 : Modèle de casque actif. Un petit microphone est monté à l'extrémité du tuyau de silicone, l'autre bout venant se placer dans le conduit de l'oreille. (illustration tirée de [50])

type de méthode de spatialisation sonore. En outre, le dispositif tend à contrôler les sources de manière à ce que les microphones reçoivent le champ direct produit par la ou les sources virtuelles. Or, en présence d'auditeurs, le champ sonore souhaitable au niveau des microphones est la somme de ce champ direct et du champ diffracté par le corps des auditeurs. La présence d'une antenne de capteurs très proche des auditeurs ne peut qu'amplifier ce problème.

### **Reproduction binaurale avec égalisation adaptative**

L'invention du casque antibruit actif remonte aux années 1980. Initialement conçu pour imposer le silence au niveau des tympons de l'utilisateur, l'objet a évolué et il est maintenant possible d'annuler un bruit gênant tout en diffusant un signal voulu. On trouve par exemple couramment en vente dans les avions de ligne des casques supposés permettre d'écouter de la musique ou de regarder un film sans être gêné par le fort bruit de fond de l'appareil. L'idée d'utiliser ce type de casques pour des applications de spatialisation sonore est en revanche assez récente.

A l'instar de la stratégie AWFS, dans laquelle le filtrage adaptatif est utilisé pour permettre de corriger les effets de salle qui empêchent le bon fonctionnement de l'holophonie, Schobben [50] propose l'utilisation de casques actifs équipés de microphones

(voir figure 2.7) et de filtres adaptatifs pour égaliser le son perçu par des auditeurs. L'idée de l'auteur est d'utiliser ce principe pour permettre à plusieurs auditeurs d'avoir la même sensation que si chacun était placé au niveau du *sweet spot* d'un dispositif 5.1 classique. On peut également imaginer utiliser ce principe pour égaliser un casque dans le cadre de la reproduction binaurale, ce qui permettrait de régler un des problèmes inhérents à la méthode. Cependant, l'utilisation de tels casques ne peut en rien résoudre les deux principales limitations de la reproduction binaurale, à savoir le caractère individuel du champ sonore qu'il faut reproduire au niveau des tympans d'un auditeur, et le fait que le système doive suivre les mouvements de la tête de l'auditeur.

## 2.3 Conclusions : apports du contrôle actif à la spatialisation sonore

Le contrôle acoustique actif présente des similarités évidentes avec la reproduction des champs sonores. Ces points communs ont conduit ces dernières années les chercheurs à s'interroger sur des passerelles possibles entre les deux domaines. Il en résulte plusieurs propositions que nous avons résumé dans la deuxième partie de ce chapitre. L'apport offert par les méthodes de contrôle actif au monde de la spatialisation est double. D'une part, le contrôle actif propose en général l'utilisation de capteurs qui mesurent en permanence le champ sonore en différents points de l'espace. A l'inverse, les méthodes de reproduction sonore présentées au chapitre 1 sont pour la plupart fondées sur une connaissance a priori des propriétés acoustiques du milieu dans lequel on réalise la synthèse de champ acoustique (salle, conduits auditifs...) et des sources sonores utilisées. Le contrôle actif présente donc de ce point de vue une approche plus physique et plus pragmatique du traitement à apporter aux signaux pour réaliser le champ sonore désiré.

D'autre part, les systèmes de contrôle actif utilisent pour la plupart des procédés de filtrage adaptatifs, qui permettent de garantir des performances de contrôle à peu près constantes au cours du temps. Dans la pratique, ce type de filtrage est extrêmement utile en contrôle actif du bruit de part le caractère variable des propriétés de l'environnement dans lequel on se place, des sources secondaires et des capteurs ou encore du champ primaire. A titre d'exemple l'acoustique d'une salle peut varier au cours du temps en fonction de la température qui y règne. Des sources utilisées dans cette pièce pour atténuer une nuisance sonore peuvent donc ne pas rayonner de la même manière le matin et l'après-midi, ou après qu'une lampe a été allumée pendant quelques heures. L'utilisation du filtrage adaptatif permet de modifier les filtres de minimisation au cours du temps de manière à ce que le contrôle reste efficace mal-

gré ces changements. En règle générale les méthodes de spatialisation sonore sont soumises à ce problème d'égalisation des sources sonores. L'utilisation du filtrage adaptatif constitue une solution prometteuse en matière de correction des effets de salle dans le cadre des méthodes de reproduction étendues ou pour l'égalisation des casques dans le cadre des techniques binaurales.

Dans la suite de ce rapport on s'intéresse plus particulièrement aux méthodes de reproduction *surfaciques* du champ sonore. La principale raison de ce choix est que ces méthodes semblent les mieux adaptées à la reproduction de champs sonores basses fréquences. Pour des raisons déjà évoquées (voir section 1.3), la reproduction de ce type de sons exige l'utilisation de nombreuses sources sonores dans une petite salle dont l'influence n'est pas négligeable dans ce domaine de fréquence. Il paraît dès lors logique de se tourner vers une méthode inspirée du contrôle actif telle que l'holophonie adaptative ou les méthodes surfaciques. Notre choix s'est porté sur ces dernières pour la simple raison que l'AWFS n'existait pas encore au début de cette thèse (à notre connaissance). Cependant, les méthodes surfaciques présentent sur cette stratégie l'avantage de ne pas exiger la présence de capteurs très proches de l'auditeur.

## Chapitre 3

# Simulations numériques en champ libre

<b>3.1</b>	<b>Une simulation simple : contrôle monovoie du champ sonore . . .</b>	<b>48</b>
3.1.1	Principe de la simulation . . . . .	48
3.1.2	Influence du placement de la source secondaire . . . . .	50
3.1.3	Influence de la fréquence . . . . .	52
3.1.4	Conclusions . . . . .	53
<b>3.2</b>	<b>Contrôle surfacique multivoie . . . . .</b>	<b>54</b>
3.2.1	Reproduction optimale d'un champ sonore par un réseau de sources monopolaires . . . . .	54
3.2.2	Effets de l'échantillonnage spatial du champ sonore . . . . .	60
3.2.3	Le problème des résonances et ses solutions . . . . .	67
<b>3.3</b>	<b>Conclusions . . . . .</b>	<b>79</b>

Le but de ce chapitre est la compréhension des mécanismes fondamentaux en jeu dans les méthodes surfaciques de reproduction des champs sonores présentées au chapitre 2. A cet effet, plusieurs séries de simulation ont été réalisées dans le cadre d'hypothèses simples, à savoir des sources monopolaires en condition de champ libre. Dans la première partie du chapitre, on présente une série de résultats de simulation obtenus dans la situation simple où une seule source secondaire et un seul microphone d'erreur sont utilisés pour reproduire une onde plane. Ces résultats démontrent notamment à quel point la taille de la zone de l'espace dans laquelle le champ primaire est correctement reproduit dépend du placement de la source secondaire (angle et distance).

Dans la seconde partie, on présente les résultats de simulations réalisées pour des distributions sphériques de sources secondaires reproduisant des ondes planes à l'intérieur d'un volume de l'espace. On a tout d'abord cherché à évaluer l'influence du nombre de sources utilisées et de la distance les séparant de la zone de reproduction sur la qualité de la reproduction, dans le cas où les sources sont pilotées pour reproduire le champ primaire de façon optimale dans tout le volume de reproduction. On a ensuite étudié le cas où les sources secondaires sont pilotées suivant les méthodes surfaciques de reproduction de champs sonore. Ces résultats montrent notamment que le nombre de microphones utilisés doit être au moins égal au nombre de sources secondaires pour s'approcher le plus possible des performances optimales accessibles à une distribution de sources donnée. A la fin du chapitre, le problème des résonances se produisant à l'intérieur du volume de contrôle dans le cas de la méthode BPC est étudié en détail et plusieurs solutions sont proposées.

### **3.1 Une simulation simple : contrôle monovoie du champ sonore**

Le but de cette partie est comprendre les enjeux fondamentaux qui sous-tendent le problème de la reproduction d'un champ sonore par un réseau de sources acoustiques. Nous allons donc nous placer dans un cas très simple, celui de la reproduction par une source monopolaire d'une onde plane en un point de l'espace : cette situation correspond donc au cas d'un dispositif de contrôle du champ sonore comportant une source et un capteur de pression. Le but est d'observer le champ sonore généré par le dispositif autour de ce capteur et de le comparer avec l'onde plane désirée.

#### **3.1.1 Principe de la simulation**

Soit une source sonore monopolaire placée en un point  $\mathbf{s}$  de l'espace. Dans le domaine fréquentiel, la pression (complexe) rayonnée par cette source en un point  $\mathbf{x}$

quelconque est donnée par [45] :

$$p(\mathbf{x}) = -i\omega\rho qG(\mathbf{s}, \mathbf{x}) \quad (3.1)$$

où  $q$  est le débit volumique (complexe) de la source,  $\rho$  la masse volumique de l'air, et  $G(\mathbf{s}, \mathbf{x})$  est la fonction de Green en champ libre,

$$G(\mathbf{s}, \mathbf{x}) = \frac{e^{ik|\mathbf{s}-\mathbf{x}|}}{4\pi|\mathbf{s}-\mathbf{x}|} \quad (3.2)$$

avec  $k$  le nombre d'onde,  $k = \frac{\omega}{c}$ .

L'onde plane que l'on cherche à reproduire est définie en tout point de l'espace par

$$p_0(\mathbf{x}) = e^{i(\mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{x})} \quad (3.3)$$

où  $\mathbf{k}_0$  est le vecteur d'onde caractérisant l'onde plane, donné par

$$\mathbf{k}_0 = k\mathbf{d}_0 \quad (3.4)$$

avec  $\mathbf{d}_0$  le vecteur unitaire définissant la direction de propagation de l'onde.

Pour que la source monopolaire génère une pression exactement identique à l'onde plane au niveau de l'origine du repère ( $\mathbf{0}$ ), le débit doit vérifier l'équation suivante :

$$-i\omega\rho qG(\mathbf{s}, \mathbf{0}) = p_0(\mathbf{0}) \quad (3.5)$$

En remarquant que  $p_0(\mathbf{0}) = 1$ , le débit recherché est donc donné par

$$q = \frac{i4\pi|\mathbf{s}|e^{-ik|\mathbf{s}|}}{\omega\rho} \quad (3.6)$$

Et la pression rayonnée par la source monopolaire est alors donnée en tout point de l'espace par

$$p(\mathbf{x}) = \frac{|\mathbf{s}|e^{ik(|\mathbf{s}-\mathbf{x}|-|\mathbf{s}|)}}{|\mathbf{s}-\mathbf{x}|} \quad (3.7)$$

La correspondance entre l'onde plane primaire et le champ secondaire produit peut être évaluée en un point  $\mathbf{x}$  par l'erreur relative entre les pressions, définie de la manière suivante :

$$E(\mathbf{x}) = 20\log \left| \frac{p(\mathbf{x}) - p_0(\mathbf{x})}{p_0(\mathbf{x})} \right| \quad (3.8)$$

$E$  est définie en dB : une erreur de -40 dB correspond à une différence de 1 % entre les pressions complexes, et une erreur de 0 dB à une différence de 100 %.

Le but de la simulation, dont la géométrie est illustrée sur la figure 3.1, est l'évaluation de la qualité de reproduction autour du point où le contrôle de la pression est effectué, en fonction du placement de la source secondaire et de la fréquence de l'onde à reproduire (onde plane se propageant dans la direction  $[-1, 0, 0]$ ). Pour

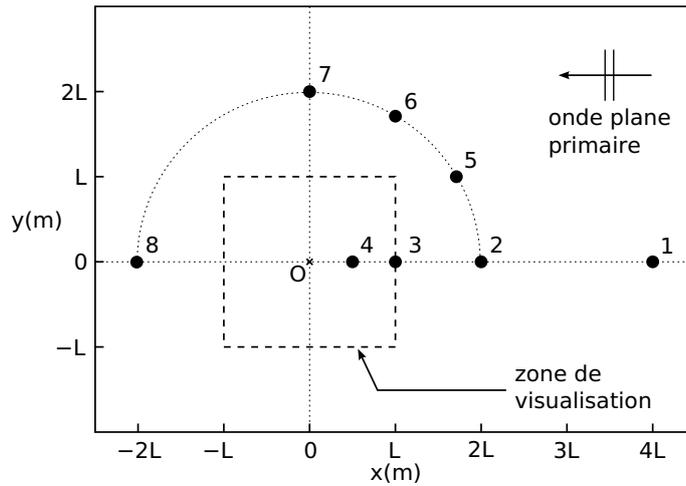


FIG. 3.1 : Géométrie de la simulation de contrôle monovoie du champ sonore. Les 8 positions de source secondaire sont représentées par des ronds noirs numérotés de 1 à 8. La zone dans laquelle on a évalué l'erreur de reproduction est délimitée par des tirets

8 positions de sources, toutes situées dans le plan horizontal contenant l'origine du repère, on a calculé l'erreur relative de reproduction en un grand nombre de points régulièrement répartis dans un carré de  $2L$  m  $\times$   $2L$  m de ce même plan, centré sur l'origine. Les positions de source 1–4 sont situées dans l'alignement de la direction de l'onde primaire par rapport à l'origine; seule leur distance à l'origine varie. À l'inverse les positions 5–8 sont toutes situées à la même distance à l'origine que la position 2, mais forment un angle par rapport à la direction de propagation de l'onde primaire. Cet angle vaut respectivement :  $\frac{\pi}{6}$  pour la position 5;  $\frac{\pi}{3}$  pour la position 6;  $\frac{\pi}{2}$  pour la position 7; et  $\pi$  pour la position 8.

### 3.1.2 Influence du placement de la source secondaire

La figure 3.2 présente la partie réelle de la pression primaire, la partie réelle de la pression secondaire, et la partie réelle de leur différence, dans le cas où la source secondaire est située en position 1 et où la longueur d'onde du champ primaire est égale à  $L$ . Les valeurs illustrées sur cette figure représentent, dans le domaine temporel, un cliché des valeurs des pressions primaire et secondaire à un instant donné. On constate que les deux ondes sont très proches l'une de l'autre : la différence entre les deux ondes est de l'ordre de 10 % de l'amplitude de l'onde primaire sur une bonne partie de la zone de visualisation. Cependant, deux différences fondamentales séparent l'onde sphérique secondaire de l'onde plane primaire. D'une part, le champ émis par la source secondaire décroît en  $\frac{1}{r}$ , alors que l'amplitude de l'onde plane est constante dans tout l'espace. Pour générer une pression exactement identique à la pression primaire au niveau de l'origine du repère, la source secondaire va donc pro-

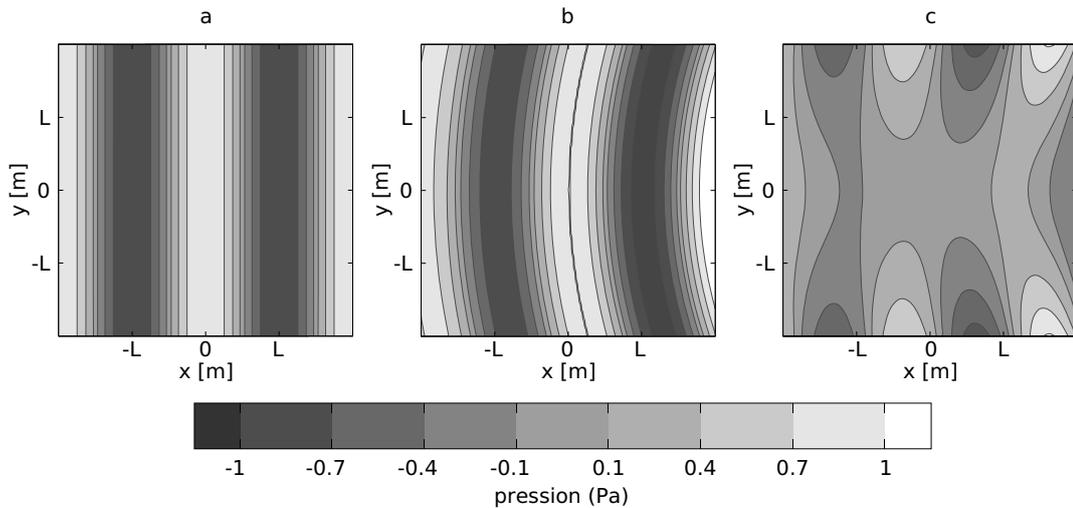


FIG. 3.2 : Partie réelle de : a) l'onde plane primaire; b) l'onde secondaire; c) leur différence; lorsque la source secondaire est située en position 1 (voir figure 3.1) et quand la longueur d'onde du champ primaire est égale à  $L$ .

duire une onde d'amplitude trop élevée pour les points situés en deçà de l'origine, et trop faible au delà. D'autre part, les fronts d'ondes de l'onde secondaire sont courbés alors que ceux de l'onde primaire sont rectilignes : les deux ondes se ressemblent donc de moins en moins à mesure que l'on s'éloigne de l'axe source-origine. La qualité de restitution de l'onde plane est donc directement liée à l'endroit où la source est localisée.

Sur la figure 3.3, on a représenté l'erreur relative obtenue pour les huit positions de source secondaire dans le cas où la longueur d'onde de l'onde plane primaire est égale à  $L$ . Pour les positions 1 à 4, qui correspondent à une source secondaire dans l'alignement de l'onde à reproduire, on peut remarquer que la qualité de la reproduction décroît à mesure que la source secondaire se rapproche de l'origine du repère. En position 1, éloignée de quatre longueurs d'onde de l'origine, la source secondaire génère un champ sonore tel que l'erreur est inférieure à  $-20$  dB sur une zone de longueur environ  $0.8L$ . En position 2, la source est située à deux longueurs d'onde et la longueur de cette zone se réduit à environ  $0.4L$ ; en position 3, à  $0.2L$ ; et en position 4, un dixième de  $L$ . Cette diminution de la taille de la zone dans laquelle le champ sonore est acceptablement reproduit découle directement des deux facteurs évoqués précédemment. Plus la source s'approche du point où la pression est contrôlée, et plus : d'une part, la décroissance de l'amplitude de l'onde secondaire devient forte; d'autre part, la courbure des fronts d'ondes s'accroît.

L'influence de l'angle entre la direction de l'onde primaire et la position de la source secondaire est illustrée sur la partie basse de la figure 3.3, où l'erreur relative est représentée pour les positions de sources 5 à 8. Pour toutes ces positions, la taille

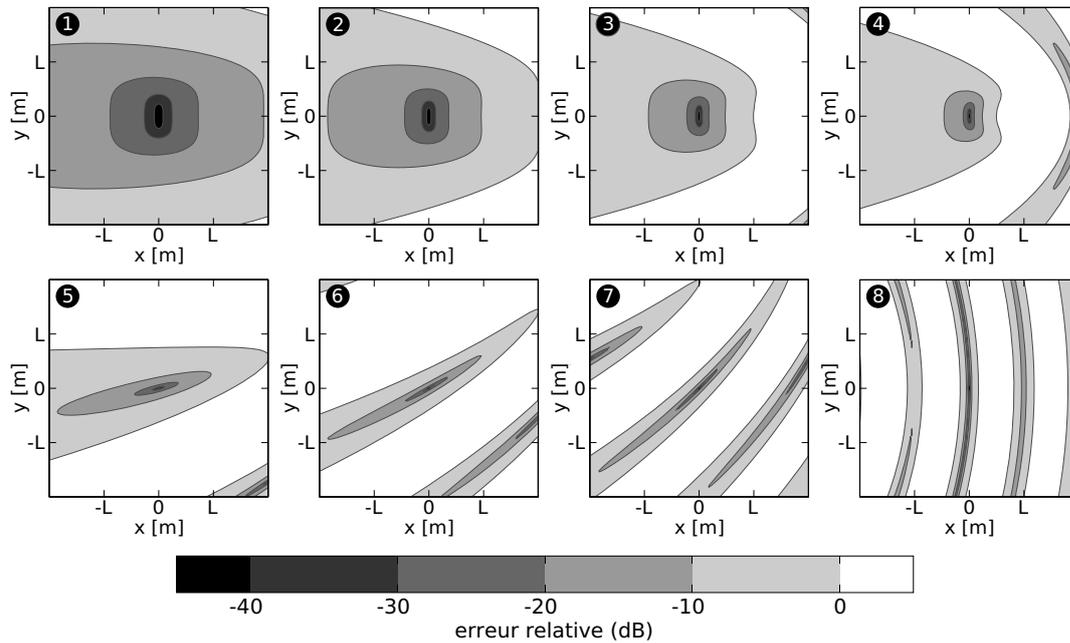


FIG. 3.3 : Contrôle du champ sonore en monovoie : erreur relative calculée pour (de gauche à droite et de haut en bas) les positions 1 à 8 de source secondaire (voir figure 3.1), dans le cas où la longueur d'onde de l'onde plane primaire est égale à  $L$ .

de la zone dans laquelle le champ sonore est correctement restitué est considérablement réduite, et la reproduction peut donc être qualifiée de très locale. Par ailleurs on peut remarquer que cette taille dépend peu de la valeur de l'angle, la qualité de la restitution étant déjà très affectée quand la source est en position 5, où l'angle vaut  $\frac{\pi}{6}$  radians. Cette diminution des performances de reproduction s'explique tout simplement par le fait que l'onde primaire et l'onde secondaire se propagent dans des directions différentes au voisinage du point où la pression est parfaitement reproduite.

### 3.1.3 Influence de la fréquence

L'influence de la fréquence sur l'erreur commise est illustrée sur la figure 3.4, où on a représenté l'erreur relative pour différentes valeurs de longueur d'onde du champ primaire dans le cas où la source secondaire est en position 2. Quand la fréquence augmente, la longueur de la zone dans laquelle le champ est correctement reproduit (erreur inférieure à -20 dB) reste constante. Ceci s'explique par le fait que la source reste à distance constante de la zone de visualisation : ainsi la variation d'amplitude de la pression secondaire, qui découle du caractère sphérique de l'onde, reste la même au voisinage de l'origine quelle que soit la fréquence. À l'inverse, la largeur de la zone où le champ est correctement restitué diminue de manière assez importante avec la

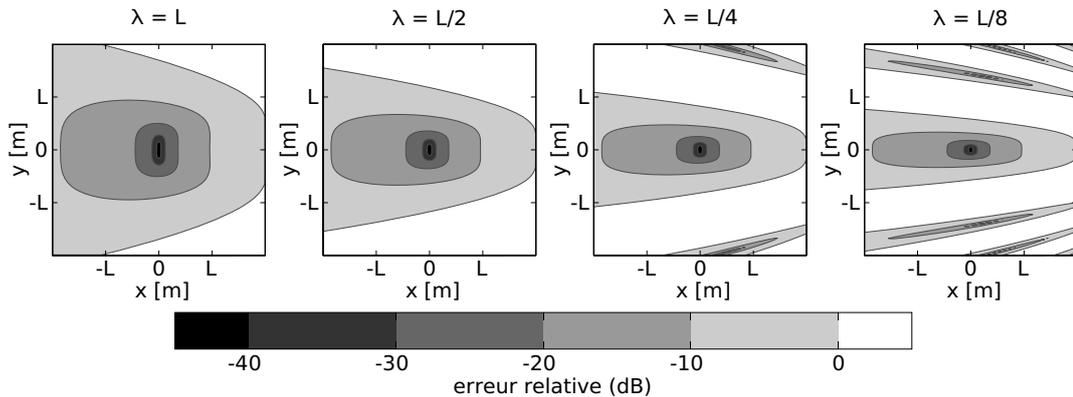


FIG. 3.4 : Contrôle du champ sonore en monovoie : erreur relative calculée pour la position de source secondaire 2, dans le cas où la longueur d'onde de l'onde plane primaire est (de gauche à droite)  $L$ ,  $L/2$ ,  $L/4$  et  $L/8$ .

fréquence. Bien que la courbure des fronts d'ondes secondaires reste identique dans les quatre situations, les oscillations de la pression sont de plus en plus rapprochées dans l'espace à mesure que la longueur d'onde diminue, et la zone dans laquelle les deux ondes se superposent correctement se resserre autour de l'axe source-origine.

On pourra remarquer une équivalence entre l'augmentation de la fréquence et l'éloignement de la source : en effet la source en position 1 se trouve à 4 longueurs d'onde de l'origine quand la longueur d'onde du champ primaire vaut  $L$ , soit le même nombre de longueurs d'onde que pour la source en position 2 quand la longueur d'onde vaut  $\frac{L}{2}$ . Cependant le calcul de l'erreur de reproduction ne donne pas le même résultat pour ces deux situations, parce que la zone de visualisation mesure 2 longueurs d'onde dans un cas et 4 dans l'autre : la figure représentant l'erreur pour la position 1 quand la longueur d'onde vaut  $L$  constitue donc un « zoom » sur la figure représentant l'erreur en position 2 quand la longueur d'onde est  $\frac{L}{2}$ .

### 3.1.4 Conclusions

Plusieurs résultats importants peuvent être tirés de ces simulations très simples. Tout d'abord, la qualité de la reproduction d'un champ sonore dépend de la capacité de la source secondaire utilisée à rayonner le son d'une manière similaire à la source que l'on cherche à imiter. C'est pourquoi la taille de la zone dans laquelle le champ sonore est correctement reproduit dépend fortement de l'endroit où la source secondaire est positionnée et de la fréquence à laquelle on travaille. Pour imiter plus fidèlement une onde plane, il est évident qu'une source monopolaire doit se situer le plus loin possible de l'endroit où la reproduction doit être réalisée. Par ailleurs il faut s'attendre à ce que la taille de la zone dans laquelle il est possible de reproduire correctement un champ sonore diminue avec la fréquence.

Enfin ces simulations démontrent l'importance cruciale du placement angulaire de la source secondaire par rapport à l'onde que l'on cherche à reproduire : une source positionnée à  $90^\circ$  de la direction de propagation de l'onde primaire ne pourra jamais produire un champ sonore proche du champ primaire sur une zone étendue de l'espace. La conséquence immédiate de ce constat est que l'on doit placer des sources dans toutes les directions d'où l'on veut faire parvenir des ondes sonores à un auditeur. Dans la suite on cherche à se positionner dans le cas général où on veut reproduire des ondes sonores provenant de toutes les directions : c'est la raison pour laquelle on s'intéresse à des distributions sphériques de sources secondaires.

## 3.2 Contrôle surfacique multivoie

Dans cette partie, on cherche à illustrer les limitations soulevées par l'application pratique des méthodes surfaciques de contrôle du champ sonore présentées dans la partie 2.2.2.

### 3.2.1 Reproduction optimale d'un champ sonore par un réseau de sources monopolaires

Soit un ensemble de  $N$  sources sonores monopolaires disposées en des points  $(\mathbf{s}_1, \mathbf{s}_2, \dots, \mathbf{s}_N)$  de l'espace, la pression rayonnée par ces sources en un point  $\mathbf{x}$  est donnée dans le domaine fréquentiel par

$$p(\mathbf{x}) = \sum_{n=1}^N -i\omega\rho q_n G(\mathbf{s}_n, \mathbf{x}) \quad (3.9)$$

où on a gardé les mêmes notations que dans la partie précédente et où les  $q_n$  sont les débits volumiques des différentes sources. Considérons maintenant un ensemble de  $M$  points de l'espace, de positions  $(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2, \dots, \mathbf{x}_M)$ . On peut écrire le vecteur des pressions en ces points sous la forme suivante :

$$\begin{pmatrix} p_1 \\ p_2 \\ \vdots \\ p_M \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} h_{11} & h_{12} & \dots & h_{1N} \\ h_{21} & h_{22} & & \vdots \\ \vdots & & \ddots & \vdots \\ h_{M1} & \dots & \dots & h_{MN} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} q_1 \\ q_2 \\ \vdots \\ q_N \end{pmatrix} \quad (3.10)$$

soit

$$\mathbf{p} = \mathbf{H}\mathbf{q} \quad (3.11)$$

La matrice  $\mathbf{H}$ , qui relie le vecteur des pressions à celui des débits des sources, est appelée matrice des transferts secondaires. Ses éléments  $h_{mn}$  sont définis par

$$h_{mn} = -i\omega\rho G(\mathbf{s}_n, \mathbf{x}_m) = -i\omega\rho \frac{e^{ik|\mathbf{s}_n - \mathbf{x}_m|}}{4\pi|\mathbf{s}_n - \mathbf{x}_m|} \quad (3.12)$$

On cherche à générer un champ de pression acoustique le plus proche possible, au niveau des points  $\mathbf{x}_m$ , du champ de pression primaire. En notant  $\mathbf{p}^0 = (p_1^0, p_2^0, \dots, p_M^0)^T$  le vecteur des pressions primaires au niveau des points  $\mathbf{x}_m$ , on peut par analogie avec le contrôle actif du bruit définir une fonction coût de la manière suivante :

$$J = \mathbf{e}^\dagger \mathbf{e} \quad (3.13)$$

Où le  $\dagger$  en exposant désigne l'opération de transposition hermitienne. La fonction coût  $J$  est donc la somme quadratique des coefficients du vecteur des erreurs  $\mathbf{e}$ , défini comme la différence entre le vecteur des pressions primaires et le vecteur des pressions restituées.  $J$  peut être exprimée en fonction du vecteur des débits  $\mathbf{q}$  :

$$J = \mathbf{q}^\dagger \mathbf{H}^\dagger \mathbf{H} \mathbf{q} - \mathbf{q}^\dagger \mathbf{H}^\dagger \mathbf{p}^0 - \mathbf{p}^{0\dagger} \mathbf{H} \mathbf{q} + \mathbf{p}^{0\dagger} \mathbf{p}^0 \quad (3.14)$$

Nous recherchons le vecteur des débits conduisant au minimum de la fonction coût. Plusieurs cas de figures se présentent, en fonction du nombre de sources et de capteurs utilisés :

1. Le nombre de sources est inférieur au nombre de capteurs. Le système est alors dit surdéterminé, le nombre des inconnues (les débits des sources) étant inférieur au nombre d'équations (une par capteur). En supposant que la matrice  $\mathbf{H}^\dagger \mathbf{H}$  est définie positive, ce qui est presque toujours le cas dans une situation de contrôle réelle [16],  $J$  possède un minimum global. On peut alors déterminer le vecteur des débits correspondant en résolvant l'équation

$$\frac{\partial J}{\partial \mathbf{q}^\dagger} = 0 \quad (3.15)$$

Or,

$$\begin{aligned} \frac{\partial J}{\partial \mathbf{q}^\dagger} &= \frac{\partial}{\partial \mathbf{q}^\dagger} \left( \mathbf{q}^\dagger \mathbf{H}^\dagger \mathbf{H} \mathbf{q} - \mathbf{q}^\dagger \mathbf{H}^\dagger \mathbf{p}^0 - \mathbf{p}^{0\dagger} \mathbf{H} \mathbf{q} + \mathbf{p}^{0\dagger} \mathbf{p}^0 \right) \\ &= \mathbf{H}^\dagger \mathbf{H} \mathbf{q} - \mathbf{H}^\dagger \mathbf{p}^0 \end{aligned} \quad (3.16)$$

Le vecteur des débits conduisant à une erreur minimale est donc donné par

$$\mathbf{q}_{\text{opt}} = \left( \mathbf{H}^\dagger \mathbf{H} \right)^{-1} \mathbf{H}^\dagger \mathbf{p}^0 \quad (3.17)$$

2. Le nombre de sources est égal au nombre de capteurs. Dans ce cas le système est dit parfaitement déterminé, et on peut montrer que, dans l'hypothèse où  $\mathbf{H}^\dagger \mathbf{H}$  est définie positive, la fonction coût possède toujours un minimum global. Ce dernier est nul, et le vecteur des débits correspondant est simplement

$$\mathbf{q}_{\text{opt}} = (\mathbf{H})^{-1} \mathbf{p}^0 \quad (3.18)$$

3. Le nombre de sources est supérieur au nombre de capteurs. Dans ce cas le système est dit sous-déterminé, plusieurs vecteurs des débits pouvant conduire à la nullité de la fonction coût. Par ailleurs la matrice  $\mathbf{H}^\dagger \mathbf{H}$  n'est pas définie positive. Pour obtenir une solution unique au problème on peut utiliser une méthode de régularisation comme celle dite de Tikhonov [56] qui introduit dans la fonction coût un terme faisant intervenir l'effort, c'est à dire la norme quadratique du vecteur des débits :

$$\hat{J} = \mathbf{e}^\dagger \mathbf{e} + \beta \mathbf{q}^\dagger \mathbf{q} \quad (3.19)$$

Où  $\beta$  est un nombre réel positif : plus  $\beta$  est élevé et plus on privilégie la minimisation de l'effort devant celle de l'erreur. Cette modification de la fonction coût permet de faire intervenir une nouvelle matrice hessienne,  $(\mathbf{H}^\dagger \mathbf{H} + \beta \mathbf{I})$  qui est définie positive. On se ramène alors au cas surdéterminé, et le vecteur des débits conduisant au coût minimal est :

$$\mathbf{q}_{\text{opt}} = (\mathbf{H}^\dagger \mathbf{H} + \beta \mathbf{I})^{-1} \mathbf{H}^\dagger \mathbf{p}^0 \quad (3.20)$$

En règle générale, il est utile d'utiliser une fonction coût du type de celui de la formule 3.19, le problème d'inversion matricielle étant souvent mal conditionné même pour des systèmes parfaitement déterminés, voire surdéterminés. Par ailleurs la solution donnée par cette équation est celle vers laquelle tendent les algorithmes de contrôle actif comportant du *leakage* (voir section 2.1.2). Dans la suite, c'est donc la formule 3.20 qui est utilisée, sauf exception, pour déterminer le vecteur des débits conduisant à l'erreur minimale au niveau de microphones de contrôle. La valeur de l'erreur relative en moyenne sur les points  $\mathbf{x}_m$  quand la reproduction est optimale au sens des moindres carrés est dans ce cas donnée par la formule

$$E_{\text{opt}} = \frac{1}{M} \sqrt{\frac{\mathbf{p}^{0\dagger} [\mathbf{H}(\mathbf{H}^\dagger \mathbf{H} + \beta \mathbf{I})^{-1} \mathbf{H}^\dagger - \mathbf{I}]^\dagger [\mathbf{H}(\mathbf{H}^\dagger \mathbf{H} + \beta \mathbf{I})^{-1} \mathbf{H}^\dagger - \mathbf{I}] \mathbf{p}^0}{\mathbf{p}^{0\dagger} \mathbf{p}^0}} \quad (3.21)$$

Notons que d'autres méthodes de régularisation que celle de Tikhonov peuvent être utilisées. En règle générale les procédés de régularisation font appel à la décomposition en valeurs singulières de la matrice à inverser. Un problème mal posé se traduit par des valeurs singulières ayant de très grands écarts de valeur : on parle alors de matrice *mal conditionnée*, le conditionnement étant défini comme la rapport entre la plus petite et la plus grande des valeurs singulières. La plupart des méthodes de régularisation agissent sur les valeurs singulières les plus petites de manière à limiter leur importance dans la matrice pseudo inverse. Utiliser la méthode de Tikhonov

revient à remplacer les valeurs singulières  $\sigma_k$  par les valeurs  $\frac{\sigma_k^2 + \gamma^2}{\sigma_k}$ , où  $\gamma$  est la valeur du coefficient de régularisation : ceci change très peu les valeurs singulières importantes et augmente la valeur de celles qui sont petites. Une autre possibilité est de traiter les valeurs singulières les plus petites comme des zéros, par exemple quand elles sont inférieures à un certain seuil (c'est ce que fait la fonction *pinv* du logiciel Matlab). D'autres manières de fenêtrer les valeurs singulières sont envisageables.

### Influence du nombre de sources

Nous avons vu dans le chapitre 1 que la reproduction exacte d'un champ sonore sur une zone étendue par un réseau de haut-parleurs n'était pas envisageable. En holophonie, cette limitation est conceptualisée par le repliement spatial, qui traduit le fait qu'au delà d'une certaine fréquence la distance séparant deux sources relativement à la longueur d'onde ne permet plus de réaliser une approximation correcte de l'équation de Kirchhoff-Helmholtz. Dans le domaine de la WFS, cette fréquence dite de repliement (ou *d'aliasing*) est donnée par la formule

$$f_a = \frac{c}{2\Delta} \quad (3.22)$$

où  $\Delta$  est la distance séparant une source du dispositif de ses plus proches voisins. Il s'agit donc de la fréquence pour laquelle les sources sont écartées d'une demi longueur d'onde. Dans le cas où la distance séparant les sources n'est pas constante, ce qui est le cas général lorsque l'on s'intéresse à des distributions de sources en trois dimensions, on peut évaluer la valeur de  $f_a$  de la manière suivante

$$f_a \approx \frac{c}{2\Delta_{\text{moy}}} \quad (3.23)$$

où  $\Delta_{\text{moy}}$  est la distance moyenne séparant une source du dispositif de ses plus proches voisins.

Nous avons réalisé une simulation afin d'évaluer les performances optimales de reproduction pouvant être atteintes par un réseau de sources monopolaires, indépendamment de la méthode choisie pour commander ces sources. Le principe de cette simulation est le suivant : pour des distributions de sources comportant un nombre variable de monopoles, nous avons calculé suivant la formule 3.21 l'erreur optimale au sens des moindres carrés pouvant être atteinte au niveau d'un maillage de points de l'espace. Dans tous les cas, les sources étaient disposées à la surface d'une sphère de rayon  $4R_{\text{mic}}$ , et l'erreur était minimisée en environ 2000 points situés à l'intérieur d'une sphère de rayon  $R_{\text{mic}}$  centrée par rapport à la sphère de sources. Le champ à reproduire était une onde plane de direction  $(1, 0, 0)$  et l'erreur a été calculée pour des fréquences variant entre 0 et  $\frac{3c}{R_{\text{mic}}}$ , c'est à dire pour des longueurs d'onde comprises entre  $\frac{R_{\text{mic}}}{3}$  et l'infini. Notons que la position des sources était optimisée de manière

à ce qu'elles soient le plus éloignées les unes des autres, c'est à dire réparties le plus *régulièrement* possible sur la surface de la sphère. Pour ce faire on a utilisé une base de donnée regroupant les coordonnées optimales pour différents nombres de points répartis sur une sphère [51].

Les résultats de la simulation sont présentés sur la figure 3.5. On observe en premier lieu que l'erreur de reproduction croît de façon continue avec la fréquence de l'onde à reproduire, quelque soit le nombre de sources utilisées. On peut situer l'origine de cette tendance générale dans le phénomène de repliement spatial : la densité de sources le long de la surface de la sphère, relativement à la longueur d'onde, diminue avec la fréquence. En revanche, on peut remarquer que les niveaux d'erreur calculés aux fréquences de repliement pour les différentes distributions de monopoles ( $\frac{f}{f_a} = 1$  où  $f_a$  est calculée selon l'équation 3.23) s'étalent de  $-65$  dB à  $-140$  dB environ. Par ailleurs on ne note pas d'inflexion particulière des courbes d'erreur au voisinage de cette fréquence. Le fait de se situer en dessous ou au dessus de la fréquence de repliement n'est donc pas un bon indicateur de la qualité de reproduction accessible à une distribution de sources donnée.

Dans le domaine de la WFS (voir section 1.2.2), on admet généralement qu'un dispositif donné de sources acoustiques est à même de reproduire correctement un champ sonore de fréquence inférieure à la fréquence de repliement. Au delà de cette fréquence, on constate un certain nombre d'artefacts de reproduction, ce qui semble donc en contradiction avec les résultats présentés ici. Une explication possible à cette contradiction est que les champs sonores obtenus par la WFS sont probablement sous-optimaux au sens des moindres carrés. Cette méthode est en effet fondée sur une approximation de l'équation de Kirchhoff-Helmholtz, approximation qui ne vaut qu'en deçà de la fréquence de repliement. A l'inverse, l'approche consistant à minimiser l'erreur de reproduction à l'intérieur d'un volume ne se fonde sur aucun postulat concernant le rayonnement des sources sonores, et tire donc le meilleur de ces dernières pour toute valeur de la fréquence. En particulier, il est toujours possible d'éteindre les sources pour éviter que l'erreur de reproduction ne dépasse 0 dB.

### **Influence de la distance aux sources**

Les résultats des simulations présentées dans la section 3.1 indiquent que la distance séparant une source secondaire de la zone dans laquelle on cherche à reproduire le champ sonore est d'une grande importance. Nous avons donc voulu étudier l'influence de ce paramètre sur les performances optimales d'un dispositif de reproduction multivoie. Dans ce but nous avons calculé l'erreur optimale de reproduction accessible à une distribution sphérique de 48 sources monopolaires, au niveau du même maillage de points que dans les simulations précédentes et pour un coeffi-

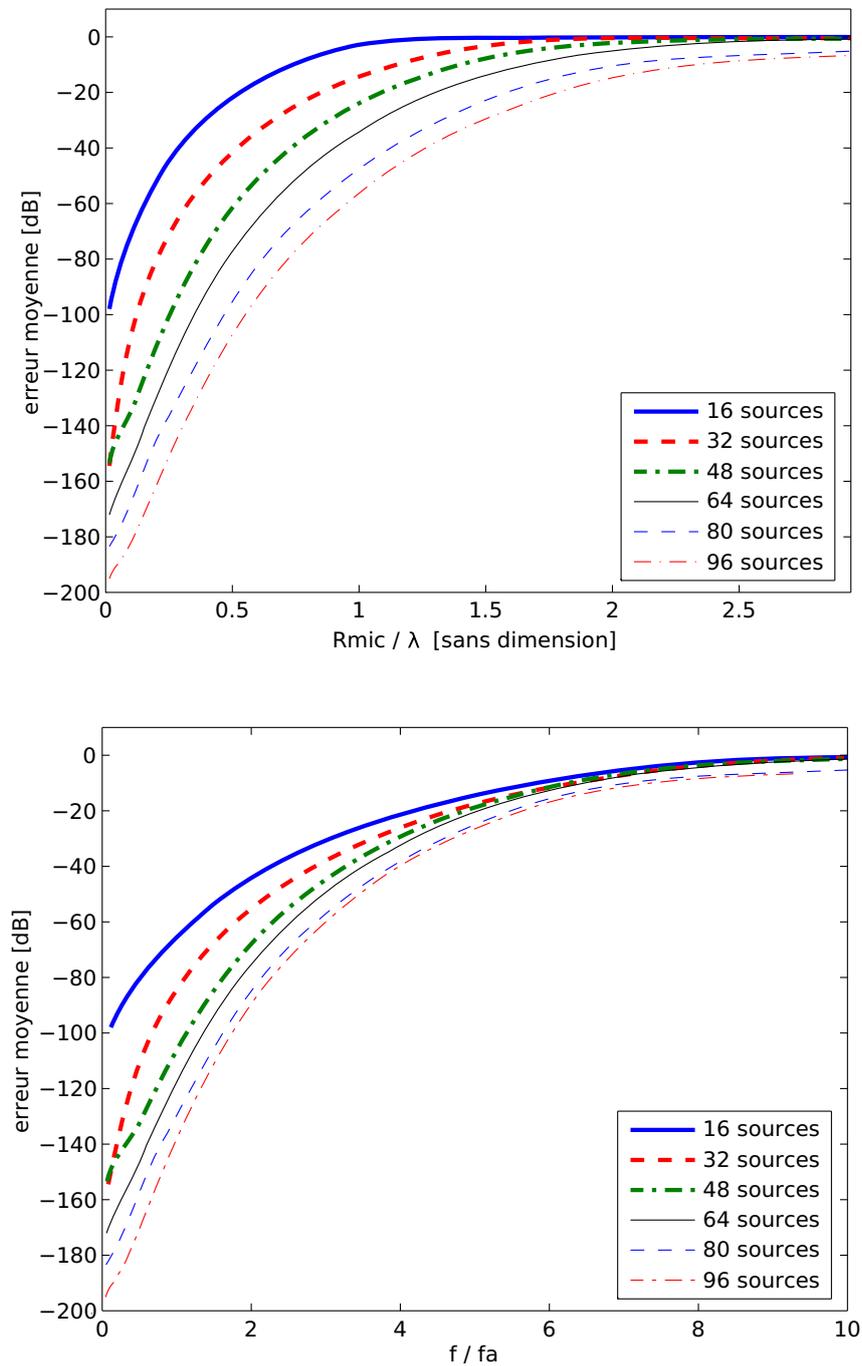


FIG. 3.5 : **Influence du nombre de sources sonores.** Reproduction optimale d'ondes planes par un réseau sphérique de sources monopolaires : erreur moyenne calculée en environ 2000 points situés à l'intérieur d'une sphère de rayon  $R_{mic}$ , en fonction du nombre de sources utilisées. En haut, valeur de l'erreur en fonction de la longueur d'onde du champ primaire rapporté au rayon  $R_{mic}$  ; En bas, valeur de l'erreur en fonction de la fréquence de l'onde primaire rapportée à la fréquence d'aliasing des différentes distributions de monopoles.

cient de régularisation nul, en fonction du rayon de la sphère à la surface de laquelle les sources sont disposées. Les résultats de cette simulation sont présentés sur la figure 3.6.

Globalement, on observe que plus la distance séparant le réseau de sources du domaine de reproduction est grande et plus la reproduction est précise, ce qui s'inscrit tout à fait dans le résultat obtenu dans le cas des simulations monovoies. Mais on peut également remarquer que chaque augmentation de la distance aux sources n'implique une amélioration des performances qu'en dessous d'une certaine fréquence : par exemple, faire passer le rayon de la sphère des sources de  $2R_{\text{mic}}$  à  $4R_{\text{mic}}$  n'a un effet en termes de une diminution de l'erreur de reproduction que lorsque la longueur d'onde est supérieure à  $2R_{\text{mic}}$  environ. De même, un rayon  $R_{\text{sou}}$  égal à  $1,5R_{\text{mic}}$  n'implique un accroissement de l'erreur de reproduction que pour des longueurs d'onde supérieures à  $1,3R_{\text{mic}}$  approximativement. Tout se passe donc comme si, en dessous d'une certaine fréquence qui croît quand le rayon de la sphère des sources décroît, la qualité de reproduction devenait sous-optimale.

Pour s'en convaincre, on a représenté sur la figure 3.6 la valeur du rapport entre l'erreur calculée lorsque le rayon de la sphère de sources  $R_{\text{sou}}$  vaut  $1,1R_{\text{mic}}$ ,  $1,2R_{\text{mic}}$ ,  $1,5R_{\text{mic}}$  et  $2R_{\text{mic}}$  et celle calculée dans le cas où ce rayon vaut  $4R_{\text{mic}}$ , en fonction de  $R_{\text{sou}}$  exprimé en nombre de longueurs d'onde. On peut constater que les distributions de sources testées donnent des résultats pratiquement équivalents dès lors que  $R_{\text{sou}}$  est supérieur à la longueur d'onde du champ à reproduire.

Dans le cadre d'une application pratique, la distance séparant les sources de la zone de reproduction devra faire l'objet d'un compromis faisant intervenir la fréquence minimale à laquelle on souhaite travailler, la place disponible et la puissance pouvant être délivrée par les sources. En effet, si reculer les sources secondaires concourt à relever la limite des performances accessibles par le dispositif, une autre conséquence est que l'amplitude des débits nécessaires à la reconstruction des ondes primaires doivent être plus importants.

### 3.2.2 Effets de l'échantillonnage spatial du champ sonore

Nous avons vu que, comme dans le cas du contrôle actif du bruit, les performances maximales pouvant être atteintes par un dispositif de reproduction sonore sont imposées par le réseau de sources utilisé. Cependant, puisqu'il faut générer les signaux de commandes des sources secondaires, d'autres limitations viennent se surajouter à celle imposée par le rayonnement des sources et l'erreur de reproduction optimale calculée dans la section précédente ne peut jamais être atteinte en pratique. Dans le cas de la WFS, les causes de ces erreurs supplémentaires sont notamment la méconnaissance du milieu de propagation du son, de la façon dont les sources y rayonnent,

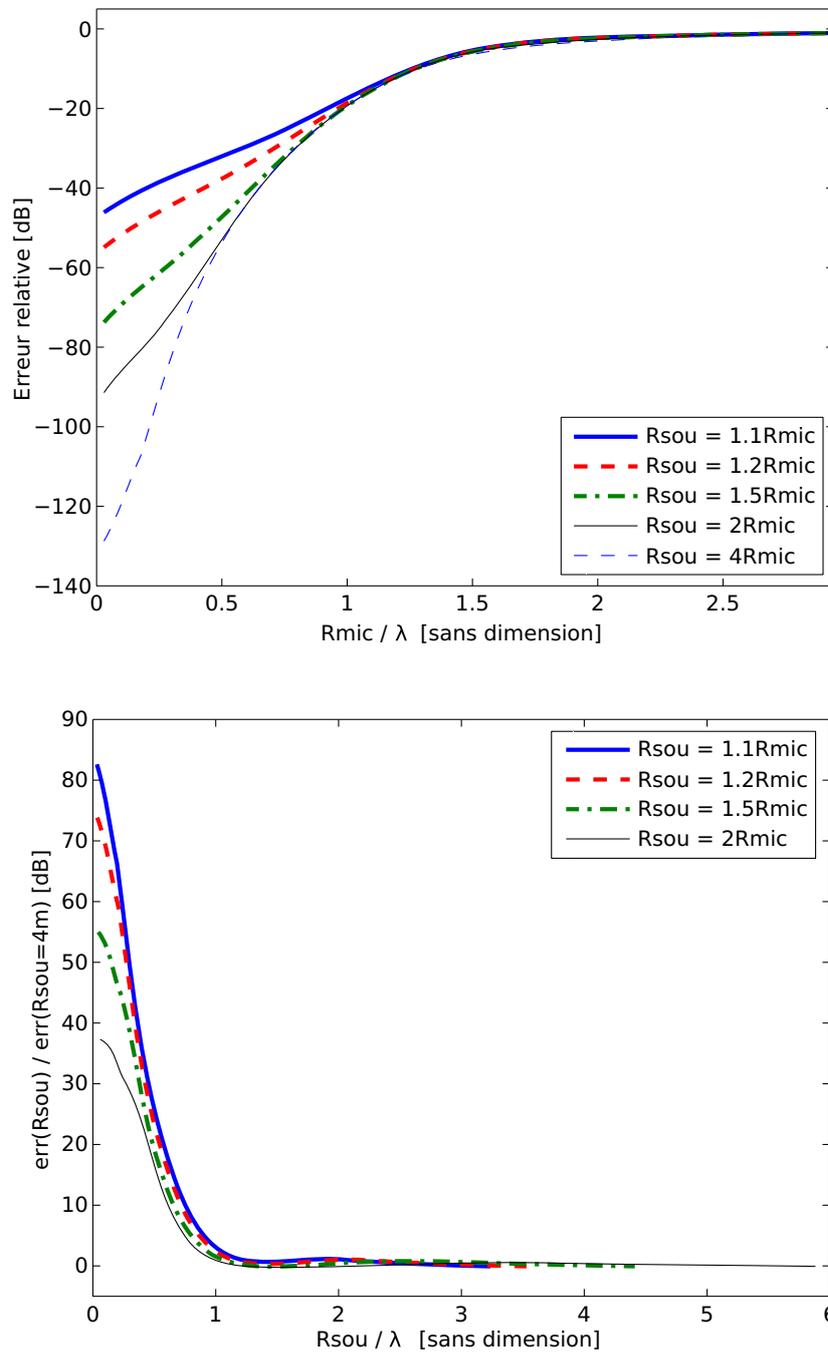


FIG. 3.6 : **Influence de la distance aux sources sonores.** Reproduction optimale d'ondes planes par un réseau sphérique de 48 sources monopolaires. En haut : erreur moyenne calculée en environ 2000 points situés à l'intérieur d'une sphère de rayon  $R_{mic}$ , en fonction de la fréquence et du rayon de la sphère à la surface de laquelle les sources sont disposées. En bas : comparaison de l'erreur moyenne obtenue lorsque le rayon  $R_{sou}$  de la sphère de sources vaut  $1,1R_{mic}$ ,  $1,2R_{mic}$ ,  $1,5R_{mic}$  et  $2R_{mic}$  avec celle obtenue dans le cas où  $R_{sou}$  vaut  $4R_{mic}$ , en fonction du rapport  $R_{sou}/\lambda$ .

et de leur localisation exacte. Dans le cas des méthodes surfaciques de contrôle du champ sonore, la distribution de capteurs à la surface du volume de reproduction est la première source d'erreurs en surcroît de celles inhérentes à la distribution de sources.

De même que l'holophonie, les méthodes surfaciques de contrôle des champs sonores se fondent sur une représentation intégrale du champ de pression acoustique. Dans le premier cas, l'application littérale de cette représentation suppose une distribution continue de sources sonores. Dans le second, elle suppose la capacité à contrôler la pression acoustique et sa dérivée normale de façon continue sur la totalité de la surface. Or, en pratique, on ne peut contrôler ces grandeurs que grâce à un nombre fini de capteurs qui échantillonnent spatialement le champ sonore. De plus, le contrôle du champ acoustique au niveau de ces capteurs ne peut être exact que si leur nombre ne dépasse pas celui des sources (cf section 3.2.1).

De manière à évaluer les effets de cet échantillonnage du champ sonore, nous avons réalisé une simulation comparant les performances optimales obtenues avec une distribution de sources donnée avec celles obtenues dans le cas où la commande de ces sources est générée suivant le principe de la méthode BPC, et celles obtenues dans le cas où on utilise la méthode BSC. Dans cette simulation, les 64 sources secondaires (monopolaires) sont réparties sur une sphère de rayon  $4R_{\text{mic}}$ . Dans tous les cas, on observe la qualité de reproduction à l'intérieur d'une sphère de rayon  $R_{\text{mic}}$ , avec le même maillage de points que précédemment. Dans le cas de la méthode BPC, l'erreur est minimisée au niveau de 64 capteurs de pression placés à la surface du volume de reproduction. Dans le cas de la méthode BSC, les 128 capteurs de pression sont disposés en 64 couples perpendiculaires à la surface de la sphère. Dans tous les cas la valeur du coefficient de régularisation a été fixée à  $10^{-6} \text{ Pa}^2 \cdot \text{s}^2 \cdot \text{m}^{-6}$ . Les résultats sont présentés sur la figure 3.7.

Laissons de côté pour le moment les pics d'erreur observés dans le cas de la BPC : ils correspondent aux fréquences propres du problème de Dirichlet associé à la sphère, et nous reviendrons sur ce phénomène dans la suite du document (voir section 3.2.3). Ayant fait abstraction des pics d'erreur, on constate en premier lieu qu'aucune des deux méthodes surfaciques ne parvient à égaler les performances optimales du contrôle, et ce même aux fréquences les plus basses de la bande étudiée. Comme on pouvait s'y attendre, cette erreur supplémentaire commise dans le cas des méthodes surfaciques augmente avec la fréquence, du moins pour des longueurs d'onde supérieures à  $\frac{2}{3} R_{\text{mic}}$ , valeur pour laquelle l'erreur calculée dans le cas des méthodes surfaciques atteint 0 dB. Ceci peut s'expliquer par la diminution de la précision de l'échantillonnage spatial du champ sonore relativement à la longueur d'onde : la complexité spatiale du champ sonore reconstruit augmentant avec la fréquence il est possible que l'on trouve, entre deux capteurs de minimisation, des points situés sur

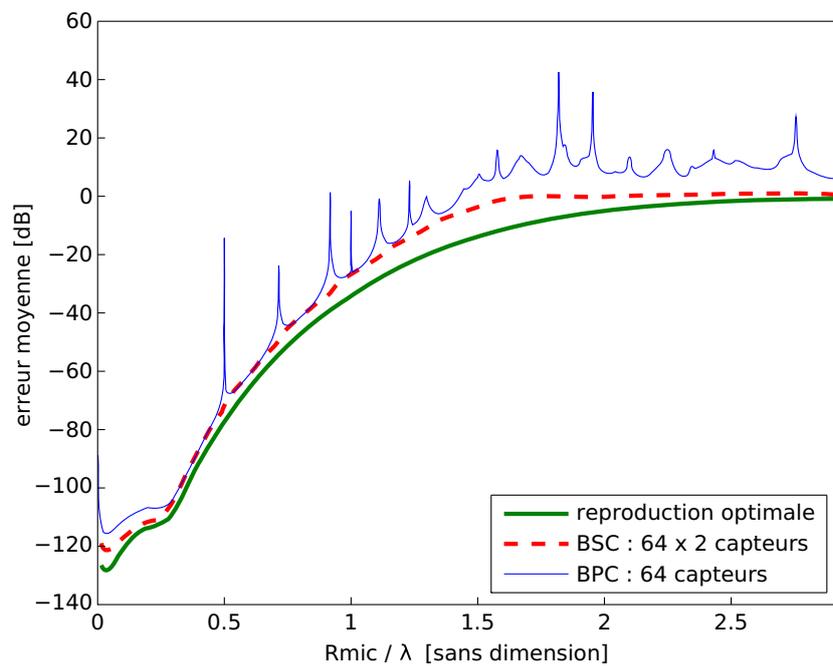


FIG. 3.7 : **Comparaison contrôle optimal / méthode BPC / méthode BSC.** Reproduction d'une onde plane par 64 sources monopolaires à l'intérieur d'une sphère de rayon  $R_{mic}$  : comparaison des résultats obtenus quand la surface de la sphère est discrétisée avec 64 microphones de pression (méthode BPC), et quand elle est discrétisée avec 64 couples de microphones de pression perpendiculaires à la surface (méthode BSC), avec l'erreur optimale de reproduction dans ce volume.

la surface du volume de contrôle où l'erreur est importante ; les valeurs requises de la pression et de sa dérivée normale n'étant plus assurées sur la surface, on n'est plus assuré non plus d'observer le champ de pression requis à l'intérieur du volume. Lorsque la longueur d'onde est inférieure à  $\frac{2}{3} R_{\text{mic}}$  l'erreur de reproduction est de l'ordre de 100 % et ne croît plus : l'écart avec l'erreur optimale diminue.

La figure 3.8 montre la valeur de l'erreur de reconstruction au niveau de la surface entourant la zone de contrôle, dans le cas où l'on utilise la méthode BPC avec un réseau sphérique de 48 capteurs de pression, pour différentes valeurs de fréquence. Lorsque la longueur d'onde du champ à reproduire est  $2R_{\text{mic}}$ , l'erreur relative de reproduction est inférieure à  $-30$  dB en tout point de la surface entourant le volume : on peut donc s'attendre à ce que le champ primaire soit très bien reconstruit à l'intérieur de la sphère. En revanche, à mesure que la fréquence augmente, et bien que l'erreur soit virtuellement nulle au niveau des capteurs, on voit se former des zones de la surface où l'erreur dépasse  $-20$  dB ( $\lambda = \frac{4}{3}R_{\text{mic}}$ ),  $-10$  dB ( $\lambda = R_{\text{mic}}$ ) et même  $0$  dB ( $\lambda = \frac{4}{5}R_{\text{mic}}$ ). Dans ce dernier cas, il est donc probable que le champ ne soit pas correctement reconstruit à l'intérieur du volume. Or, pour cette valeur de fréquence, la distance moyenne séparant un capteur de ses plus proches voisins est environ  $\frac{2}{3}$  de longueur d'onde, alors qu'elle est à peu près égale à  $\frac{1}{2}$  longueur d'onde quand le rapport  $\frac{R_{\text{mic}}}{\lambda}$  vaut 1. Si la fréquence de repliement relative à la distribution de sources utilisée n'est pas un bon indicateur des performances accessibles à un dispositif de contrôle du champ sonore, celle relative à la distribution de capteurs pourrait en revanche donner une indication sur le fait que l'on tire ou non le meilleur parti des sources.

On a représenté sur la figure 3.9 la valeur de l'erreur de reconstruction moyenne obtenue à l'intérieur d'une sphère de rayon  $R_{\text{mic}}$  lorsque la méthode BSC est utilisée pour piloter un réseau de 80 sources monopolaires, en fonction du nombre de couples de capteurs de pression distribués à la surface du volume de contrôle. Globalement, plus le nombre de capteurs distribués à la surface de la sphère est important, et plus l'erreur de reconstruction s'approche de sa valeur optimale pour toutes les longueurs d'onde supérieures à  $\frac{2}{3} R_{\text{mic}}$ , indépendamment du fait que l'on se situe en deçà ou au delà de la fréquence de repliement : cette dernière correspond à un ratio  $\frac{R_{\text{mic}}}{\lambda}$  d'environ 0,5 pour la distribution de  $16 \times 2$  microphones et de 0,9 pour la distribution de  $48 \times 2$  microphones, par exemple. Aux longueurs d'onde inférieures à  $\frac{2R_{\text{mic}}}{3}$ , l'erreur est proche de 0 dB pour tous les dispositifs de microphones considérés. On note également que le dispositif de 96 couples de capteurs n'apporte presque pas d'amélioration par rapport à celui de 80 couples de capteurs, pour lequel on réalise l'échantillonnage du champ sonore sur un nombre de points égal au nombre de sources secondaires utilisé. Enfin, on peut remarquer le caractère légèrement plus accidenté des courbes d'erreurs obtenues avec les distributions de 32 et 48 couples de capteurs.

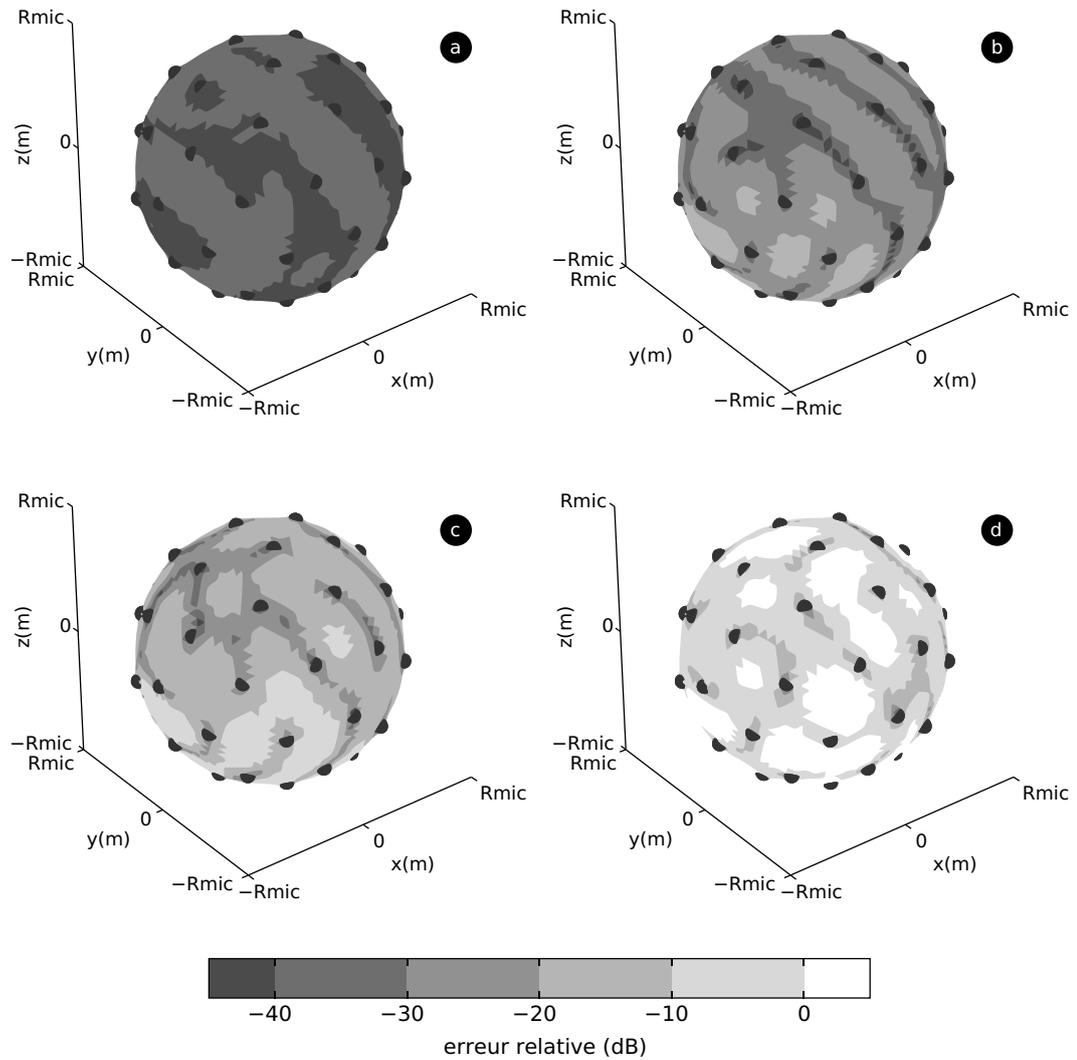


FIG. 3.8 : **Méthode BPC : visualisation de l'erreur en surface du volume de contrôle.** Reproduction optimale par 48 monopoles secondaires d'une onde plane, au niveau de 48 capteurs de pression disposés à la surface d'une sphère rayon  $R_{mic}$ . Erreur relative observée sur la surface de la sphère lorsque la longueur d'onde de l'onde plane primaire est : (a)  $2R_{mic}$ ; (b)  $4R_{mic}/3$ ; (c)  $R_{mic}$ ; (d)  $4R_{mic}/5$ . Les capteurs de pression sont représentés par des boules noires.

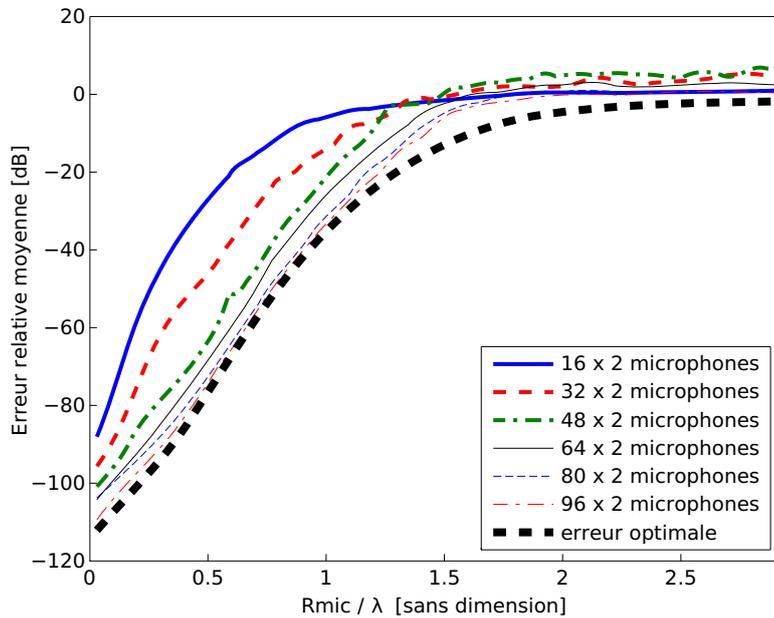


FIG. 3.9 : **Méthode BSC : effets de l'échantillonnage spatial du champ sonore.** Reproduction, par 64 sources monopolaires, d'une onde plane à l'intérieur d'une sphère de rayon  $R_{mic}$  : erreur relative en fonction du rapport  $R_{mic}/\lambda$  dans le cas où la sphère est discrétisée par 16, 32, 48, 64, 80 et 96 couples de capteurs de pression (méthode BSC).

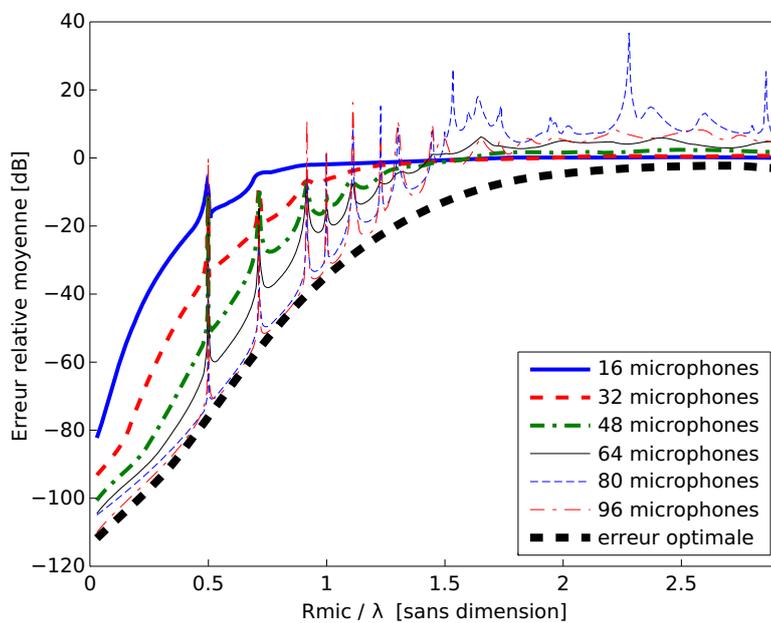


FIG. 3.10 : **Méthode BPC : effets de l'échantillonnage spatial du champ sonore.** Reproduction, par 64 sources monopolaires, d'une onde plane à l'intérieur d'une sphère de rayon  $R_{mic}$  : erreur relative en fonction du rapport  $R_{mic}/\lambda$  dans le cas où la sphère est discrétisée par 16, 32, 48, 64, 80 et 96 capteurs de pression (méthode BPC).

La cause en est la matrice des transferts secondaires, qui est presque carrée dans le cas de ces maillages de microphones : en l'absence d'une régularisation importante de l'inversion de cette matrice, cette dernière conduit à une solution quasiment exacte au niveau des microphones, mais faisant s'accompagner d'une erreur plus importante en dehors de ces positions. Il peut donc être utile de régulariser l'inversion de la matrice de transferts même dans le cas où le problème est surdéterminé.

Les mêmes constatations peuvent être faites dans le cas où le même dispositif de sources secondaires est utilisé avec la méthode BPC, comme le montre la figure 3.10. En dehors des pics de résonances apparaissant aux fréquences propres du problème de Dirichlet intérieur associé à la sphère, l'erreur est d'autant plus importante que le nombre de capteurs disposés à la surface du volume est petit. D'autre part, la distribution de 80 microphones donne des résultats très proches de ceux obtenus avec la distribution de 96 microphones, cette dernière aboutissant à des performances quasi-optimales pour des valeurs de  $\frac{R_{mic}}{\lambda}$  comprises entre 0 et 1,5 comme dans le cas de la méthode BSC pour les distributions de 80 et 96 couples de microphones. En outre, on note le caractère plus accidenté de la courbe relative à la distribution de 80 microphones, pour laquelle le nombre de sources est égal au nombre de capteur. Ce résultat correspond à celui constaté pour la méthode BSC dans le cas des distributions de 32 et 48 couples de capteurs.

En conclusion, on retiendra que pour tirer le meilleur parti de la distribution de sources secondaires, le nombre de positions auxquelles on contrôle le champ sonore doit être au moins égal au nombre de sources dont on dispose, dans le cadre de la méthode BSC comme dans celui de la méthode BPC. Mais la densité de capteurs répartis à la surface du volume en regard de la longueur d'onde ne semble pas être un facteur permettant de prévoir si le dispositif aura ou non des performances proches de l'optimum accessible à la distribution de sources secondaires.

### 3.2.3 Le problème des résonances et ses solutions

A l'instar de celles présentées dans [26] et [53], les simulations précédentes montrent que l'utilisation de la méthode BPC conduit à l'apparition de « pics de résonances » aux fréquences propres du problème de Dirichlet intérieur associé au volume délimité par le réseau de microphones. A ces fréquences, l'erreur de reproduction peut être très faible au niveau des microphones de minimisation, et même sur l'ensemble de la surface entourant le volume de contrôle, et pourtant atteindre des valeurs très élevées (supérieures à 100 %) à l'intérieur du volume. Ce phénomène constitue bien évidemment une limitation importante à l'utilisation de cette stratégie de reproduction des champs sonores, cependant la perspective de diviser par deux le nombre de microphones nécessaires dans le cas de la méthode BSC est intéressante du point de

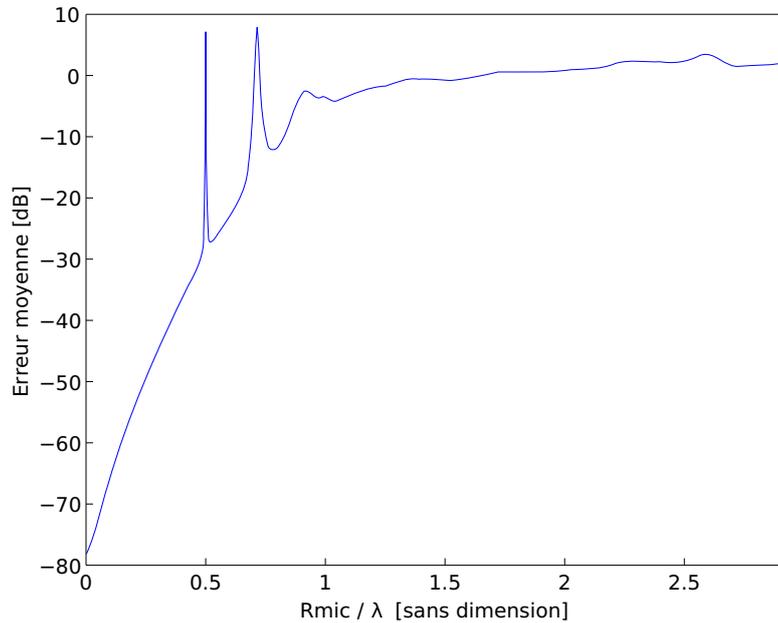


FIG. 3.11 : **Phénomène de résonance se produisant dans le cas de la méthode BPC.** Reproduction, par 24 sources monopolaires, d'une onde plane à l'intérieur d'une sphère de rayon  $R_{mic}$  dont la surface est discrétisée par 48 microphones de pression (méthode BPC) : erreur relative moyenne de reproduction à l'intérieur du volume en fonction du rapport  $R_{mic}/\lambda$ .

vue du coût du système de reproduction. Il pourrait donc être intéressant de trouver un moyen de supprimer ces résonances sans augmenter de manière trop importante le nombre de capteurs utilisés.

### Nature des résonances

La figure 3.11 présente l'erreur de reproduction calculée dans le cas où 24 sources monopolaires sont utilisées pour reproduire une onde plane à l'intérieur d'une sphère de rayon  $R_{mic}$  maillée par 48 microphones de pression, en fonction de la fréquence. Aux deux premières fréquences propres du problème de Dirichlet intérieur associé à la sphère (voir annexe B), correspondant à un ratio  $\frac{R_{mic}}{\lambda}$  égal à 0,5 et 1,4 environ, on constate une augmentation brutale de l'erreur moyenne qui dépasse même 0 dB, soit 100 %. Ces pics évoquent fortement l'apparition de résonances acoustiques à l'intérieur de la sphère, et c'est la raison pour laquelle le terme de pics de résonance est employé dans ce rapport. Cependant, on est en droit de s'interroger sur la nature physique de ce phénomène. On se place ici en champ libre, et les parois de la sphère n'existent pas physiquement : aucune réflexion n'est donc susceptible de provoquer l'apparition d'ondes stationnaires à l'intérieur du volume, comme le veut le processus classique des résonances acoustiques.

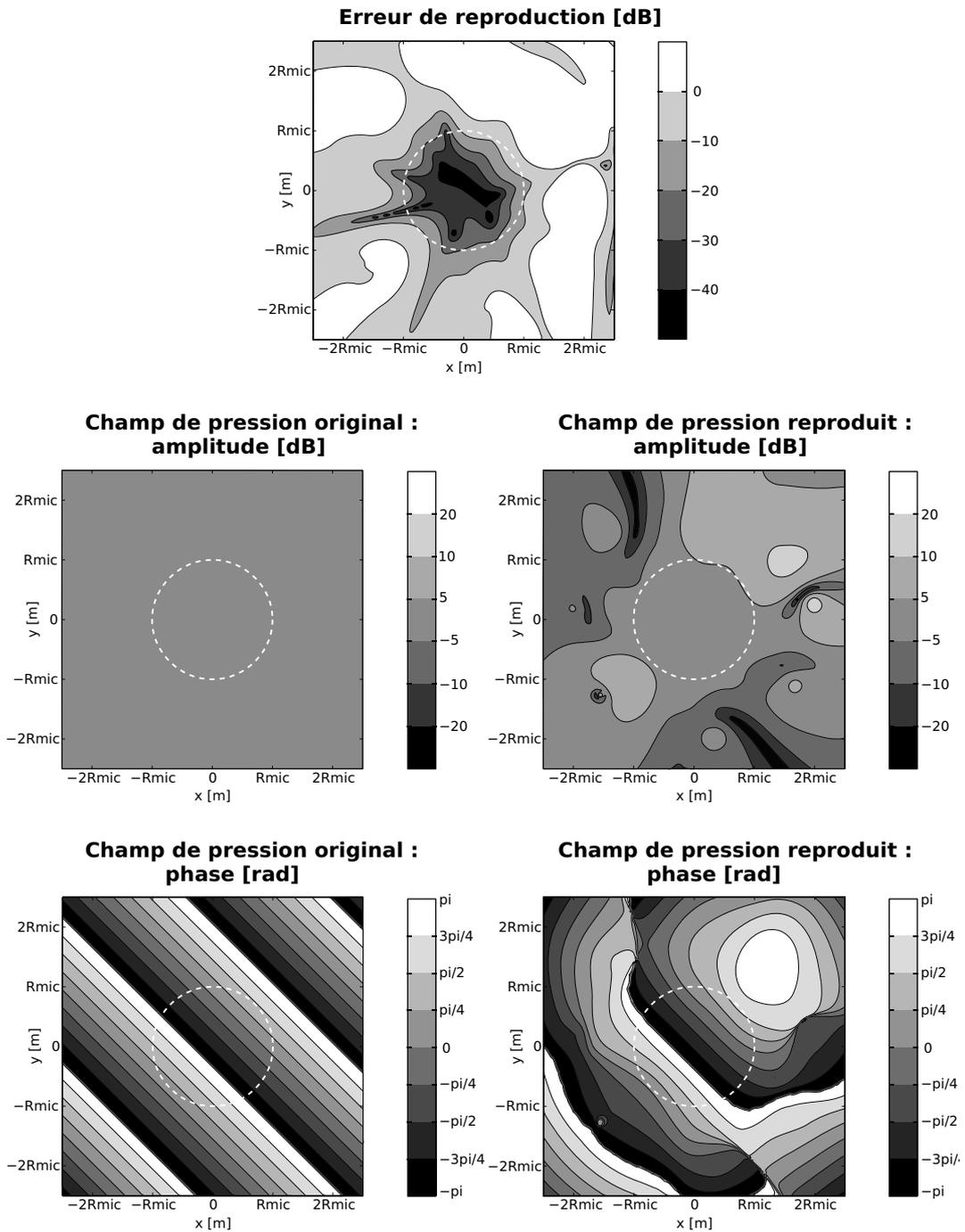
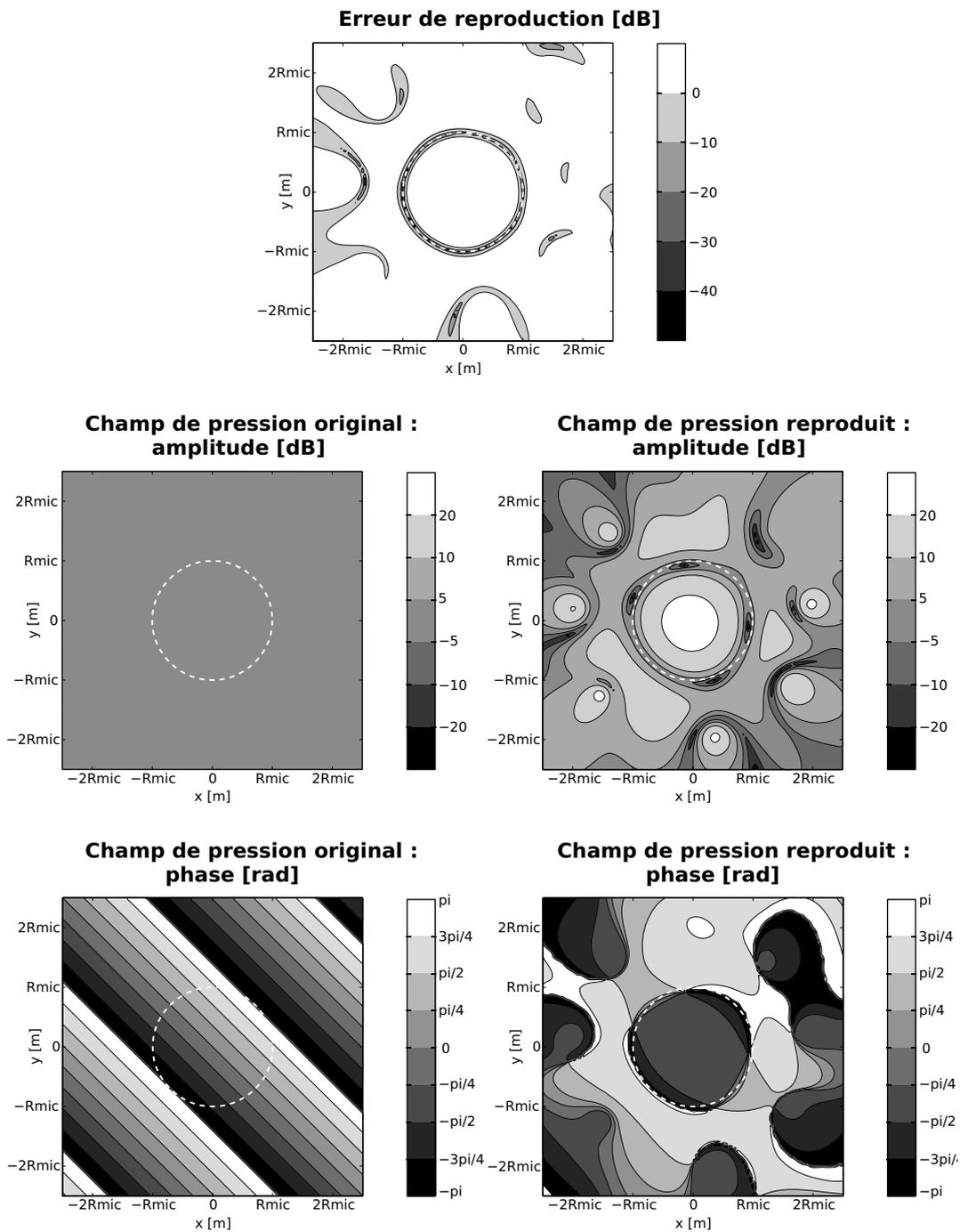


FIG. 3.12 : **Méthode BPC : champ reproduit à une fréquence quelconque.** Reproduction, par 24 sources monopolaires, d'une onde plane de longueur d'onde  $1,7R_{mic}$  à l'intérieur d'une sphère de rayon  $R_{mic}$  dont la surface est discrétisée par 48 microphones de pression (méthode BPC) : erreur de reproduction (en haut), amplitude des champs de pression original et reproduit (au milieu) et phase des champs de pression original et reproduit (en bas).



**FIG. 3.13 : Méthode BPC : champ reproduit à la première fréquence propre de la sphère.** Reproduction, par 24 sources monopolaires, d'une onde plane de longueur d'onde  $2R_{mic}$  à l'intérieur d'une sphère de rayon  $R_{mic}$  dont la surface est discrétisée par 48 microphones de pression (méthode BPC) : erreur de reproduction (en haut), amplitude des champs de pression original et reproduit (au milieu) et phase des champs de pression original et reproduit (en bas).

Une des questions que l'on peut se poser est le lien entre ce phénomène et les modes propres de la sphère. Pour faire ce lien il est nécessaire d'observer le fonctionnement du dispositif de reproduction dans l'espace : les figures 3.12 et 3.13 illustrent la reproduction d'une onde plane de direction  $(1, 1, 0)$  observée dans le plan médian horizontal de la sphère de reproduction dans un cas *normal* ( $\lambda = 1,7R_{\text{mic}}$ ), et dans la cas *pathologique* où la fréquence est la première fréquence propre de la sphère ( $\lambda = 2R_{\text{mic}}$ ). Dans le premier cas, on constate que l'erreur de reproduction est relativement faible au niveau de la surface de la sphère, et devient de plus en plus faible à mesure que l'on se rapproche du centre du volume. L'amplitude de la pression se situe dans un intervalle de  $\pm 5$  dB autour de la valeur de l'amplitude du champ primaire dans tout le volume compris à l'intérieur de la sphère. De même la phase reproduite est très proche de la phase originale dans tout le volume.

A l'inverse, dans le cas où l'on cherche à reproduire une onde plane à la première fréquence propre de la sphère, on observe que l'erreur de reproduction est supérieure à 0 dB dans pratiquement tout le volume délimité par la sphère de microphones, bien que l'erreur commise au niveau de la surface soit faible, de l'ordre de -20 dB. En dehors de ce volume, l'erreur est également plus importante que lorsque la longueur d'onde vaut  $1,7R_{\text{mic}}$ . On constate par ailleurs que l'amplitude du champ reproduit est beaucoup trop grande à l'intérieur du volume de reproduction, dépassant de plus de 20 dB celle du champ primaire pour tous les points distants de moins de  $\frac{R_{\text{mic}}}{2}$  du centre de la sphère. A l'extérieur du volume l'amplitude de la pression est également beaucoup plus grande que lorsque la longueur d'onde vaut  $1,7R_{\text{mic}}$ , ce qui suggère que le débit des sources secondaires est plus important. Enfin, on remarque que la phase du champ reproduit ne correspond absolument pas à celle de l'onde plane, ni d'ailleurs à celle d'une onde se propageant dans une direction, puisqu'elle est quasiment constante à l'intérieur de la sphère. Le champ reproduit à l'intérieur de la sphère est en fait très proche du premier mode propre théorique illustré dans l'annexe B.

Bien que le champ produit par les sources secondaires se rapproche fortement des modes propres du volume lorsque la fréquence avoisine les fréquences propres du problème de Dirichlet intérieur qui lui est associé, la condition de pression nulle sur les parois de la sphère n'est pas vérifiée dans ces simulations. L'origine de la surpression constatée à l'intérieur de la sphère se situe donc dans l'interférence constructive des ondes progressives émises par les sources secondaires : aux fréquences concernées, l'inversion matricielle réalisée conduit les sources à générer des ondes qui interfèrent destructivement au niveau des microphones et constructivement à l'intérieur du volume. Ce phénomène s'accompagne par ailleurs d'une augmentation de l'amplitude des commandes envoyées aux sources comme en témoigne la figure 3.13. Si l'on ne peut qualifier ce phénomène de résonance acoustique à proprement parler, on peut

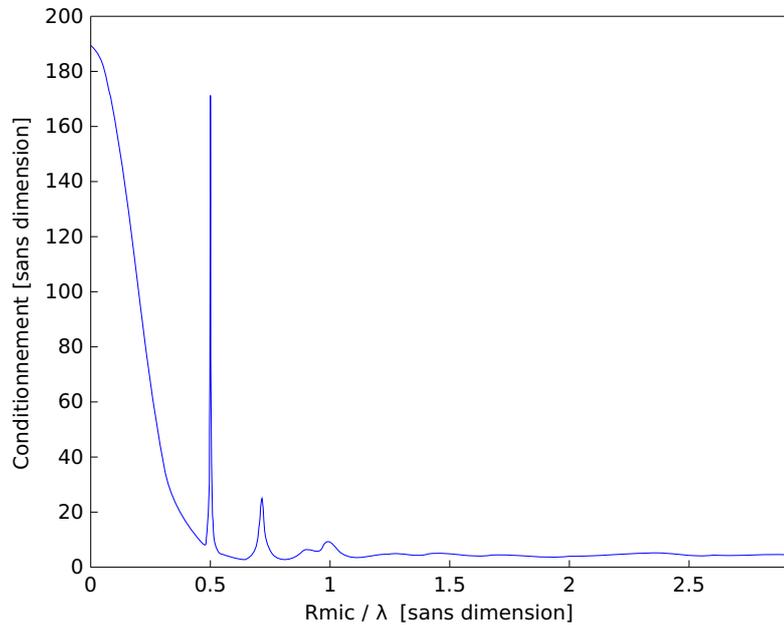


FIG. 3.14 : **Méthode BPC : conditionnement de la matrice H en présence de résonances.** Conditionnement de la matrice des transferts secondaires en fonction du rapport  $R_{mic}/\lambda$ , dans le cas d'une distribution sphérique de 24 sources secondaires (de rayon  $2R_{mic}$ ), et d'une distribution sphérique de 48 microphones (de rayon  $R_{mic}$ ).

toutefois considérer qu'il s'agit d'une résonance du dispositif dans son ensemble, englobant à la fois la partie acoustique et la partie contrôle et amplification des signaux.

Enfin, sur le plan numérique, ces fréquences de résonance correspondent à un changement de nature de la matrice de transferts secondaires qui se traduit par une augmentation importante du conditionnement de cette matrice, comme le montre la figure 3.14. Il est tout à fait logique que la matrice des transferts secondaires soit mal conditionnée pour ces valeurs de fréquence. Aux fréquences propres du problème de Dirichlet intérieur peut régner un champ de pression nul au niveau de la surface et non nul ailleurs : il peut donc exister un vecteur des débits non nul conduisant à une pression nulle ou presque au niveau des microphones. Dans ce cas la valeur singulière correspondante de la matrice des transferts secondaires est très petite, ce qui explique son mauvais conditionnement.

### Eviter ou atténuer les résonances

Les résonances se produisant à l'intérieur du volume de reproduction sont produites par interférence des ondes sonores émises par les sources secondaires. Ainsi la suppression constatée dans la zone de contrôle dépend directement de l'amplitude

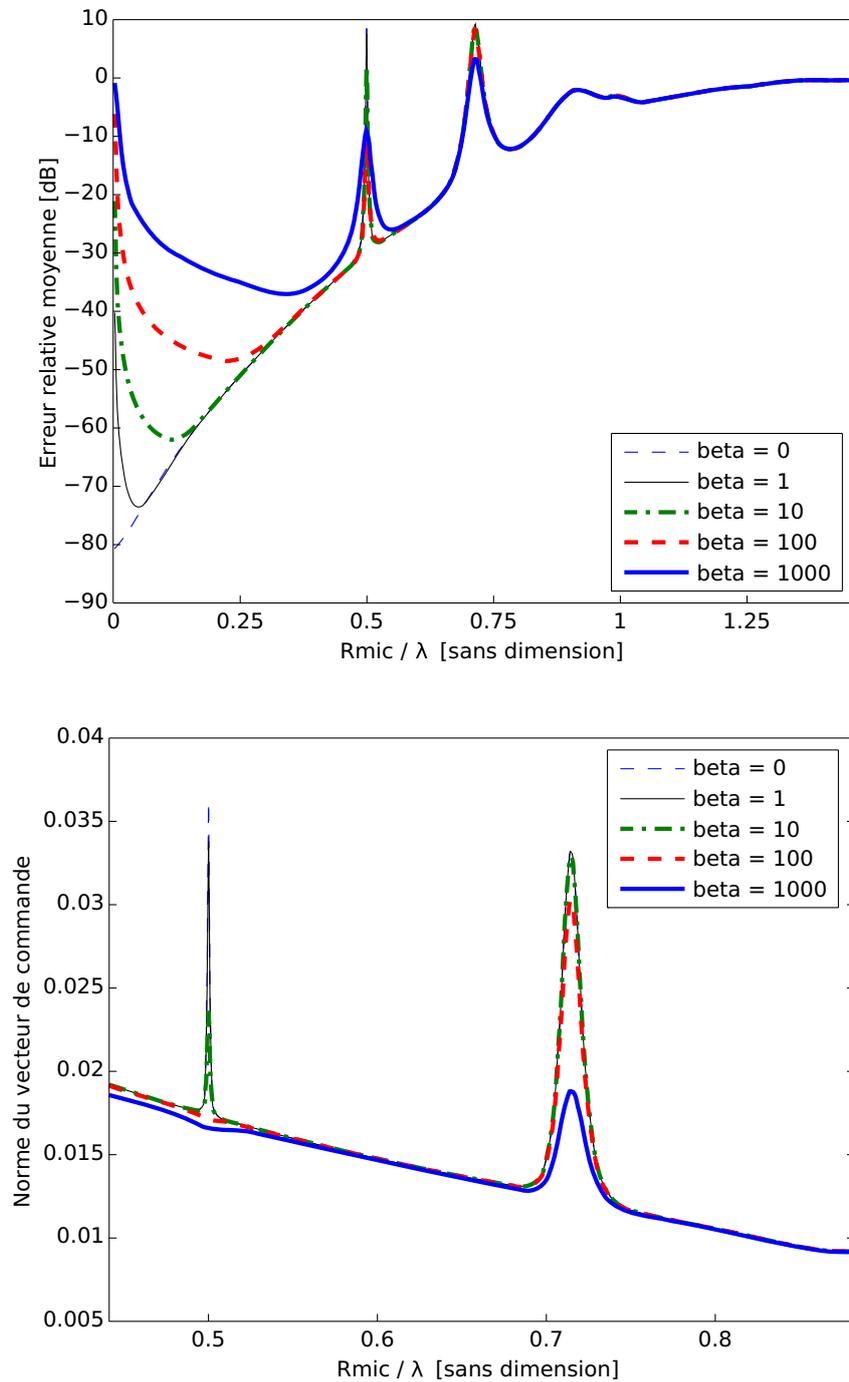


FIG. 3.15 : **Effets de la régularisation sur les pics de résonance.** Reproduction, par 24 sources monopolaires, d'une onde plane à l'intérieur d'une sphère de rayon  $R_{mic}$  dont la surface est discrétisée par 48 microphones de pression (méthode BPC) : erreur de reproduction moyenne (en haut) et norme du vecteur de commande (en bas) en fonction du rapport  $R_{mic}/\lambda$  et du coefficient de régularisation.

de la commande envoyée aux sources. Par ailleurs cette augmentation de l'amplitude des commandes est liée au mauvais conditionnement de la matrice de transferts secondaires à ces fréquences. Une première idée pour atténuer les résonances est d'augmenter la pénalisation de la commande au moment de l'inversion, c'est à dire d'augmenter le coefficient de régularisation  $\beta$  dans l'équation 3.20. On a représenté sur la figure 3.15 l'erreur de reproduction commise par le même dispositif que dans la section précédente, ainsi que la norme du vecteur des débits, en fonction de la valeur du coefficient  $\beta$  (ce dernier restant constant sur toute la bande de fréquence étudiée). On peut constater qu'une régularisation plus importante conduit à une diminution de l'erreur au niveau des pics de résonances, dont la cause est la diminution de l'amplitude des commandes. On remarque également que l'augmentation du coefficient de régularisation ne détériore en rien la qualité de la restitution sonore au delà de la première fréquence propre de la sphère.

En revanche, en deçà de cette fréquence on note que la régularisation augmente fortement l'erreur de reconstruction. Cette diminution des performances du contrôle s'explique par le fait que l'on se place en champ libre. La commande nécessaire à une reconstruction correcte de l'onde plane à très basse fréquence a dès lors une forte amplitude, et la régularisation a d'autant plus d'influence sur la solution vers laquelle on converge. Dans un espace clos, on peut supposer que les mêmes coefficients de régularisation aurait moins d'influence sur les performances du système à très basse fréquence. D'autre part il est imaginable d'appliquer une régularisation plus ou moins forte en fonction de la fréquence, ce qui permettrait de diminuer l'amplitude des pics de résonance sans influencer sur les performances du système en dehors des fréquences problématiques. En conclusion on peut donc estimer que la régularisation apporte une solution pour limiter le phénomène des résonances observées dans le cas de la méthode BPC. Ce résultat est un argument de plus pour l'utilisation de la régularisation (ou du *leakage*) dans ce type de dispositif de contrôle actif, outre le gain apporté au déroulement du contrôle en terme de stabilité.

Cependant, la régularisation de l'inversion des transferts acoustiques ne règle que très partiellement le problème des résonances. Nous avons vu que ce problème était dû à la singularité mathématique de la relation intégrale reliant la pression à l'intérieur du volume à celle mesurée au niveau de sa surface. On peut donc imaginer une modification de la distribution de microphones de manière à lever cette singularité. Takane *et al.* [53] proposent en ce sens deux méthodes basées sur l'ajout de capteurs situés à l'intérieur du volume de reproduction, qui sont inspirées de la méthode CHIEF [49] utilisée pour les calculs de diffraction ou de rayonnement acoustique de structures vibrantes par la méthode des éléments de frontière (BEM). Le problème des résonances de Dirichlet rencontré dans le cadre de la méthode BPC est en effet très similaire à celui des « fréquences irrégulières » en BEM, à ceci près que les

fréquences irrégulières sont les fréquences propres du problème de Neumann. Pour résumer, la méthode CHIEF consiste à ajouter des conditions sur la valeur de la pression à l'intérieur de la surface vibrante (ou diffractante) pour rétablir l'unicité de la solution aux fréquences propres du problème de Neumann associé au volume.

Les deux méthodes proposées par Takane *et al.* sont assez similaires. La première, nommée BAPC (Boundary and Additional-points sound Pressure Control) consiste à ajouter à la distribution surfacique de microphones un certain nombre de microphones situés à l'intérieur du volume de reproduction. La seconde stratégie, nommée BPLIC (Boundary sound Pressure and Local sound Intensity Control) propose en application de la méthode CHIEF block [59] d'ajouter un capteur d'intensité acoustique à l'intérieur de la zone de reproduction. On peut d'ores et déjà formuler deux critiques à l'encontre de ces stratégies. D'une part, elles impliquent l'ajout de plusieurs capteurs, ou du moins de plusieurs voies d'entrée en terme de contrôle, ce qui représente un changement coûteux du dispositif de contrôle du champ sonore par rapport à la méthode BPC simple. D'autre part, la présence de capteurs à l'intérieur de la zone de contrôle n'est pas souhaitable, parce qu'elle représente une gêne pour le ou les auditeurs qui s'y trouvent, et à cause de la diffraction des ondes sonores par le corps de ces mêmes auditeurs.

Nous avons néanmoins voulu simuler l'effet de l'ajout d'un microphone de pression à l'intérieur du volume, ce qui reste une modification assez légère du dispositif BPC simple. Sur la figure 3.16 sont comparées l'erreur de reproduction calculée dans le cas du dispositif BPC étudié jusqu'à maintenant, celle commise dans le cas où l'on ajoute à la distribution sphérique de microphones un microphone situé au centre de la sphère, et celle commise quand ce microphone additionnel est situé près de la surface de la sphère, au point  $(\frac{3R_{mic}}{4}, \frac{3R_{mic}}{4}, 0)$ . On observe que l'ajout d'un microphone au centre de la sphère permet d'éliminer totalement la première résonance, ce qui est logique puisque c'est au centre que se situe le maximum du premier mode (voir Annexe B). En revanche, ce microphone n'empêche en rien l'apparition de la seconde résonance, le mode correspondant ayant un zéro de pression au centre de la sphère. Le simple ajout de ce microphone permet donc d'atteindre les mêmes performances que la méthode BSC avec deux fois plus de capteurs, mais pour les raisons évoquées plus haut, la présence d'un microphone au centre de la zone de reproduction n'est pas envisageable. On peut par contre envisager de le placer plus au bord du volume de reproduction. Cependant, les résultats illustrés sur la figure 3.16 montrent que l'ajout d'un capteur excentré ne permet que d'atténuer que le premier pic d'erreur, qui dépasse toujours de plus de 20 dB l'erreur obtenue dans le cas où l'on contrôle simultanément la pression et son gradient. Le contrôle local de la pression intérieure ne constitue donc pas une manière efficace d'éviter le problème des résonances.

Toujours dans l'optique de rétablir l'unicité de la relation entre la pression sur

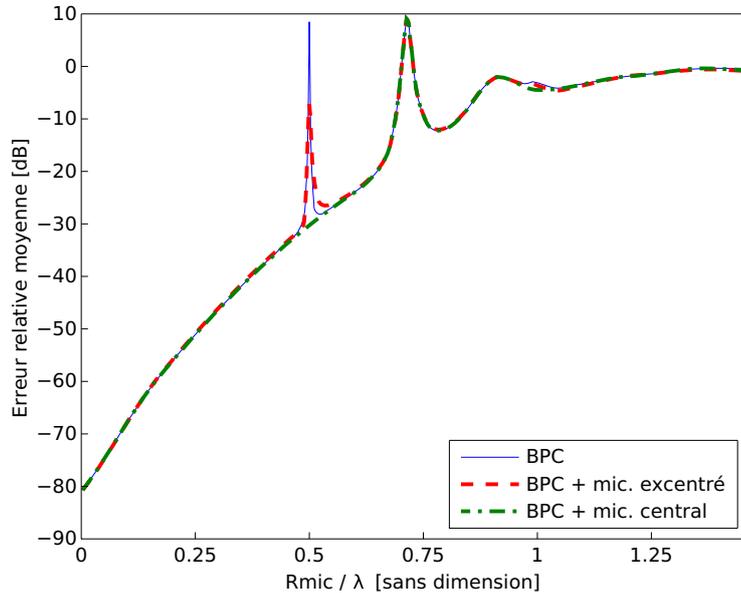


FIG. 3.16 : **Effets de l'ajout d'un microphone de pression sur les résonances.** Reproduction, par 24 sources monopolaires, d'une onde plane à l'intérieur d'une sphère de rayon  $R_{mic}$ . Erreur de reproduction moyenne en fonction de la fréquence dans le cas où : 1) 48 microphones sont distribués à la surface de la sphère (BPC) ; 2) on ajoute à cette distribution un microphone au centre de la sphère ; 3) on ajoute un microphone situé en  $(3R_{mic}/4, 3R_{mic}/4, 0)$ .

la surface et sa valeur à l'intérieur du volume, nous avons testé une autre stratégie consistant à ajouter à un dispositif BPC un microphone de manière à contrôler en un point de la surface le gradient normal de la pression. Pour ce faire, un des microphones de la distribution surfacique est remplacé par un couple de microphones de pression disposés perpendiculairement à la surface : on obtient alors une méthode hybride BPC-BSC. La figure 3.17 illustre l'erreur de reconstruction calculée dans le cas de cette distribution de microphones, comparée à celle obtenue dans le cas de la méthode BPC « pure ». On constate que l'amplitude pic d'erreur se produisant à la première résonance est diminuée de plus de 30 dB par rapport au cas où la méthode BPC est utilisée. La modification de la distribution de microphones n'entraîne aucun changement sur le reste de la bande de fréquence étudiée, notamment sur la deuxième résonance. Cette modification de la méthode BPC semble donc offrir une possibilité peu coûteuse (ajout d'un seul microphone) d'atténuer efficacement la première résonance de la sphère.

Un autre facteur sur lequel on peut penser influencer est la forme du volume de reproduction. Dans les simulations que nous avons présentées jusqu'à présent, le volume de contrôle était une sphère, c'est à dire la forme la plus symétrique imaginable. La sphère a pour avantage d'être le volume dont la surface est la plus réduite à ca-

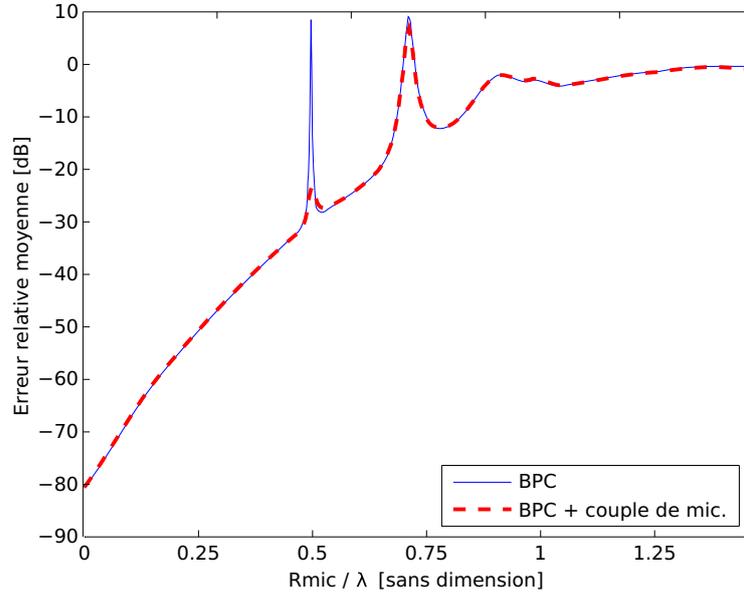


FIG. 3.17 : **Effets de l'ajout d'un couple de microphones sur les résonances.** Reproduction, par 24 sources monopolaires, d'une onde plane à l'intérieur d'une sphère de rayon  $R_{mic}$ . Erreur de reproduction moyenne en fonction de la fréquence dans le cas où : 1) 48 microphones sont distribués à la surface de la sphère (BPC) ; 2) on remplace un des microphones de cette distribution par un couple de microphones perpendiculaire à la surface de la sphère.

pacité égale, ce qui favorise un bon échantillonnage spatial de la pression sonore. En revanche, ses propriétés de symétrie en font une cavité particulièrement propice à des résonances marquées, en comparaison par exemple d'un cylindre ou d'un parallélépipède rectangle. En outre, à volume égal, la sphère est la forme dont la première fréquence propre de Dirichlet non nulle apparaît le plus tôt. A titre d'exemple, un cube ayant le même volume qu'une sphère de rayon  $R$  a pour côté

$$L = \sqrt[3]{\frac{4\pi R^3}{3}} = \sqrt[3]{\frac{4\pi}{3}} R$$

La première fréquence propre non nulle du problème de Dirichlet associée à ce cube est donc donnée par

$$\begin{aligned} f_{111}^{\text{cube}} &= \frac{c}{2} \sqrt{\left(\frac{1}{L}\right)^2 + \left(\frac{1}{L}\right)^2 + \left(\frac{1}{L}\right)^2} \\ &= \frac{\sqrt{3}c}{2L} \\ &= \sqrt[3]{\frac{3}{4\pi}} \sqrt{3} \frac{c}{2R} \end{aligned}$$

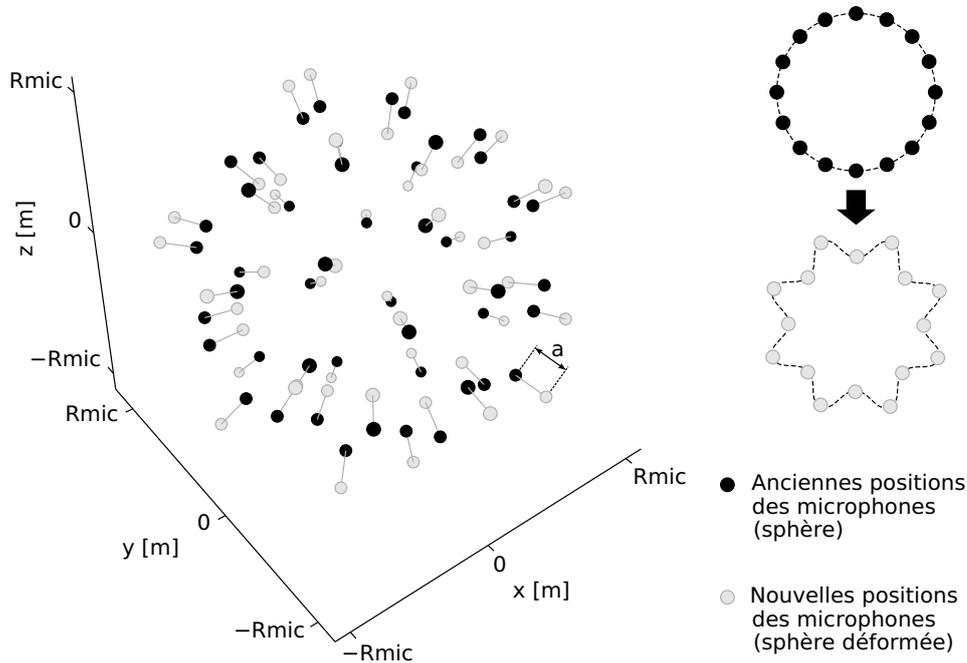


FIG. 3.18 : Déformation de la sphère de microphones à l'origine des calcul d'erreur de reconstruction présentés sur la figure 3.19.

$$f_{111}^{\text{cube}} \approx 1,074 f_{100}^{\text{sphère}}$$

La première fréquence propre du cube est donc 7 % plus haute que celle de la sphère de volume égal, ce qui ne représente pas un très grand écart. Cependant le cube est une forme très symétrique et ce rapport est plus important dans le cas de volumes moins réguliers, comme un parallélépipède rectangle allongé par exemple. Utiliser un volume moins régulier que la sphère permet donc de décaler les résonances vers le haut du spectre. En outre, on peut prévoir que si les symétries sont moins marquées les pics de résonances seront eux aussi moins importants. Nous avons pour nous en assurer calculé l'erreur de reproduction constatée avec le même dispositif de 24 sources et 48 microphones dans le cas où la sphère de microphone est déformée de la manière illustrée sur la figure 3.18 : certains microphones sont écartés du centre de la sphère de la distance  $a$ , et les autres sont rapprochés du centre de la même distance.

La figure 3.19 présente l'erreur de reproduction calculée en fonction de la fréquence pour différentes valeurs de  $a$ . Il est clair que plus la valeur de  $a$  est élevée, et plus les pics de résonances sont atténués par rapport à l'amplitude atteinte lorsque l'on utilise la distribution parfaitement sphérique. D'autre part, on note que la valeur

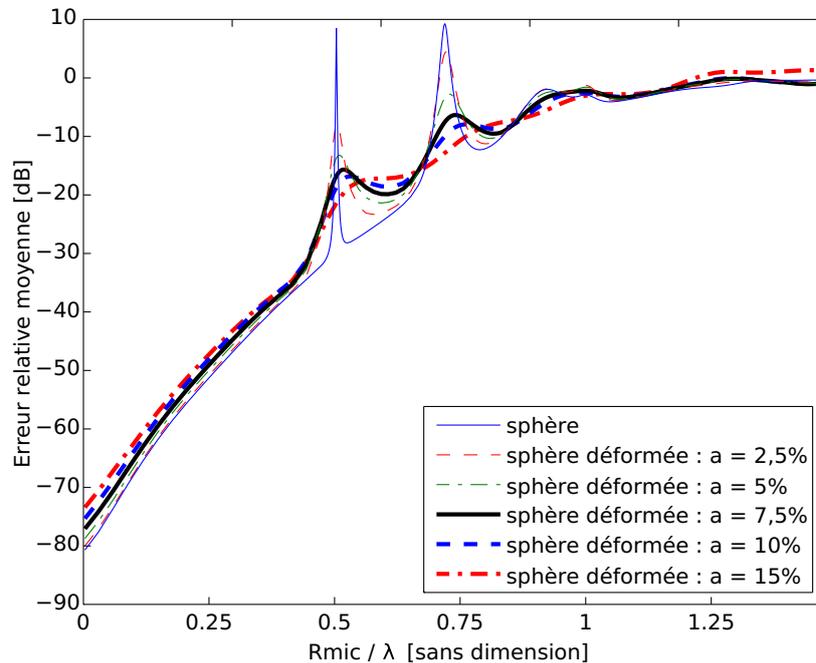


FIG. 3.19 : **Influence de la forme du volume de contrôle sur les résonances.** Reproduction, par 24 sources monopolaires, d'une onde plane à l'intérieur d'un volume dont la surface est discrétisée par 48 microphones de pression (méthode BPC) : erreur de reproduction moyenne en fonction de la fréquence calculée dans le cas où le volume est celui obtenu par la transformation décrite sur la figure 3.18, pour différentes valeurs de  $a$  exprimé en pourcentage de  $R_{mic}$ .

de la fréquence à laquelle a lieu la première résonance se décale vers le haut quand  $a$  augmente, c'est à dire quand la forme du volume de reconstruction devient plus irrégulière. En dehors des pics d'erreurs, la déformation de la sphère provoque une très légère augmentation de l'erreur de reconstruction que l'on peut mettre sur le compte de l'augmentation de l'effet d'aliasing spatial : en effet, plus la sphère est déformée et plus la surface du volume correspondant est grande.

### 3.3 Conclusions

Au vu des résultats de ces simulations, il paraît clair que pour obtenir une reproduction fidèle des champs sonores sur une zone étendue de l'espace, le nombre de sources secondaires doit être aussi grand que possible. Pour pouvoir reconstruire fidèlement des ondes planes, ces sources doivent aussi être suffisamment éloignées de la zone de reproduction, relativement à la longueur d'onde du champ reproduit. Cependant, un résultat intéressant de ces simulations est l'absence de règle mathématique claire reliant la qualité de la reproduction à ces deux facteurs. En particulier

la fréquence de repliement spatial ne semble pas associée à une valeur d'erreur de reconstruction particulière ni constituer de limite supérieure à un domaine de fréquence où la reproduction serait fidèle.

D'autre part, l'approche offerte par les méthodes surfaciques semble permettre d'atteindre une qualité de reproduction proche de la valeur optimale accessible aux sources secondaires, du moment que le nombre de points de la surface où le champ sonore est contrôlé est au moins égal au nombre de sources utilisées. Ce résultat est en contradiction avec celui communément admis en contrôle actif selon lequel la qualité du contrôle dans une zone étendue de l'espace dépendrait principalement de la distance séparant les capteurs de minimisation (voir par exemple [29]). L'échantillonnage spatial du champ sonore réalisé à la surface du volume de reproduction semble certes avoir une influence sur l'erreur commise à l'intérieur du volume, dans la mesure où l'on observe une légère augmentation de l'écart la séparant de sa valeur optimale quand la fréquence augmente. Cependant cet effet reste relativement faible en comparaison avec l'augmentation de l'erreur avec la fréquence inhérente à la distribution de sources secondaires. On retiendra donc que l'obtention, à l'aide d'une distribution sphérique « régulière » de sources secondaires, d'une qualité de reproduction sonore donnée à l'intérieur d'un volume sphérique de l'espace dont la surface est discrétisée par des microphones dépend :

1. de la taille du volume de contrôle relativement à la longueur d'onde du champ reproduit
2. du nombre de sources employées
3. de la distance séparant ces sources du volume du contrôle, relativement à la longueur d'onde du champ reproduit
4. de la densité surfacique de microphones relativement à la longueur d'onde du champ reproduit.

Nous avons pu établir un certain nombre de résultats concernant les performances des différentes méthodes de reproduction surfacique aux fréquences propres du problème de Dirichlet intérieur associé au volume de reproduction. Dans le cas où seule la valeur de la pression acoustique est imposée au niveau de la surface d'une sphère (méthode BPC), et en l'absence de tout traitement particulier, des pics d'erreur de reproduction pouvant atteindre 0 dB apparaissent à ces fréquences. En dehors de ces valeurs particulières de la fréquence, en revanche, la qualité de reproduction obtenue est identique à celle calculée dans le cas où à la fois la pression et son gradient normal sont contrôlés aux mêmes points de la surface (méthode BSC). Deux fois plus de microphones sont alors utilisés. Plusieurs solutions visant à atténuer ces résonances sans pour autant exiger un tel nombre de capteurs ont été étudiées. La solution consistant à ajouter un microphone de manière à contrôler localement le gradient de la

pression paraît pouvoir éliminer efficacement les premières résonances. Par ailleurs, la régularisation du problème d'inversion matricielle par pénalisation de la norme du vecteur de commande semble en mesure de limiter l'amplitude des pics d'erreur de reproduction. Enfin, notons que le problème des résonances est particulièrement critique dans le cas où le volume de contrôle est une sphère : utiliser un volume moins symétrique permet de décaler la valeur des fréquences de résonance vers le haut, ainsi que de diminuer l'amplitude des pics d'erreur.



## Chapitre 4

# Expérience de contrôle actif volumique du bruit dans une sphère

<b>4.1</b>	<b>Description générale de l'expérience</b>	<b>84</b>
<b>4.2</b>	<b>Contrôle de sons purs</b>	<b>86</b>
4.2.1	Protocole expérimental	86
4.2.2	Résultats	87
4.2.3	Comparaison simulation/expérience	89
<b>4.3</b>	<b>Contrôle de signaux large bande</b>	<b>91</b>
4.3.1	Stratégie de contrôle	91
4.3.2	Résultats	93
4.3.3	Comparaison simulation/expérience	95
4.3.4	Tentatives d'amélioration du dispositif	97
<b>4.4</b>	<b>Conclusions</b>	<b>99</b>
4.4.1	Interprétation en terme de reproduction sonore	99
4.4.2	Confirmation des grandes tendances prévues	100

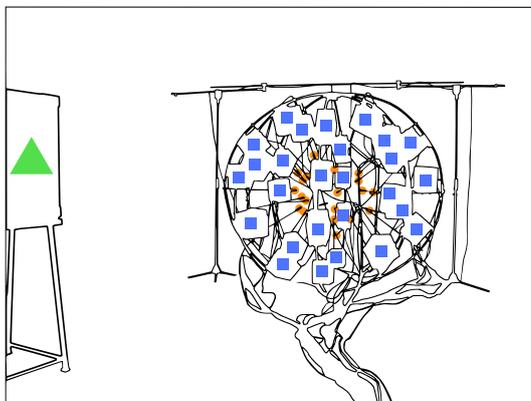
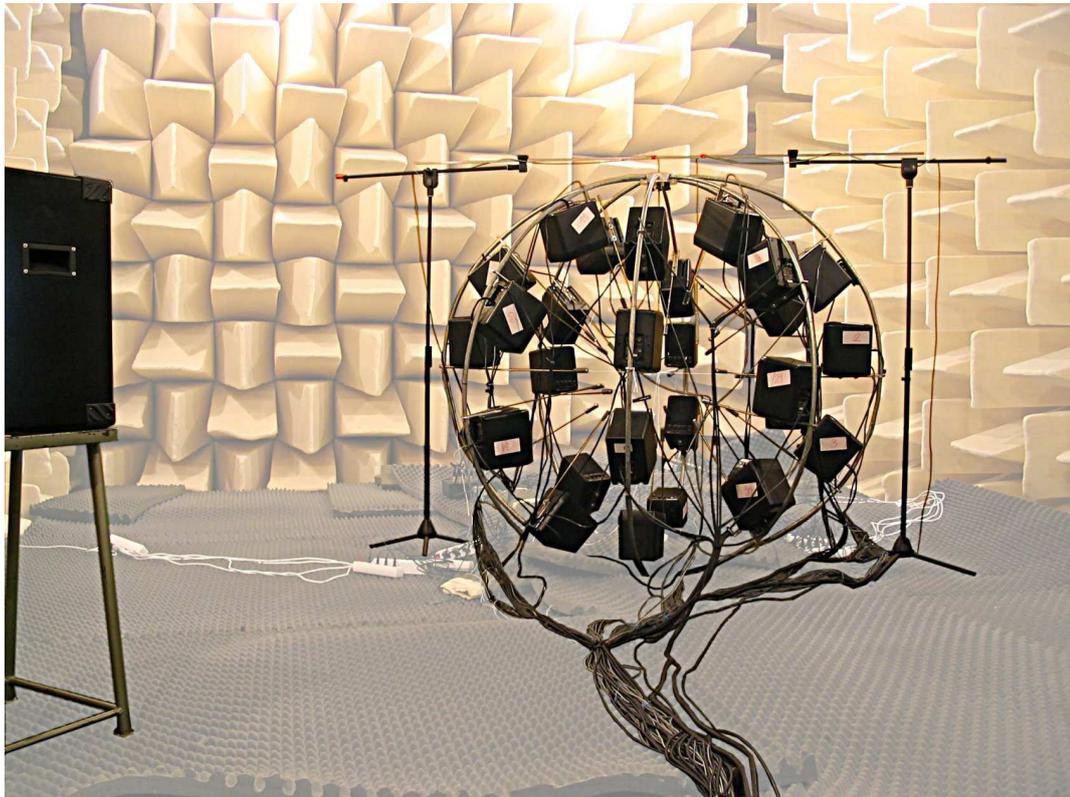
Afin d'évaluer la faisabilité d'un système de reproduction sonore basé sur la méthode de contrôle de la pression surfacique, on a monté une expérience de contrôle actif du bruit utilisant cette même stratégie. Il nous était en effet plus facile d'atténuer un bruit que de le reproduire dans la mesure où les contrôleurs électroniques disponibles étaient programmés avec des algorithmes destinés à la réduction de bruit, qu'il aurait fallu modifier pour pouvoir reproduire des sons. Par ailleurs, comme nous l'avons montré dans la section 2.2.1, les performances optimales attendues pour un dispositif de contrôle sont les mêmes qu'il s'agisse d'atténuer le bruit produit par une source ou de le restituer.

L'objectif principal de cette expérience était de vérifier que le comportement général du système tel qu'il était prédit par les simulations reflétait la réalité avec une précision suffisante. En particulier, elle avait pour but d'observer expérimentalement les résonances prédites par la théorie aux fréquences propres du problème de Dirichlet intérieur relatif à la zone de contrôle. Ce phénomène n'avait, à notre connaissance, jamais été observé expérimentalement en contrôle actif du bruit ni en reproduction sonore.

A en croire les résultats des simulations présentés au chapitre 3, observer ce phénomène de résonance n'est pas chose aisée. Il faut que la qualité du contrôle au niveau de la surface soit suffisante aux fréquences considérées, ce qui impose un nombre minimum de sources sonores et de capteurs. A un nombre de transducteurs fixé, il faut donc que les fréquences de résonance soient les plus basses possibles, ce qui dépend notamment des propriétés de symétrie du volume de contrôle. Dans ces conditions, ne disposant que de trente voies de contrôle, nous avons choisi d'étudier le comportement d'un dispositif de contrôle actif du bruit dans une sphère, qui apparaît en théorie comme le volume le plus approprié en termes d'apparition de résonances.

## 4.1 Description générale de l'expérience

Une vue générale de la partie acoustique de l'expérience est présentée sur la figure 4.1. La source du bruit primaire se trouve à gauche sur la photographie. A droite, on voit une structure métallique en forme de sphère : sur cette structure ont été fixés trente microphones de minimisation et trente sources secondaires. Ainsi les microphones de minimisation ont ils été répartis sur une sphère, virtuelle, de 60 cm de diamètre. La distance entre chaque source secondaire et le microphone de minimisation le plus proche a été fixée à 30 cm : les distances moyennes séparant, respectivement, chaque source des sources les plus proches et chaque microphone des microphones les plus proches étaient de 39 cm et 20 cm environ. Deux autres microphones, invisibles sur la photo, ont été placés à l'intérieur de la sphère de microphones : l'un au centre et l'autre à peu près à mi chemin entre le centre et la



### Légende :

-  Source primaire
-  Sources secondaires
-  Microphones de minimisation

FIG. 4.1 : Vue générale de l'expérience réalisée en chambre anéchoïque.

surface de la sphère.

D'une manière générale le principe de l'expérience a été le suivant. Un signal de commande électrique monochromatique ou large bande était envoyé à la source primaire. Ce signal était utilisé comme signal de référence par le contrôleur qui calculait, à l'aide de l'information de pression fournie par les microphones de minimisation, la commande envoyée aux sources secondaires. Le résultat du contrôle était alors enregistré simultanément en surface de la sphère au niveau des microphones de mi-

nimisation et à l'intérieur grâce aux deux microphones de mesure supplémentaires.

Comme on peut le constater sur l'image, l'expérience a été installée dans une chambre semi-anéchoïque. Le fait de se placer dans des conditions d'anéchoïsme n'était pas absolument nécessaire au bon déroulement de l'expérience. Cependant, nous avons voulu nous approcher des conditions utilisées dans les simulations numériques présentées au chapitre 3, de manière à pouvoir comparer les résultats des mesures à ceux des simulations. D'autre part, il était souhaitable d'éviter les réflexions acoustiques de manière à faciliter le contrôle. En effet, on pouvait s'attendre à ce que la longueur des filtres de minimisation nécessaire soit courte dans la mesure ou les réflexions étaient peu nombreuses dans l'espace où l'expérience s'est déroulée. En outre, nous avons besoin pour des raisons techniques (voir section 4.3) que l'influence de chaque source secondaire soit nettement plus grande sur le microphone le plus proche que sur les autres microphones, ce qui nécessitait là aussi des réflexions restreintes sur les parois de la pièce.

## 4.2 Contrôle de sons purs

Une première série de mesures a été réalisée en utilisant la source primaire pour générer des sons monochromatiques à différentes fréquences.

### 4.2.1 Protocole expérimental

Dans le cas de sons monochromatiques, le contrôle a été effectué en utilisant un contrôleur disposant de  $32 \times 32$  voies, programmé avec un algorithme FXLMS monoréférence (voir section 2.1.2). Ce contrôleur ayant été conçu pour le contrôle de bruits constitués d'une ou plusieurs composantes sinusoïdales, la longueur des filtres de minimisation ne pouvait dépasser quelques dizaines de coefficients. En outre, un filtrage passe-haut effectué en entrée l'empêchait de fonctionner efficacement en deçà de 150 Hz environ. Grâce au nombre de voies disponibles, tous les microphones de minimisation et sources secondaires étaient reliés à ce même contrôleur. Ainsi, la commande de chaque source secondaire était générée en tenant compte de l'information provenant de la totalité des microphones de minimisation, ce qui assurait une bonne stabilité de l'algorithme de contrôle.

Par commodité, plutôt que de mesurer individuellement les performances du contrôle pour chaque fréquence, on a choisi de réaliser une seule série de mesures en sinus balayé. Débutant à 100 Hz, la fréquence du son primaire augmentait de 5 Hz toutes les 16 secondes pour atteindre 700 Hz à la fin de l'expérience. Pendant les 8 premières secondes de chaque palier, on laissait l'algorithme converger, puis la pression était mesurée sur les différents micros pendant les 8 secondes suivantes et

enfin moyennée sur cette période. Pendant toute la durée de la mesure, le coefficient de convergence de l'algorithme était maintenu constant. Notons que les valeurs de la fréquence de départ et d'arrivée de la série de mesures ont été choisies après qu'une série d'essais a montré les difficultés de convergence de l'algorithme en dehors de cette bande de fréquence. Les difficultés rencontrées en dessous de 100 Hz s'expliquent par le filtrage passe-haut opéré en entrée du contrôleur. En revanche nous n'avons pas trouvé d'explications à celles rencontrées au delà de 700 Hz.

Les réponses impulsionnelles secondaires estimées étaient stockées dans des filtres à réponse impulsionnelle finie (FIR) de deux-cents coefficients. La longueur des filtres de minimisation était fixée à 10 coefficients, bien que 2 auraient théoriquement suffi pour le contrôle de sons monochromatiques : l'expérience accumulée en matière de contrôle actif au Laboratoire de Mécanique et d'Acoustique montre que l'utilisation de filtres un peu plus longs que nécessaire améliore la robustesse du contrôle. La valeur du coefficient de *leakage* utilisée au cours de cette expérience était très faible, cependant la manière dont le *leakage* était mis en oeuvre au sein de l'algorithme de contrôle ne nous permettait pas de contrôler sa valeur indépendamment de celle du coefficient de convergence. Enfin, notons que la fréquence d'échantillonnage utilisée pour la mesure, ainsi que celle utilisée par le contrôleur, étaient toutes deux fixées à 2048 Hz.

### 4.2.2 Résultats

Les résultats obtenus par la mesure en sinus balayé sont représentés sur la figure 4.2. On constate que l'atténuation mesurée sur la surface de la sphère (microphones de minimisation) et à l'intérieur de cette dernière (microphones intérieurs 1 et 2) sont supérieures à 30 dB sur toute la bande 200–500 Hz, ce qui correspond à une réduction très efficace du bruit primaire dans tout le volume. Les performances atteintes sur les microphones intérieurs sont même supérieures à celles mesurées sur la surface. Au delà de 500 Hz, en revanche, l'atténuation mesurée à l'intérieur de la sphère décroît brutalement, pour atteindre un minimum de quelques dB seulement à 585 Hz. L'atténuation de la pression restant cependant supérieure à 30 dB au niveau des microphones de minimisation. Enfin, au delà de cette fréquence, l'atténuation mesurée sur les microphones intérieurs remonte légèrement pour atteindre une valeur comprise entre 10 et 15 dB.

On observe que la chute brutale des performances du contrôle à l'intérieur de la sphère se produit à l'approche de la première fréquence propre du problème de Dirichlet associé à la sphère. On a représenté en pointillés la valeur théorique de cette fréquence sur la figure 4.2 pour une sphère de rayon 30 cm, environ 566 Hz. La résonance observée pour la sphère réelle se situe donc environ 20 Hz au dessus de

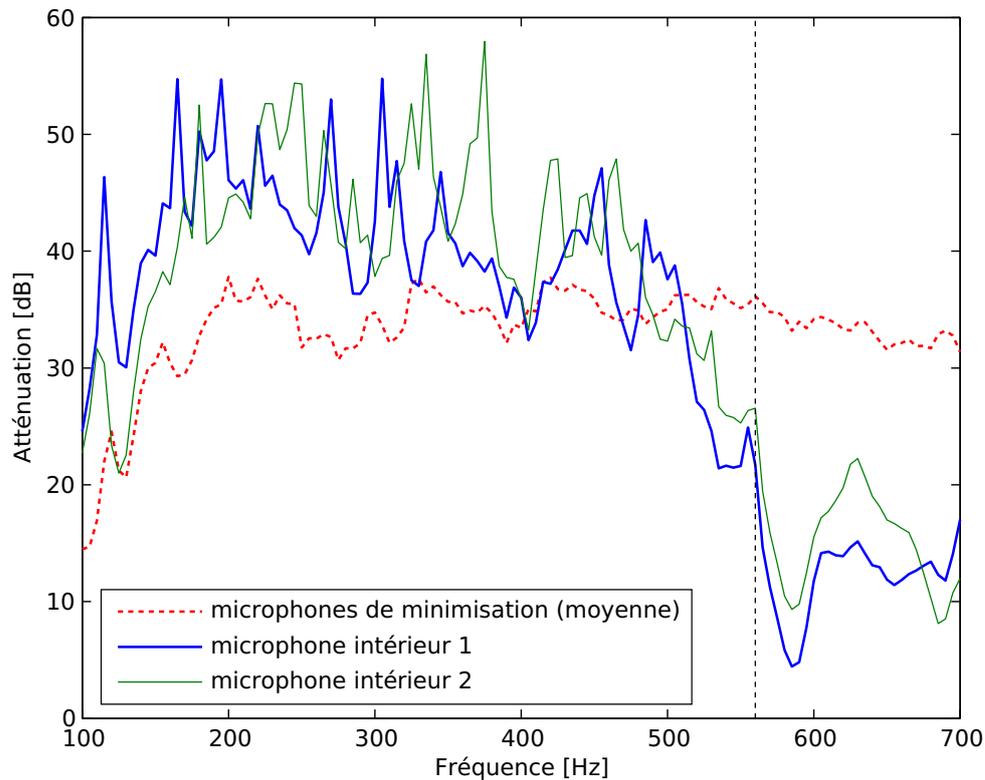


FIG. 4.2 : Atténuation obtenue dans le cas de sons purs (la ligne verticale en pointillés marque la première fréquence propre théorique pour une sphère de rayon 30cm).

la fréquence théorique. Cependant ce décalage fréquentiel se révèle être faible si l'on considère que la fréquence de résonance mesurée, 585 Hz, correspond à la première fréquence propre pour une sphère de rayon 29 cm. En outre les microphones de minimisation n'ont pas été placés avec une précision supérieure à 1 cm. En outre, on peut remarquer en comparant les courbes d'atténuation obtenues pour les deux microphones intérieurs que le minimum d'atténuation est atteint pour le microphone 1, qui est celui qui se trouve au centre de la sphère. Ceci tend à confirmer le fait que la chute de performance soit reliée à une résonance du champ acoustique correspondant au premier mode propre de la sphère : en effet, ce mode est un mode radial comportant un ventre de pression au centre et un noeud sur la surface. Enfin, la remontée de la valeur de l'atténuation mesurée sur les microphones intérieurs au delà de 585 Hz contribue à prouver le caractère « accidentel » du pic observé à cette fréquence. L'écart important séparant, dans ce domaine de fréquence, la valeur de l'atténuation mesurée au niveau des microphones de minimisation et celle observée sur les microphones intérieurs peut être partiellement expliquée par un effet de sous-échantillonnage spatial de la pression acoustique.

On peut également remarquer que l'atténuation décroît à la fois pour les microphones de minimisation et pour les microphones intérieurs en dessous de 200 Hz.

Cette décroissance s'explique par les difficultés de l'algorithme à converger dans ce domaine de fréquence dûes, d'une part, au filtrage passe-haut opéré en entrée du contrôleur et, d'autre part, aux caractéristiques des sources secondaires utilisées. Ces dernières manquaient en effet de puissance à basse fréquence en raison de leur taille. Pour tenter d'améliorer les performances du système à ces fréquences, nous avons tenté de fixer le coefficient de convergence à une valeur plus faible et de laisser l'algorithme converger plus longtemps pour chaque valeur de fréquence. Cependant le gain de performances observé s'est révélé trop faible en comparaison avec le temps de mesure nécessaire.

### 4.2.3 Comparaison simulation/expérience

On a voulu comparer les résultats des mesures avec des simulations simples. Deux types de simulations ont été testées : en premier lieu, des simulations dans le domaine fréquentiel de type « contrôle optimal », identiques à celles présentées au chapitre 3 et qu'on ne re-décrira pas ici ; en second lieu, des simulations dans le domaine temporel. Dans les deux cas, les hypothèses étaient les mêmes que celles effectuées au chapitre 3, à savoir des conditions de champ libre et des transducteurs modélisés par des sources et capteurs monopolaires idéaux. En outre, le rayon de la sphère de microphones a été fixé à 29 cm dans toutes les simulations pour prendre en compte le décalage de la résonance constatée pendant les mesures.

Les simulations effectuées dans le domaine temporel étaient plus complexes. Dans des conditions de champ libre, les réponses impulsionnelles de monopôles sont théoriquement des impulsions parfaites, atténuées et retardées en rapport avec la distance à laquelle on se place. Cependant, comme les retards ne sont pas des nombres exacts de périodes d'échantillonnage, ces réponses impulsionnelles doivent être approchées, la qualité de cette approximation dépendant principalement de la fréquence d'échantillonnage. Celle-ci a donc été fixée à 8192 Hz, ce qui paraissait suffisant dans la mesure où les retards les plus courts, séparant chaque source secondaire du microphone de minimisation le plus proche, correspondaient alors à environ 7 échantillons. Les différentes réponses impulsionnelles étaient obtenues en calculant les transferts acoustiques pour un grand nombre de fréquences (8192). Elles étaient ensuite converties sous leur forme temporelle en utilisant une transformation de Fourier inverse, puis tronquées de manière à ne conserver que leur 256 premiers coefficients. Les réponses obtenues étaient alors utilisées dans un programme simulant un algorithme FXLMS multivoie dans le domaine temporel.

De même que pour les mesures, le signal de commande de la source primaire augmentait progressivement par palier de 5 Hz. On laissait alors l'algorithme converger pendant quelques milliers de périodes d'échantillonnages, puis la pression était

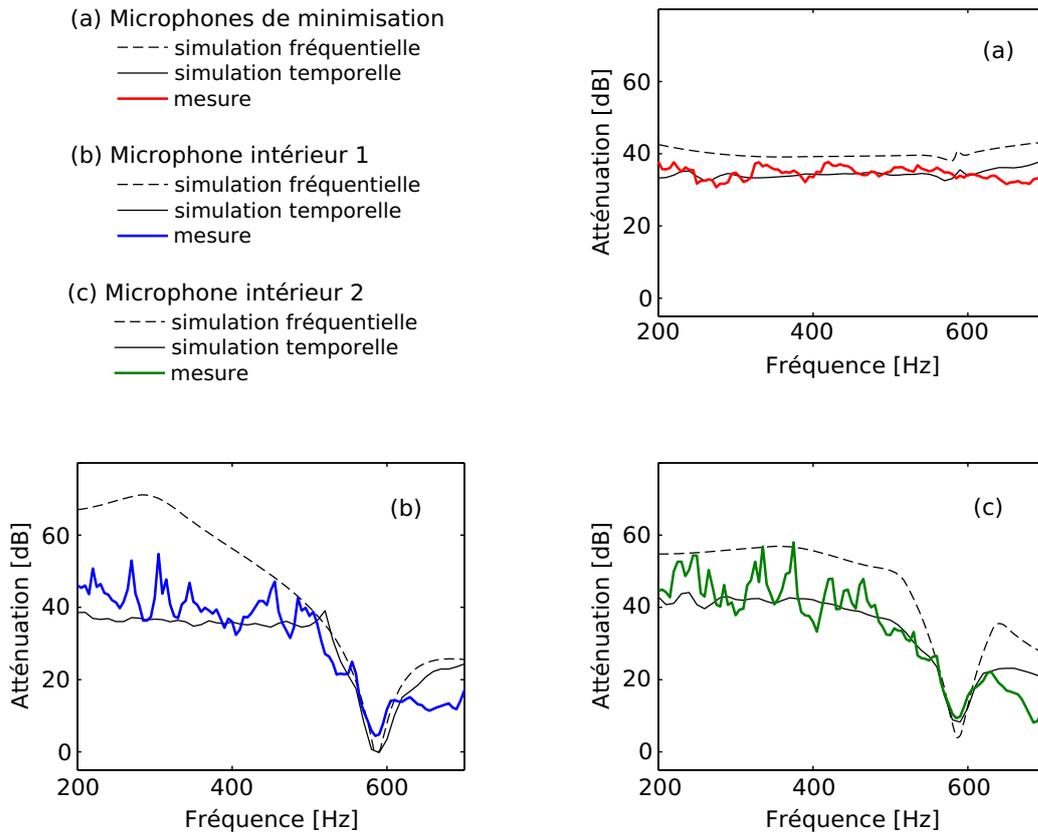


FIG. 4.3 : Comparaison des atténuations simulées et mesurées dans le cas de sons purs.

moynnée sur les 1000 derniers échantillons et stockée. Les longueurs des filtres et des réponses impulsionnelles estimées étaient les mêmes que pendant les mesures. La comparaison entre les résultats obtenus pour les deux types de simulations et la mesure est présentée sur la figure 4.3.

Malgré les hypothèses très simples choisies pour modéliser le système, on constate que le comportement réel du dispositif est bien traduit par le résultat des simulations jusqu'à environ 600 Hz. La courbe d'atténuation résultant de la simulation dans le domaine fréquentiel donne une bonne approximation des performances maximales atteintes par le dispositif en expérience. On constate cependant un écart important entre simulation et expérience pour le microphone intérieur 1. Cet écart résulte de la dynamique du dispositif réel, imposée par les caractéristiques du contrôleur et des sources secondaires. D'autre part, les valeurs de l'atténuation obtenues par la simulation dans le domaine temporel sont très proches des valeurs mesurées. On remarque notamment que la valeur minimale d'atténuation est atteinte pour le microphone intérieur 1, comme c'était le cas en expérience.

Au delà de 600 Hz, en revanche, les deux types de simulations ne reflètent pas le comportement réel du dispositif. Ceci est très vraisemblablement dû au fait que

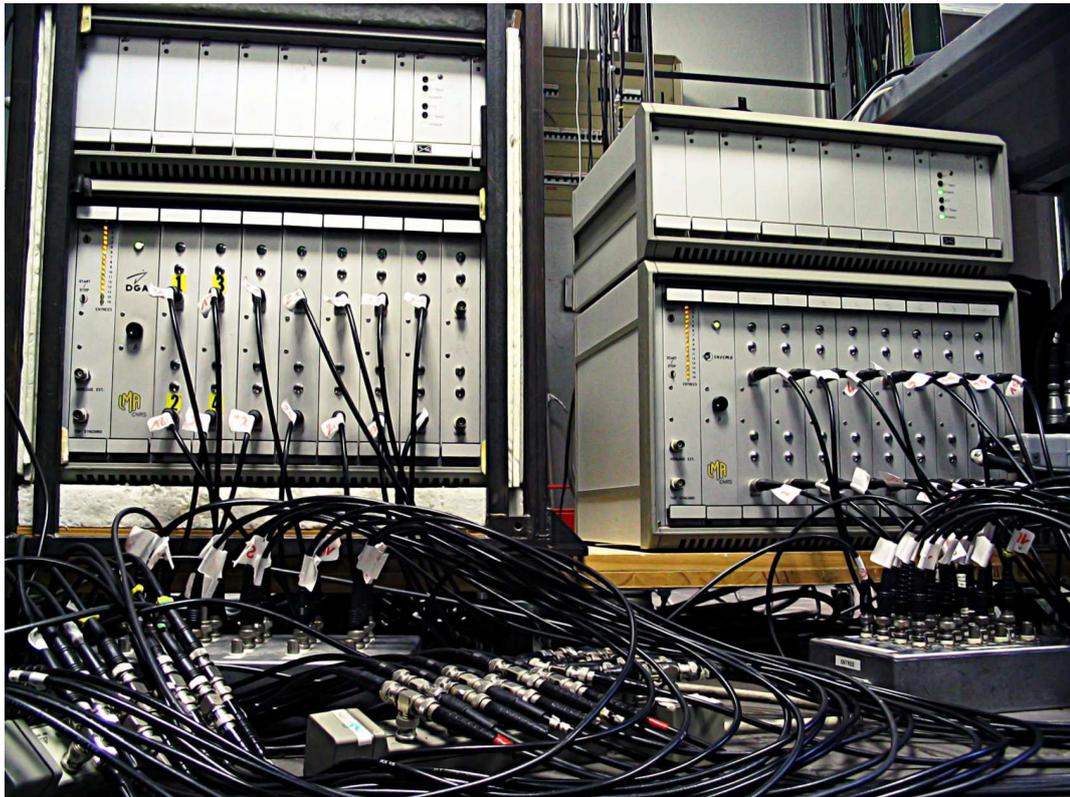


FIG. 4.4 : Les deux contrôleurs COMPARS utilisés dans le cas des signaux large bande

les hypothèses sur le rayonnement des transducteurs ne sont plus valables à ces fréquences, pour lesquelles la taille des sources n'est plus petite devant la longueur d'onde. Enfin, nous n'avons pas d'explication particulière à la présence des pics observés sur les courbes d'atténuation mesurées en expérience au niveau des microphones intérieurs, qui n'apparaissent pas dans les résultats des simulations.

### 4.3 Contrôle de signaux large bande

De manière à évaluer le fonctionnement du dispositif en présence de signaux aléatoires, on a effectué une seconde série de mesure en utilisant la source primaire pour générer un bruit blanc.

#### 4.3.1 Stratégie de contrôle

Dans le cas large bande, il n'a pas été possible d'utiliser le contrôleur 32 voies employé dans le cas de sons purs. Son architecture ne permettait pas aux réponses impulsionnelles des filtres de minimisation d'être suffisamment longues pour ce type d'application. On a donc choisi d'utiliser deux contrôleurs COMPARS (voir figure 4.4)

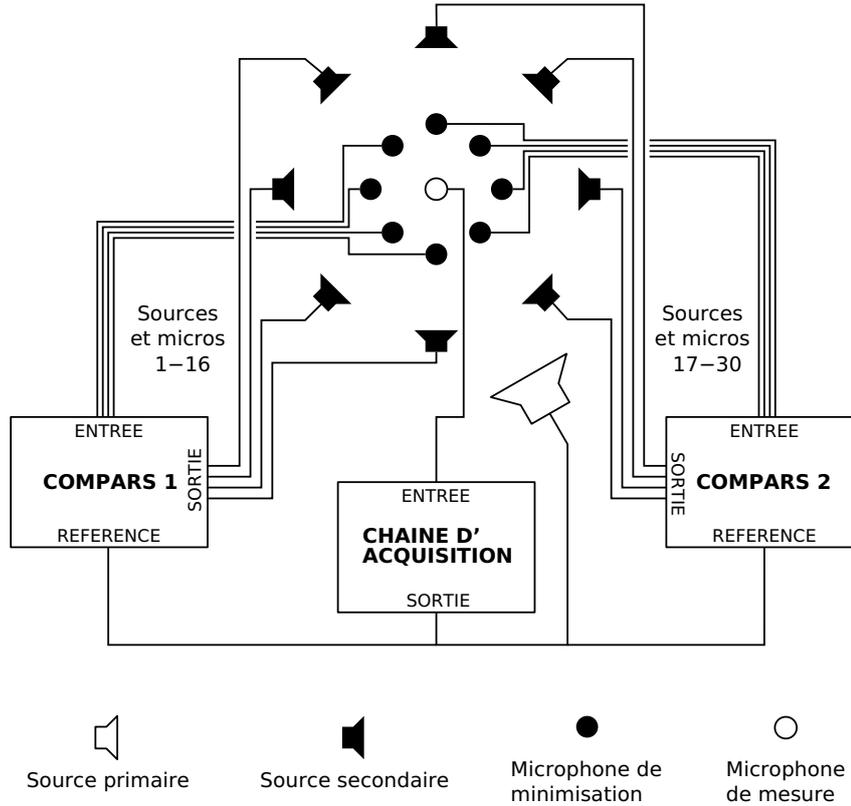


FIG. 4.5 : Stratégie de contrôle en 2 blocs utilisée dans le cas des signaux large bande.

en parallèle. Ces contrôleurs, dont les caractéristiques sont décrites dans [37], disposaient respectivement de  $16 \times 16$  et  $14 \times 14$  voies. La figure 4.5 explique la stratégie de contrôle utilisée.

Le dispositif de contrôle a été séparé en deux blocs, le premier COMPARS commandant 16 sources secondaires en utilisant l'information provenant des 16 microphones les plus proches, et le second s'occupant des 14 autres sources et des microphones correspondants. Dans ces conditions, l'ensemble des contrôleurs et transducteurs peut être vu comme un dispositif de contrôle unique dont la matrice des transferts secondaires estimés serait composée de deux grands blocs. En effet, si l'on considère la formule d'adaptation de l'algorithme FXLMS telle qu'elle est donnée dans l'équation 2.12, on a pour les contrôleurs 1 et 2 :

$$\begin{cases} \mathbf{w}_1(n+1) = \mathbf{w}_1(n) - \alpha \left( \hat{\mathbf{R}}_1^T(n) \mathbf{e}_1(n) + \beta \mathbf{w}_1(n) \right) \\ \mathbf{w}_2(n+1) = \mathbf{w}_2(n) - \alpha \left( \hat{\mathbf{R}}_2^T(n) \mathbf{e}_2(n) + \beta \mathbf{w}_2(n) \right) \end{cases} \quad (4.1)$$

Ce système d'équations peut également s'écrire

$$\mathbf{w}(n+1) = \mathbf{w}(n) - \alpha \left( \hat{\mathbf{R}}^T(n) \mathbf{e}(n) + \beta \mathbf{w}(n) \right) \quad (4.2)$$

en définissant  $\mathbf{w}$ ,  $\mathbf{e}$  et  $\hat{\mathbf{R}}$  de la manière suivante :

$$\mathbf{w} = \begin{pmatrix} \mathbf{w}_1 \\ \mathbf{w}_2 \end{pmatrix} \quad \mathbf{e} = \begin{pmatrix} \mathbf{e}_1 \\ \mathbf{e}_2 \end{pmatrix} \quad \hat{\mathbf{R}} = \begin{pmatrix} \hat{\mathbf{R}}_1 & 0 \\ 0 & \hat{\mathbf{R}}_2 \end{pmatrix} \quad (4.3)$$

Tout se passe donc comme si on avait un unique dispositif de contrôle actif dans lequel on néglige l'influence des sources secondaires 1–16 sur les microphones 17–30 et vice-versa, ce qui constitue une approximation grossière des transferts acoustiques secondaires. Or, un tel biais dans l'estimation des transferts secondaires peut rendre problématique la stabilité de l'algorithme de contrôle, voire l'empêcher totalement de converger [16]. Des travaux réalisés sur des dispositifs de contrôle actif multivoies décentralisés [34] ont dégagé une condition suffisante à la convergence d'algorithmes de ce type : il faut que la matrice des transferts secondaires réels soit à diagonale dominante par blocs, ce qui signifie dans notre cas que l'influence des sources 1–16 doit être plus grande sur les microphones 1–16 que sur les microphones 15–30, et inversement pour les autres sources. C'est pour pouvoir remplir cette condition que chaque source secondaire a été disposée de manière à être très proche d'un microphone. En pratique, les deux algorithmes ont pu converger en parallèle en choisissant un coefficient de convergence adapté.

Le protocole de mesure était plus simple dans le cas des signaux large bande que dans celui des sons sinusoïdaux : on a simplement mesuré la fonction de transfert entre la commande de la source primaire et les différents microphones avec et sans contrôle. Le bruit émis par la source primaire était un bruit blanc filtré passe-bas à 900 Hz. Les longueurs des filtres de minimisation et des transferts secondaires estimés étaient de 90 échantillons. De même qu'avec les sons sinusoïdaux, on travaillait à une fréquence d'échantillonnage de 2048 Hz.

### 4.3.2 Résultats

On a représenté sur la figure 4.6 les performances du contrôle enregistrées en moyenne sur les microphones de minimisation. On constate que le contrôle est très efficace, réalisant une atténuation d'environ 20 dB sur l'ensemble de la bande 100–700 Hz pour l'ensemble des microphones de minimisation. Au delà de cette fréquence l'atténuation décroît fortement jusqu'à s'annuler à 900 Hz, cette fréquence correspondant à la fréquence de coupure choisie pour les contrôleurs. Les performances obtenues sur les microphones de minimisation sont donc tout à fait satisfaisantes pour une application de contrôle actif en large bande.

Intéressons nous maintenant à l'atténuation mesurée à l'intérieur de la sphère de microphones, représentée sur la figure 4.7. De même que pour les sons sinusoïdaux, on observe jusqu'à environ 500 Hz des performances comparables à l'intérieur du volume et sur la surface. Pour ces fréquences, l'atténuation est même globalement supérieure

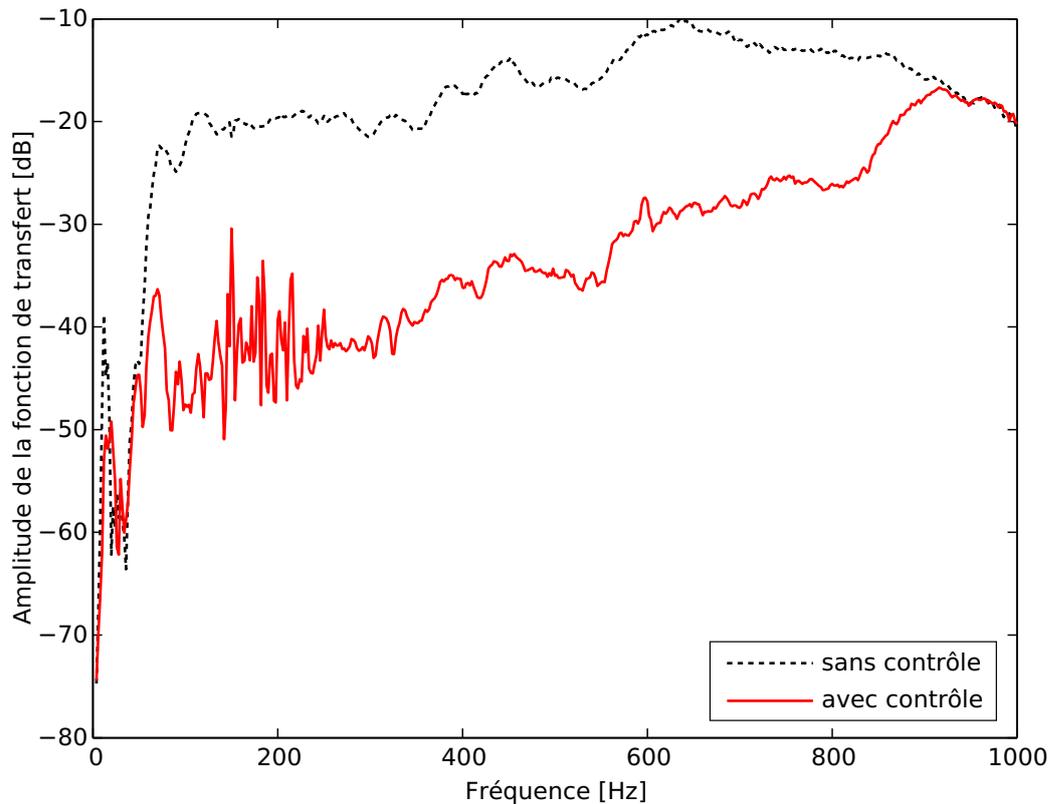


FIG. 4.6 : Performances du contrôle mesurées sur les microphones de minimisation dans le cas de sons large bande.

sur les microphones intérieur. En revanche, à partir de 500 Hz une baisse subite de l'atténuation mesurée sur les microphones intérieurs 1 et 2, qui atteint une valeur négative aux alentours de 585 Hz. Pour cette fréquence, le bruit mesuré à l'intérieur de la sphère est donc plus important quand le contrôle est en marche que sans quand il est à l'arrêt. La fréquence correspondant à la valeur minimale de l'atténuation est la même que dans le cas d'un bruit primaire monochromatique, et correspond à la première fréquence propre pour une sphère de 29 cm de rayon. On notera que la valeur minimale d'atténuation est cette fois encore atteinte au niveau du centre de la sphère. Au delà de cette fréquence, l'atténuation mesurée à l'intérieur de la sphère croît jusqu'à retrouver des valeurs comparables à celle mesurée sur la surface à 750 Hz environ. La résonance du champ de pression acoustique apparaît donc cette fois comme un accident sur la courbe d'atténuation des microphones intérieurs, qui sans cela conserverait des valeurs comparables à celles mesurées sur les microphones de minimisation.

Au delà de 750 Hz, le comportement observé au niveau des deux microphones intérieurs est très différent. Au niveau du microphone 1, l'atténuation croît fortement pour atteindre un maximum de plus de 50 dB vers 810 Hz, puis diminue à

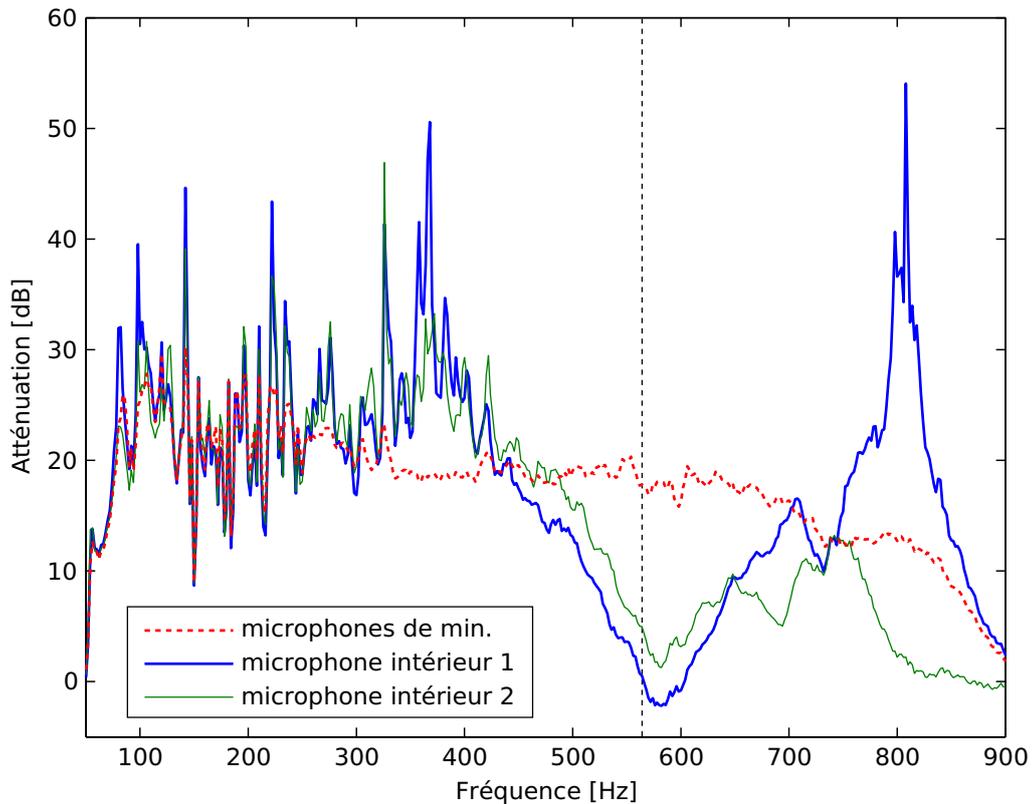


FIG. 4.7 : Atténuation mesurée dans le cas de sons large bande (la ligne en pointillés marque la première fréquence propre théorique pour une sphère de rayon 30cm).

nouveau jusqu'à s'annuler à 900 Hz. A l'inverse, l'atténuation mesurée au niveau du microphone 2 décroît et reste quasiment nulle de 800 à 900 Hz. Ce comportement asymétrique observé sur les deux microphones intérieurs peut s'expliquer par la présence d'une seconde résonance de la sphère. En effet, 810 Hz correspond à la valeur théorique approchée de la seconde fréquence propre pour le problème de Dirichlet intérieur associé à une sphère de 30 cm de rayon. Or ce mode de résonance est caractérisé par la présence de deux ventres de pression latéraux, séparés par un noeud de pression situé sur un plan médian de la sphère (voir annexe B). L'évolution de la courbe constatée sur les deux microphones s'explique donc très probablement par la présence de ce second mode. D'une part, le microphone 1, au centre de la sphère, est situé dans le noeud du mode : l'atténuation y est donc forte. D'autre part, le microphone 2, à mi-chemin entre le centre et la surface de la sphère, doit être proche d'un des ventres du mode, ce qui explique pourquoi l'atténuation y est quasi nulle.

### 4.3.3 Comparaison simulation/expérience

De même que dans le cas de sons purs, on a voulu relier les résultats des mesures avec ceux de simulations effectuées sur la base d'un modèle simple. On a donc

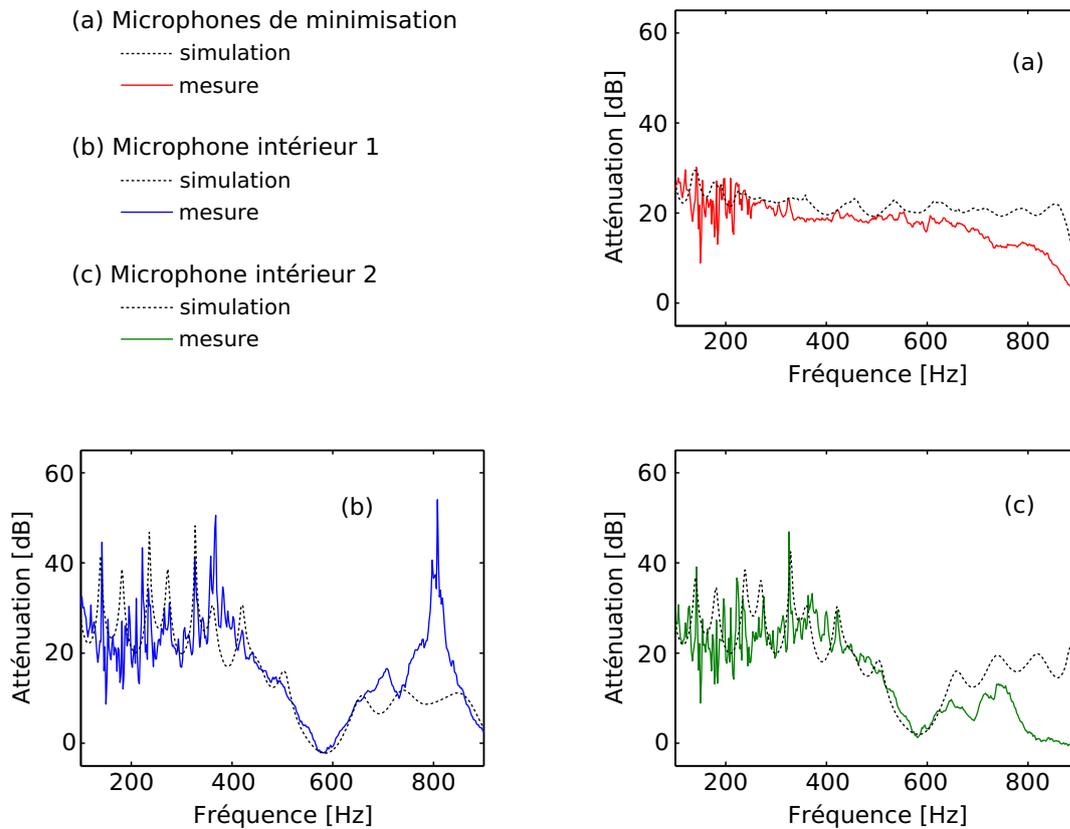


FIG. 4.8 : Comparaison des atténuations simulées et mesurées dans le cas de sons large bande.

conservé les mêmes hypothèses sur les transducteurs et l'anéchoïcité du lieu et les réponses impulsionnelles entre les différents transducteurs ont été calculées suivant la même méthode. La longueur des filtres de minimisation et des réponses secondaires estimées était la même qu'en expérience, à savoir 90 échantillons à 2048 Hz. En revanche le processus utilisé pour évaluer l'atténuation est légèrement différent de celui utilisé pour les sons purs. Dans un premier temps on a simulé dans le domaine temporel la convergence de l'algorithme lorsque le champ primaire est un bruit blanc. L'efficacité des filtres de minimisation ainsi obtenus a ensuite été évaluée dans la domaine fréquentiel en utilisant une FFT.

La comparaison des résultats de ces simulations et de l'expérience est illustrée sur la figure 4.8. On peut en tirer les mêmes conclusions que dans le cas des sons purs. Jusqu'à environ 600 Hz, les hypothèses utilisées pour les simulations suffisent à expliquer le comportement du dispositif avec une bonne précision. On notera par exemple que les caractéristiques du premier mode propre, qui se traduisent par une atténuation plus faible sur le microphone intérieur 1 que sur le microphone 2, sont visibles en simulation. Par ailleurs, l'ordre de grandeur de l'atténuation obtenu en

simulation est très proche de celui obtenu par la mesure sur toute cette bande de fréquence. En revanche, de même que dans la cas des sons purs, les résultats des simulations sont moins bons au delà de 600 Hz, ce qui est vraisemblablement dû au fait que les hypothèses du modèle deviennent trop grossières sur cette bande de fréquence. On peut notamment remarquer que le second mode propre, qui apparaissait à environ 810 Hz dans l'expérience, n'apparaît pas dans la simulation.

#### 4.3.4 Tentatives d'amélioration du dispositif

Comme on l'a vu, le problème intervenant aux fréquences propres du volume pourrait être une limitation importante pour un dispositif de reproduction sonore basé sur la méthode BPC disposant d'un grand nombre de voies. On a donc voulu tester deux méthodes visant à atténuer les effets de ce problème. Le principal critère qui a présidé au choix de ces méthodes est le nombre de transducteurs nécessaires. En effet, il est théoriquement possible de contrôler à la fois la pression acoustique et son gradient normal sur la surface de la sphère en utilisant des couples de microphones omnidirectionnels disposés orthogonalement à la surface [26]. Mais ceci nécessite l'utilisation d'un nombre deux fois plus important de microphones. Ainsi, compte tenu du fait que nous ne disposions que d'une trentaine de voies de contrôle, la densité de capteurs disposés sur la surface de la sphère aurait été deux fois plus faible, ce qui aurait diminué d'autant la limite fréquentielle de fonctionnement du dispositif. Dans ces conditions, notre choix s'est porté sur deux méthodes qui ne nécessitaient l'ajout que d'un capteur de pression : la méthode dite BAPC (Boundary and Additional-points sound Pressure Control) [53], c'est à dire contrôle de la pression sonore en surface et sur un ou des points additionnels se trouvant dans le volume ; et une méthode similaire consistant à remplacer un des capteurs de pression par un couple de capteurs orthogonal à la surface de la sphère, ces derniers étant destinés à contrôler localement le gradient normal de la pression.

La première méthode testée est très contestable dans la mesure où la présence d'un capteur à l'intérieur du volume où l'auditeur devrait prendre place n'est pas souhaitable. Néanmoins nous avons voulu la tester de manière à voir si en pratique la présence d'un unique capteur de pression pouvait lever l'indétermination sur la solution de l'équation 2.25. On a choisi de placer le microphone additionnel à peu près à mi-distance entre le centre et la surface de la sphère de contrôle. L'efficacité de la méthode a été testée en large bande, en suivant la même procédure que dans le cas du contrôle de la pression surfacique « classique ». Les résultats sont illustrés sur la figure 4.9.

L'objectif principal de la modification du dispositif était d'atténuer au moins le premier pic de résonance sur les microphones intérieur. On peut constater sur la

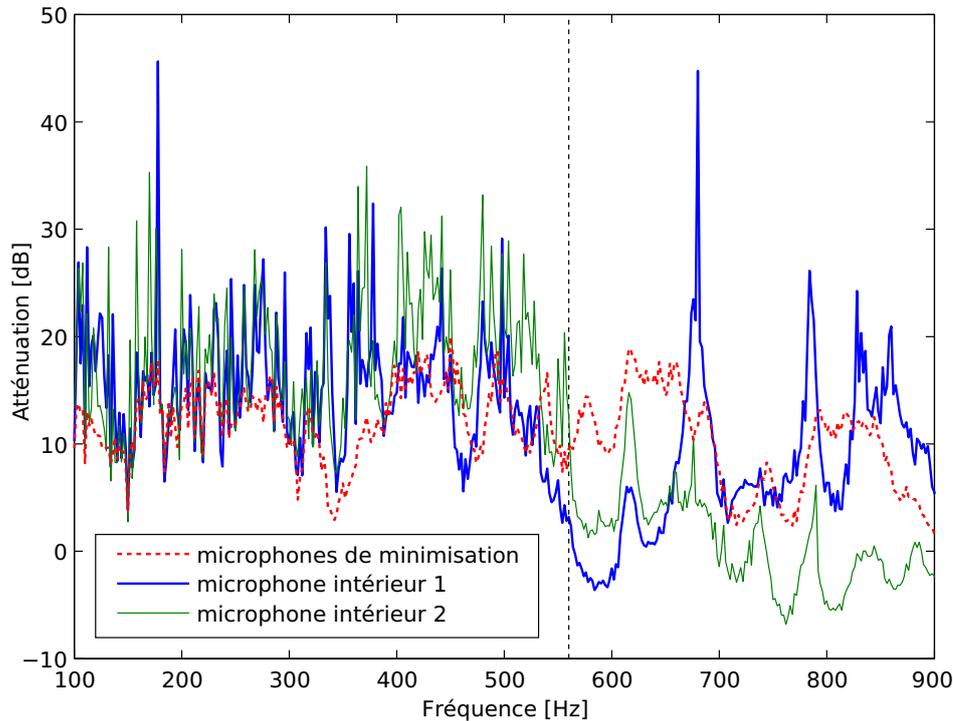


FIG. 4.9 : Atténuation mesurée dans le cas de sons large bande avec ajout d'un microphone de minimisation à l'intérieur de la sphère.

courbe que cet objectif n'a pas été atteint : l'atténuation reste quasi nulle, voire négative pour le microphone intérieur 1, aux alentours de la première fréquence de résonance de la sphère. Par ailleurs, on peut remarquer que les performances du contrôle sont devenues plus mauvaises au niveau des microphones de minimisation, ce qui se traduit par une diminution de l'atténuation à l'intérieur de la sphère sur tout le reste de la bande. La modification effectuée a donc détérioré les performances du dispositif, vraisemblablement parce que l'ajout d'un microphone a rendu le système moins « diagonal », et a ainsi perturbé la convergence de l'algorithme (voir section 4.3.1).

La seconde méthode testée consistait à remplacer un des capteurs par une paire de microphones distants de 10 cm, disposée orthogonalement à la surface de la sphère, chaque microphone étant à 5 cm de la surface. L'avantage sur la méthode précédemment testée était de ne pas trop empiéter sur l'intérieur du volume, destiné à recevoir un auditeur. Les résultats obtenus en large bande sont présentés sur la figure 4.10.

Les résultats sont très similaires à ceux obtenus dans le cas du microphone intérieur additionnel : la modification ne suffit pas à régler le problème qui advient aux alentours de 580 Hz, et les performances du contrôle sont moins bonnes que sans modification sur le reste de la bande de fréquence. On notera tout de même que la convergence de l'algorithme est moins perturbée dans ce cas-ci que dans celui du

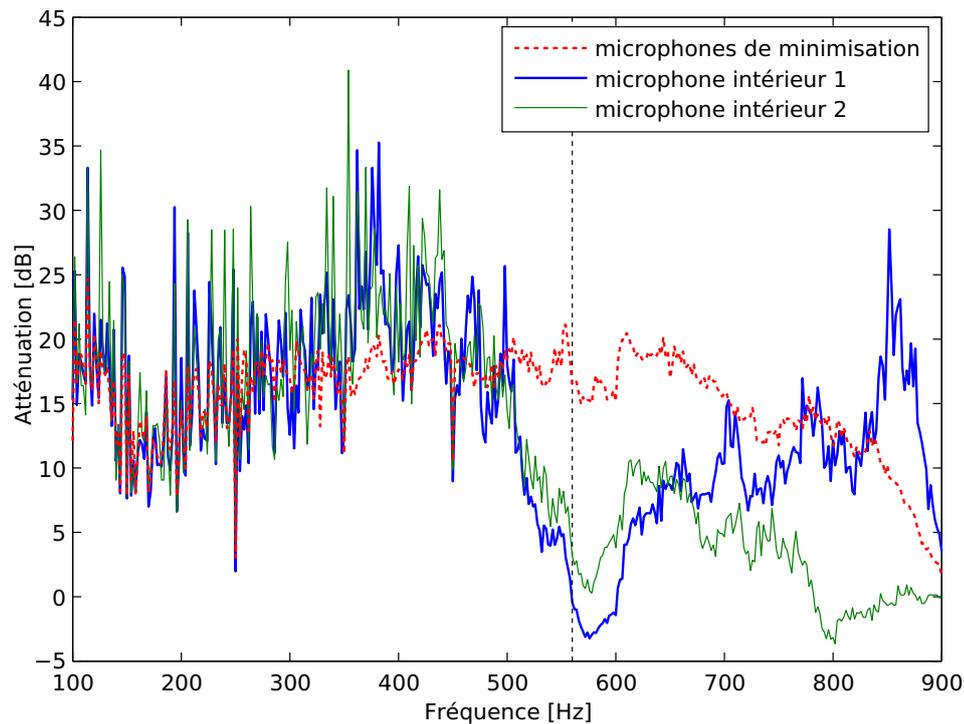


FIG. 4.10 : Atténuation mesurée dans le cas de sons large bande avec ajout d'une paire de microphones de minimisation orthogonale à la surface de la sphère.

microphone additionnel à l'intérieur de la sphère, peut-être parce que la présence de ce dernier nuisait plus au caractère diagonal de la matrice de transferts secondaires. Mais cette seconde tentative d'amélioration des performances du dispositif est un échec.

## 4.4 Conclusions

### 4.4.1 Interprétation en terme de reproduction sonore

Cette série d'expérience a démontré que la méthode de contrôle de la pression surfacique offrait la possibilité pratique de contrôler le son de manière globale dans un volume. En suivant le raisonnement présenté au chapitre 2, il est possible d'estimer les résultats qu'on aurait obtenu en utilisant ce dispositif pour reproduire le champ sonore émis par la source primaire. Dans le cas des sons purs, l'atténuation obtenue sur les microphones est de l'ordre de 40 dB jusqu'à environ 500 Hz. En terme de reproduction, ceci correspondrait à une erreur de reconstruction relative de l'ordre de -40 dB, soit 1 % d'erreur moyenne sur la pression. En revanche, à l'atténuation quasi nulle mesurée au maximum du pic de résonance correspondrait une erreur proche de 100 %. Dans le cas de sons large bande, l'erreur de reconstruction serait de l'ordre de

10 % (-20 dB) jusqu'à 500 Hz, et deviendrait supérieure à 100 % au maximum de la résonance. Ces résultats sont donc prometteurs quant à l'utilisation de la méthode pour la reproduction de champs sonores.

#### **4.4.2 Confirmation des grandes tendances prévues par les simulations**

Les résultats obtenus en terme d'atténuation à l'intérieur de la sphère montrent un bon accord avec ceux présentés au chapitre 3, obtenus par des simulations basées sur un modèle simple. Ces simulations peuvent donc être utilisées pour prévoir les performances d'un dispositif de restitution sonore basé sur cette méthode ou le dimensionner. En outre, ces expériences apportent la confirmation que les résonances apparaissant aux fréquences propres du volume sont la principale limitation physique à l'utilisation de la méthode BPC, en dehors des limites imposées par la distribution de sources elle-même. Les mesures ont en effet montré que le contrôle était totalement inefficace à l'intérieur de la sphère quand la fréquence approchait la première fréquence propre, et ce dans le cas de sons purs ou large bande. Par ailleurs, au delà de cette fréquence, on a pu constater dans le cas des sons purs qu'un contrôle efficace sur les microphones de minimisation n'impliquait pas que le contrôle soit efficace à l'intérieur du volume, ce qui montre l'incapacité des sources à contrôler efficacement le champ sonore sur une zone suffisamment vaste de l'espace lorsque la fréquence devient trop élevée.

(Note : les résultats de cette expérience ont fait l'objet d'une publication au *Journal of Sound and Vibration* [18].)

## Chapitre 5

# Simulations numériques en espace clos

<b>5.1</b>	<b>La cabine de simulation supersonique du LMA</b>	<b>102</b>
<b>5.2</b>	<b>Simulations utilisant une décomposition modale de la pression</b>	<b>105</b>
5.2.1	Choix d'un modèle	105
5.2.2	Simulations dans le domaine fréquentiel	110
5.2.3	Simulations dans le domaine temporel	118
<b>5.3</b>	<b>Simulations réalisées à partir de fonctions de transfert mesurées</b>	<b>120</b>
5.3.1	Mesures de réponses acoustiques	122
5.3.2	Principe des simulations	122
5.3.3	Résultats	124
<b>5.4</b>	<b>Conclusions</b>	<b>129</b>

Le champ d'application privilégié de la méthode BPC est la reproduction de champs sonores basses et très basses fréquences : la synthèse de champs sonores à des niveaux de pression importants dans cette gamme de fréquence requiert en effet l'utilisation d'un grand nombre de sources sonores dans un petit volume clos. Si les réflexions du son sur les parois de la salle de reproduction sont nécessaires à la génération de tels champs sonores, elles représentent un obstacle à l'utilisation de méthodes de reproduction sonores qui font une hypothèse sur le rayonnement des sources secondaires, notamment l'holophonie et les méthodes transaurales. Même si un filtrage est réalisé sur les signaux d'entrée des sources de reproduction pour compenser les effets de salle, les conditions de propagation des ondes sonores dans ladite salle peuvent changer au cours du temps, du fait de la variation de température ou encore de la présence d'un ou plusieurs auditeurs. Dans ces conditions, la possibilité d'utiliser une méthode de filtrage adaptatif, utilisant des informations objectives mesurées dans la salle, est un atout.

La méthode BPC, qui utilise des capteurs de pression, permet l'utilisation de ce type de filtrage et paraît donc particulièrement intéressante dès lors que l'on cherche à synthétiser de manière contrôlée des champs sonores basses fréquences. Après l'évaluation de cette stratégie dans des conditions proche du champ libre, présentée aux chapitres 3 et 4, on a cherché à explorer la faisabilité d'un dispositif de reproduction sonore fondé sur la méthode BPC dans une cavité, où son utilisation est plus appropriée. Ce chapitre présente les résultats de simulations numériques qui mettent en lumière les problèmes spécifiques liés aux propriétés acoustiques des espaces clos.

## 5.1 La cabine de simulation supersonique du LMA

Le Laboratoire de Mécanique et d'Acoustique dispose d'un local spécifiquement dédié à la génération de champs sonores basses fréquences. A l'origine, il a été construit dans le but de réaliser des tests perceptifs visant à évaluer la gêne provoquée par les sons de bang supersonique [47]. Un exemple de son de bang enregistré en rase campagne est présenté sur la figure 5.1. Le signal présente une structure « en N » typique de ce type de bruit, qui s'étale sur quelques centaines de millisecondes. A cette forme d'onde particulière correspond un spectre lui aussi bien particulier, dont la maximum est atteint à une fréquence de quelques Hz. Par ailleurs la majeure partie de l'énergie du signal est comprise en deçà de 100 Hz. Le bang supersonique entre donc dans la catégorie des bruits très basse fréquence nécessitant une reproduction spatialement étendue.

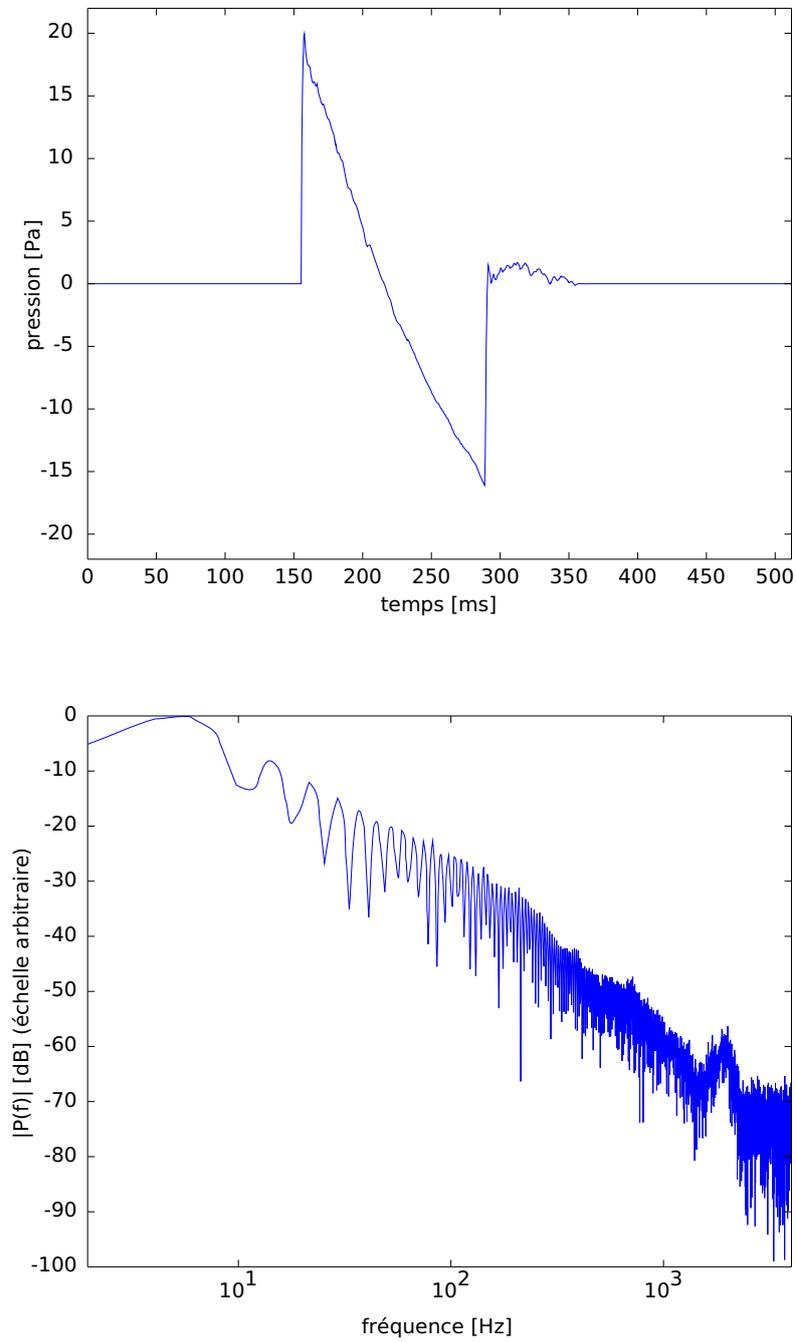


FIG. 5.1 : Signal de pression enregistré au passage d'un avion supersonique (en haut), et amplitude de sa transformée de Fourier (en bas)

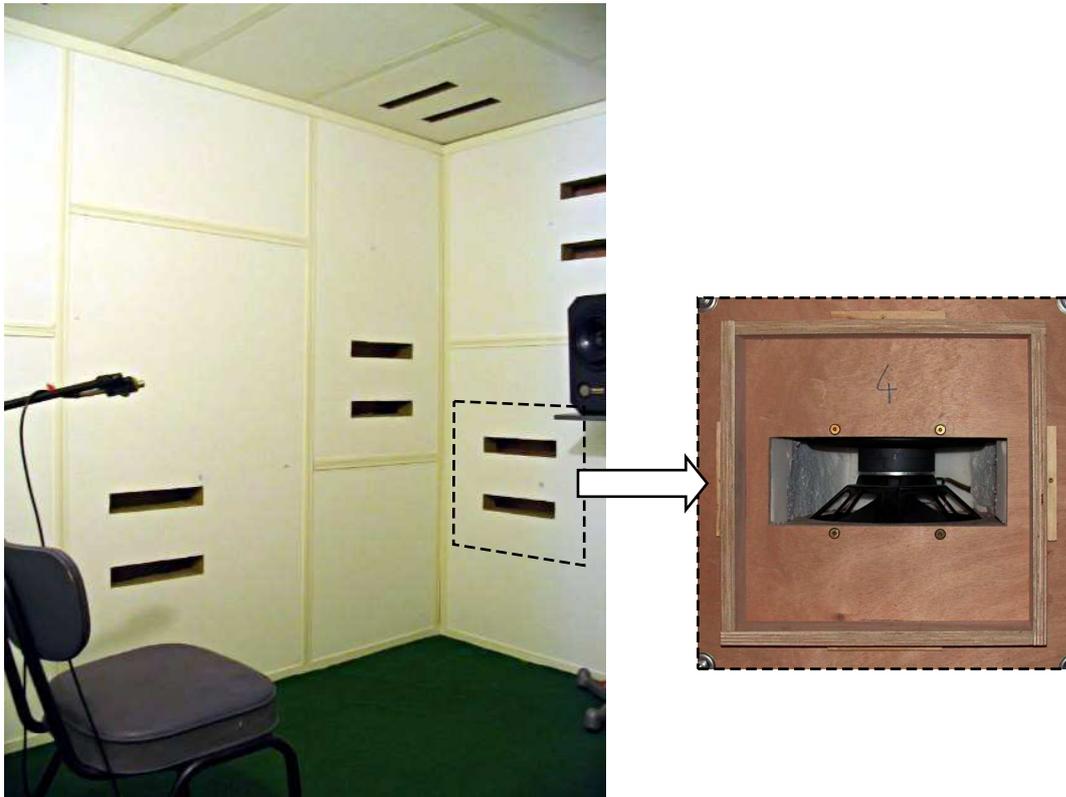


FIG. 5.2 : Vue de l'intérieur de la cabine de simulation supersonique du LMA (à gauche) et de l'un des caissons placés dans les murs de la pièce (à droite).

La cabine consiste en une petite salle à peu près étanche ( $268 \times 172 \times 200$  cm) dans les murs et le plafond de laquelle 16 sources sonores ont été disposées, comme l'illustre la figure 5.2. Les sources sonores, dont chacune est constituée de deux gros haut-parleurs montés en push-pull dans un caisson, ont été spécialement conçues pour la cabine. Leur nombre et les haut-parleurs utilisés ont été choisis pour atteindre un niveau de pression de 110 dB SPL à 3 Hz à l'intérieur de la cabine, ce niveau correspondant à l'ordre de grandeur observé pour des sons de bang « naturels ». Leur disposition a été choisie de manière à ce qu'aucune d'entre elles ne soit placée trop près d'un noeud ou d'un ventre d'un des premiers modes de la salle. Notons que la bande passante des sources sonores s'étale de 2 à 200 Hz environ : malgré la prédominance de cette bande de fréquence en termes d'énergie dans les bruits de bang, les composantes plus aiguës jouent un rôle non négligeable dans la perception de ces sons. Il est donc nécessaire d'ajouter à ce dispositif une ou plusieurs sources destinées à la restitution de la partie haute fréquence du spectre. De manière à faciliter la restitution des hautes fréquences par ces sources supplémentaires, les parois de la cabine ont été recouvertes d'un matériau absorbant.

Ce local constitue un terrain d'expérimentation intéressant pour tester les méthodes de reproduction de champs sonores adaptées aux basses fréquences qui sont étudiées ici. En raison de retards des fournisseurs nous n'avons pas pu réaliser les expériences prévues dans la cabine au cours de cette thèse. A défaut nous présentons dans la suite de ce chapitre les résultats d'une étude de faisabilité concernant l'utilisation de cette cabine pour reproduire la propagation d'ondes planes autour d'un auditeur.

## 5.2 Simulations utilisant une décomposition modale de la pression

Simuler la reproduction de champs sonores dans une salle est considérablement plus coûteux en terme de calculs que dans le cas où l'on se place en champ libre. Dans le domaine fréquentiel, le calcul des fonctions de transferts entre chaque source secondaire et chaque point d'observation du champ de pression peut nécessiter plusieurs milliers d'opérations mathématiques, en fonction du domaine de fréquence et des propriétés de la salle où l'on se place. Lorsque l'on veut simuler la reproduction de champs sonores dans le domaine temporel, ce grand nombre d'opérations peut encore être multiplié par le nombre de fréquences nécessaire à la transformation de Fourier discrète inverse, en fonction de la méthode choisie. Nous avons choisi dans une première étape de modéliser l'acoustique en espace clos en utilisant une décomposition du champ de pression en série de modes propres. Cette méthode n'est valable, dans les termes où nous l'avons utilisée, qu'à basse fréquence pour une petite cavité de géométrie simple dont les parois sont très réfléchissantes. En contrepartie de ces hypothèses fortes, la méthode s'avère très simple et souple ce qui nous a permis de pouvoir tester de nombreuses configurations de sources et de microphones.

### 5.2.1 Choix d'un modèle

Nous nous limitons ici au cas d'une cavité parallélépipédique et nous plaçons dans le domaine des fréquences. Dans le cas d'une cavité de dimensions  $(L_x, L_y, L_z)$  aux parois parfaitement réfléchissantes, la pression rayonnée par une source monopolaire de débit volumique  $q_s$  située en  $\vec{r}_s$  et mesurée en  $\vec{r}_m$  peut être exprimée sous la forme d'une série de modes propres (le détail des calculs pourra être trouvé notamment dans [39]) :

$$p(\vec{r}_m) = -j\omega\rho q_s \sum_n \frac{\Phi_n(\vec{r}_s) \Phi_n(\vec{r}_m)}{V\Lambda_n(k_n^2 - k^2)} \quad (5.1)$$

où

$$\Phi_n(\vec{r}) = \cos\left(\frac{\pi n_x x}{L_x}\right) \cos\left(\frac{\pi n_y y}{L_y}\right) \cos\left(\frac{\pi n_z z}{L_z}\right)$$

$$\begin{aligned}
k_n^2 &= \left(\frac{\pi n_x}{L_x}\right)^2 + \left(\frac{\pi n_y}{L_y}\right)^2 + \left(\frac{\pi n_z}{L_z}\right)^2 \\
\Lambda_n &= \frac{1}{\epsilon_{n_x} \epsilon_{n_y} \epsilon_{n_z}} \quad \text{avec} \quad \begin{cases} \epsilon_n = 1 & \text{si } n = 0 \\ \epsilon_n = 2 & \text{sinon} \end{cases} \\
V &= L_x L_y L_z
\end{aligned} \tag{5.2}$$

où  $(n_x, n_y, n_z)$  sont des entiers naturels,  $k$  est le nombre d'onde, et l'origine du repère est fixée dans un des coins de la salle. Lorsque l'admittance spécifique de paroi  $\beta$  n'est plus nulle mais une quantité finie, le calcul est considérablement moins aisé, et on ne peut plus définir de base de modes propres indépendante de la fréquence. Toutefois, dans l'hypothèse où  $\beta k L$  ( $L$  étant une dimension caractéristique de la cavité) est une petite quantité, c'est à dire dans le cas d'une petite cavité faiblement amortie à basse fréquence, il est possible d'établir les relations suivantes par un développement limité au premier ordre [39] :

$$p(\vec{r}_m) \simeq -j\omega\rho q_s \sum_n \frac{\Psi_n(\vec{r}_s) \Psi_n(\vec{r}_m)}{V \Lambda_n (\kappa_n^2 - k^2)} \tag{5.3}$$

où

$$\begin{aligned}
\Psi_n(\vec{r}) &= \cos\left(\frac{\pi\eta_x x}{L_x} + j\frac{\beta k L_x}{\pi\eta_x}\right) \cos\left(\frac{\pi\eta_y y}{L_y} + j\frac{\beta k L_y}{\pi\eta_y}\right) \cos\left(\frac{\pi\eta_z z}{L_z} + j\frac{\beta k L_z}{\pi\eta_z}\right) \\
\kappa_n^2 &= \left(\frac{\pi\eta_x}{L_x}\right)^2 + \left(\frac{\pi\eta_y}{L_y}\right)^2 + \left(\frac{\pi\eta_z}{L_z}\right)^2 \\
\eta_i &= n_i - j\frac{2\beta k L_x}{\pi^2 n_i} \quad \text{si } n_i > 0 \\
\eta_i &= \frac{1}{j\pi} \sqrt{2j\beta k L_x} \quad \text{si } n_i = 0
\end{aligned} \tag{5.4}$$

on a fait ici l'hypothèse que l'admittance spécifique  $\beta$  était la même sur toutes les parois. On constate que l'expression des modes  $\Psi_n$  change en fonction du nombre d'onde  $k$ , ainsi que la valeur des nombres d'ondes propres correspondants. Pour un calcul de rayonnement d'une source dans la pièce, on aura donc besoin de calculer cette base pour chacune des fréquences d'étude avant de réaliser la sommation des contributions de modes. Si l'on cherche à simuler la synthèse d'un champ sonore dans le domaine temporel à travers une transformation de Fourier discrète, on peut donc être amené à réaliser le calcul de cette base plusieurs milliers de fois. Du point de vue du coût en calcul, il est bien entendu préférable de n'avoir à calculer qu'une seule base, et de ne réaliser pour chaque fréquence que la sommation des contributions modales. Cependant ceci n'est possible que si l'on utilise une approximation plus grossière. Une formulation possible est la suivante [36] :

$$p(\vec{r}_m) = -j\omega\rho q_s \sum_n \frac{\Phi_n(\vec{r}_s) \Phi_n(\vec{r}_m)}{V \Lambda_n \left[ k_n^2 - k^2 + 2jk\beta \left( \frac{\epsilon_{n_x}}{L_x} + \frac{\epsilon_{n_y}}{L_y} + \frac{\epsilon_{n_z}}{L_z} \right) \right]} \tag{5.5}$$

où les  $\Phi_n$  et  $k_n$  sont les modes et nombres d'ondes propres obtenus dans le cas parfaitement réfléchissant. Cette représentation consiste donc uniquement à ajouter un terme d'amortissement représentatif de la valeur de l'admittance de paroi.

On a réalisé une simulation de manière à comparer les résultats obtenus avec les deux modèles. On se place dans une salle de dimensions  $268 \times 172 \times 200$  cm, d'admittance spécifique de paroi constante en fonction de la fréquence et égale à 0, 1. Cette valeur de l'admittance est proche de celle du matériau recouvrant les parois de la cabine de simulation supersonique du Laboratoire de Mécanique et d'Acoustique, qui a été mesurée en tube de Kundt. La source monopolaire et le point de mesure de la pression étant situés dans deux coins opposés du parallélépipède, on a calculé la pression rayonnée par la source entre 0 et 400 Hz en utilisant les formulations données par les équations 5.3 et 5.5. Dans les deux cas, les modes utilisés dans la somme sont ceux correspondant à une fréquence propre inférieure à 1,5 fois la fréquence maximale à laquelle on cherche à calculer la pression. Les résultats sont présentés sur la figure 5.3.

On peut constater que les résultats obtenus via les deux modèles sont assez similaires, sans être identiques. L'amplitude de la pression rayonnée par le monopole est du même ordre de grandeur dans les deux cas, et l'évolution de la phase en fonction de la fréquence est à peu près identiques, excepté aux alentours de 350 Hz où un mode semble manquer dans le cas de l'équation 5.5. Du point de vue du temps de calcul, la simulation utilisant la formulation 5.3 prend environ 17 fois plus de temps que celle utilisant la formule 5.5, bien que la contribution de 281 modes propres soit sommée dans les deux cas. Cette rapport de temps de calcul serait plus grand si on se plaçait dans une cavité plus grande relativement à la fréquence maximale de l'étude, puisque le nombre de modes à prendre en compte serait alors plus grand, ou bien si l'on augmentait la précision fréquentielle du calcul.

Pour aller un peu plus loin, nous avons voulu étudier l'influence de la modélisation choisie sur le fonctionnement d'un dispositif de contrôle du champ sonore utilisant la méthode BPC. Nous avons vu dans le chapitre 3 que le conditionnement de la matrice des transferts acoustiques entre les sources et les microphones constituait un indicateur intéressant sur la qualité du contrôle réalisé. Nous avons donc calculé la valeur du conditionnement de la matrice des transferts acoustiques entre 16 sources monopolaires disposées de la même manière que les sources de la cabine de simulation supersonique du LMA et 32 microphones disposés à la surface d'une sphère de 60 cm de rayon, cette dernière étant située au centre de la cabine. De même que pour la simulation précédente, le calcul a été réalisé à l'aide des deux modèles et sur la plage de fréquence 0–400 Hz. Les résultats sont présentés sur la figure 5.4. Les valeurs du conditionnement obtenues avec les deux modèles sont très proches : on en déduit que les performances simulées du contrôle devraient être comparables.

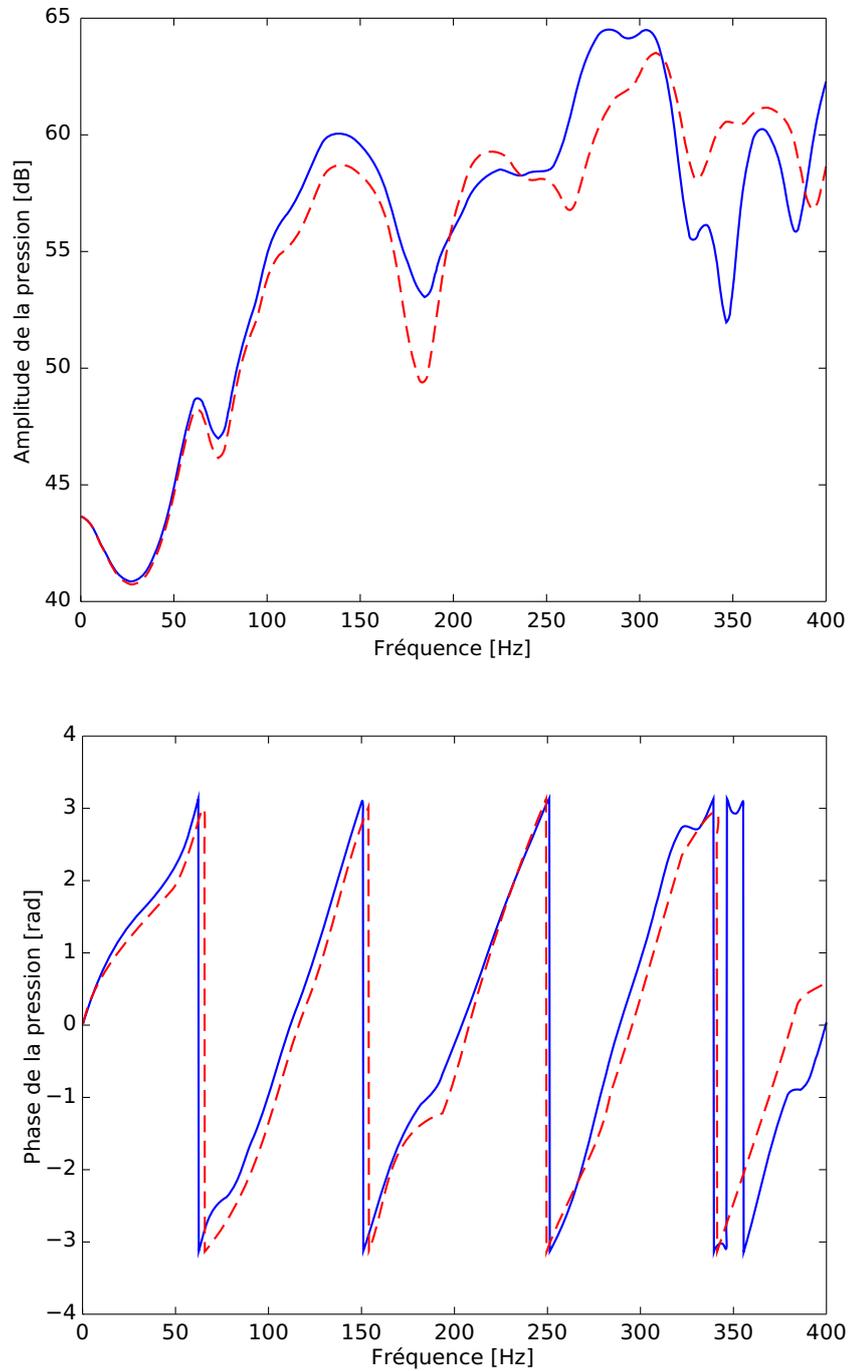


FIG. 5.3 : Amplitude (haut) et phase (bas) de la pression calculée en utilisant les formulations 5.3 (—) et 5.5 (---)

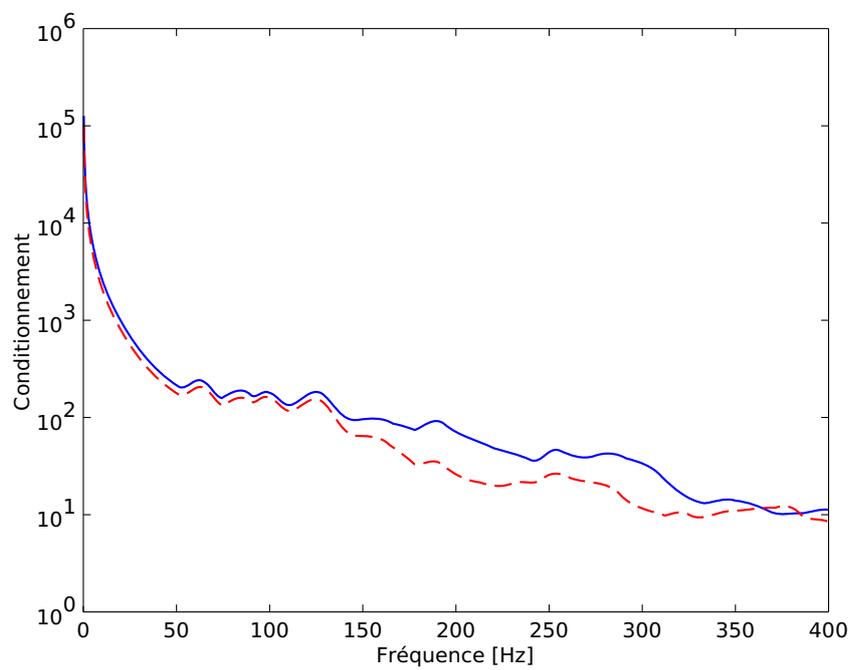


FIG. 5.4 : Conditionnement de la matrice des transferts acoustiques entre 16 sources disposés sur les parois de la cavité et 32 microphones répartis à la surface d'une sphère (virtuelle) de 60 cm de rayon, calculé en fonction de la fréquence en utilisant les formulations 5.3 (—) et 5.5 (---)

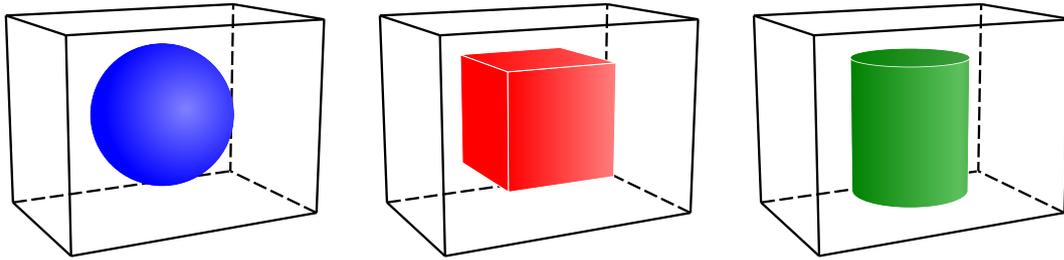


FIG. 5.5 : Représentation à l'échelle des trois volumes de reproduction testés au cours des simulations dans le domaine fréquentiel. Tous les trois occupent un volume égal à environ 1580 L (Sphère de rayon 72 cm, cube de côté 117 cm et cylindre de rayon 60 cm et de hauteur 140 cm)

### 5.2.2 Simulations dans le domaine fréquentiel

Les simulations réalisées en champ libre (voir chapitre 3) montrent le rôle prépondérant joué par la distribution de sources dans la fidélité de la reproduction d'un champ sonore à l'intérieur d'une zone donnée de l'espace. Nous avons donc voulu évaluer les performances optimales accessibles aux sources installées dans la cabine de reproduction. A cet effet, des calculs d'erreur de reproduction en similaires à ceux présentés en section 3.2.1 ont été réalisés.

#### Influence du volume de contrôle

Dans le cadre général de la reproduction en champ libre de champs sonores à l'aide d'une distribution tridimensionnelles de sources, nous avons pu constater que le volume à l'intérieur duquel on cherche contrôler le champ sonore est d'une grande importance. D'une part, ce volume conditionne l'évolution générale de la valeur de l'erreur de reproduction en fonction de la fréquence ou, autrement dit, la fréquence maximale de fonctionnement du dispositif de reproduction. D'autre part, si l'on opte pour la méthode BPC, ce volume détermine la valeur des fréquences auxquelles les résonances risquent d'apparaître ainsi que l'amplitude de ces résonances.

Nous avons choisi de tester trois types de volumes : la sphère, le cube et le cylindre. Dans tous les cas, ces volumes ont été « matérialisés » par un maillage d'environ 200 points également répartis dans les trois dimensions de l'espace, avec un pas de 20 cm dans le cas où la taille de ces volumes était la plus importante. Cette distance étant très largement inférieure à la demi-longueur d'onde correspondant à la fréquence maximale à laquelle nous ayons travaillé (400 Hz), le maillage assurait un échantillonnage correct du champ de pression acoustique. L'erreur de reproduction optimale a été calculée au niveau de ces points de la même façon que dans les conditions de champ libre, à ceci près que les valeurs des transferts acoustiques entre les sources secondaires et les points étaient cette fois calculées à l'aide de la formule 5.5.

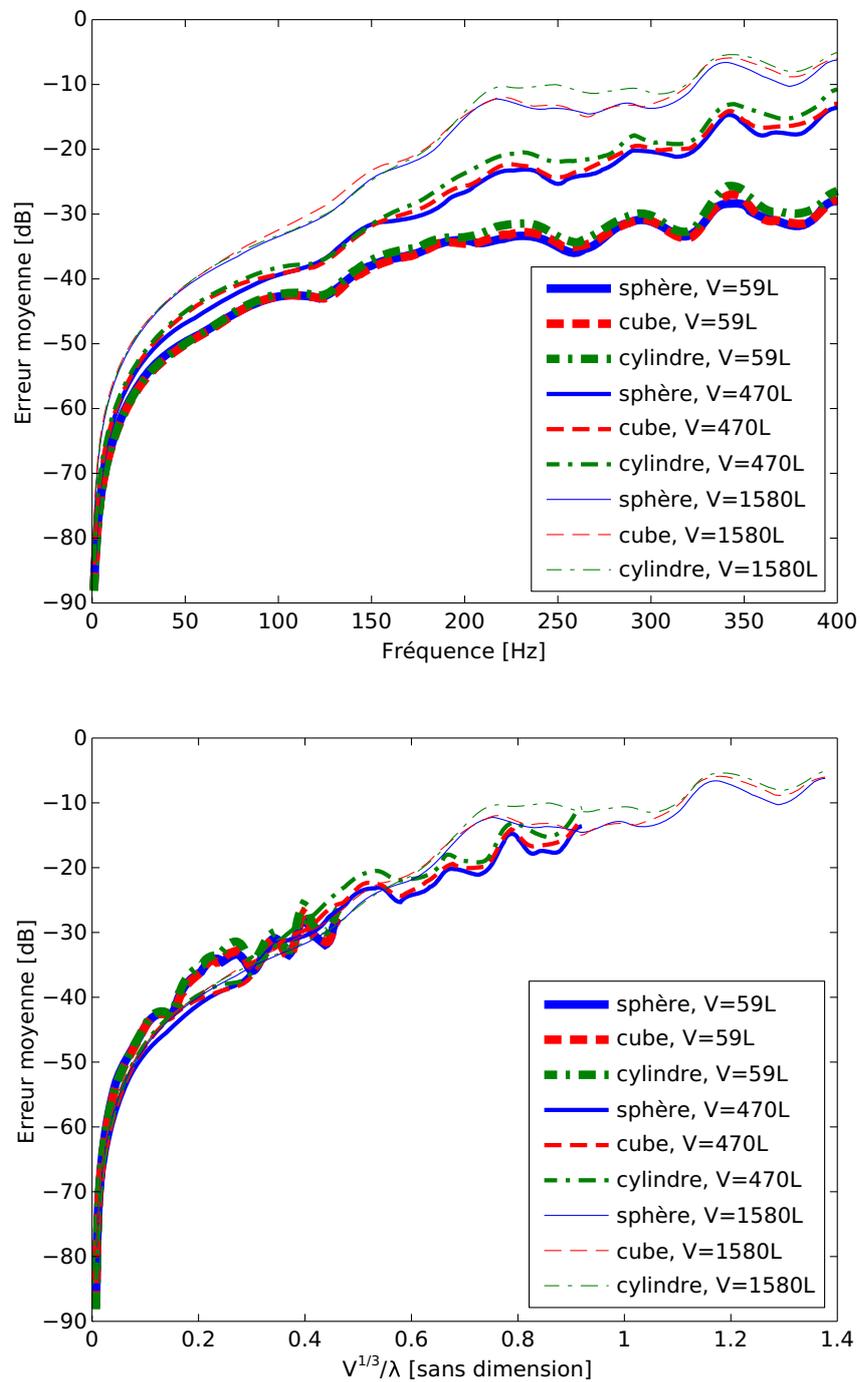


FIG. 5.6 : **Influence du volume de contrôle.** Reproduction optimale, à l'aide des 16 sources de la cabine, d'une onde plane se propageant dans la direction (1, 0, 0) à l'intérieur d'une sphère, d'un cube et d'un cylindre de volumes égaux. En haut, erreur de reproduction moyenne en fonction de la fréquence de l'onde plane reproduite et pour plusieurs valeurs du volume. En bas, erreur de reproduction représentée en fonction du paramètre adimensionnel  $V^{1/3}/\lambda$ .

La figure 5.6 présente la valeur de l'erreur de reproduction optimale obtenue, dans le cas d'une onde plane de direction de propagation  $(1, 0, 0)$ , pour les trois types de volume en fonction de la fréquence et pour différentes tailles de ces volumes : 1580 L (cylindre de rayon 60 cm et de hauteur 140 cm), 470 L (cylindre de mêmes proportions mais de rayon 40 cm) et 59 L (cylindre de mêmes proportions mais de rayon 20 cm). La valeur de l'erreur de reproduction semble dépendre essentiellement de la taille du volume de reproduction, les résultats obtenus pour les trois types de volumes étant pratiquement identiques pour chacune des trois tailles étudiées. D'autre part la qualité de la reproduction à une fréquence donnée semble décroître quand la taille de la zone de reproduction augmente, comme c'est le cas en conditions de champ libre. La valeur de l'erreur de reproduction optimale semble donc reliée à la taille du volume de reproduction relativement à la longueur d'onde.

De manière à observer plus précisément l'influence de la taille du volume de reproduction sur la qualité du contrôle, nous avons également représenté sur la figure 5.6 la valeur de l'erreur de reproduction en fonction du rapport  $\frac{V^{\frac{1}{3}}}{\lambda}$  (dimension caractéristique du volume de reproduction rapportée à la longueur d'onde). On observe que les différentes courbes d'erreur obtenues se superposent, ce qui montre que la valeur de l'erreur dépend essentiellement de la taille de la zone de contrôle du champ sonore relativement à la longueur d'onde du champ reproduit. Si l'on utilise une méthode de contrôle surfacique du champ sonore, on aura donc intérêt à choisir de contrôler le son à l'intérieur d'un cylindre, cette forme semblant être la plus à même d'accueillir un auditeur. Dans la suite, le volume de reproduction choisi est le cylindre de 60 cm de rayon et de 140 cm de hauteur (positionné à 20 cm du sol), qui autorise la présence d'une personne assise.

### **Influence de l'angle d'incidence de l'onde primaire**

En champ libre, nous avons étudié la reproduction de champs sonores par des distributions sphériques de sources secondaires, ces dernières étant réparties le plus régulièrement possible dans toutes les directions de l'espace. Une telle disposition a pour avantage de rendre la qualité de la reconstruction très peu dépendante de la direction d'incidence de l'onde à reproduire. Dans la cabine de simulation supersonique du LMA, les sources sonores ont aussi été réparties avec un souci de régularité : quatre sources se trouvent au niveau du plafond de la pièce, et chaque paroi verticale en comporte trois. Cependant, étant donné le caractère résonant de l'acoustique de la salle, l'aptitude des sources à reproduire une onde provenant d'une direction donnée ne peut être fondée sur les critères établis en champ libre. Il s'agit ici de compenser le comportement modal du champ sonore. Dans ce but, les sources ont été disposées de manière à éviter les noeuds des premiers modes de cavité. Mais les contraintes de

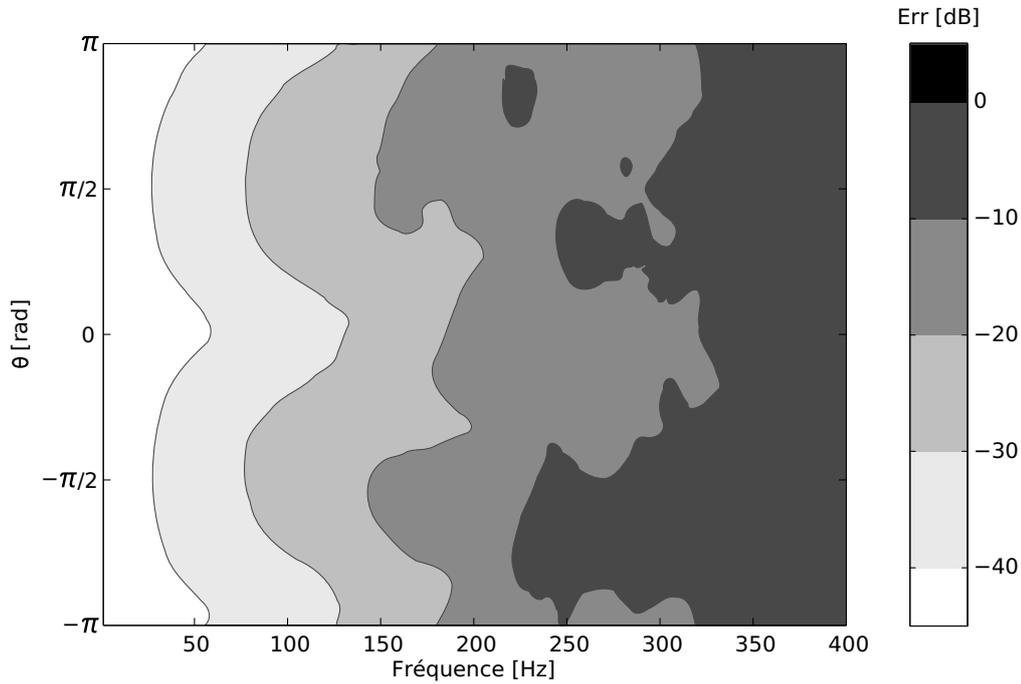


FIG. 5.7 : **Influence de l'angle d'incidence de l'onde reproduite.** Reproduction, à l'aide des 16 sources de la cabine, d'une onde plane à l'intérieur d'un cylindre dont la surface est discrétisée par 20 microphones de pression (méthode BPC) : erreur de reproduction moyenne à l'intérieur du cylindre en fonction de la fréquence de l'onde à reproduire et de son azimut. Un angle de  $-\pi$  correspond à une onde se propageant suivant la direction (1,0,0), un angle de  $-\pi/2$  à une onde se propageant suivant la direction (0,1,0), etc.

réalisation que sont la présence d'une porte ou l'impossibilité de placer des sources dans le sol laissent craindre une plus forte dépendance à l'angle d'incidence de l'onde reproduite que dans le cas des conditions de champ libre.

Nous avons calculé la valeur de l'erreur de reproduction optimale obtenue à l'intérieur du volume cylindrique décrit ci-avant pour des ondes planes primaires d'azimut variant de  $-\pi$  à  $\pi$  radians (ondes suivant une direction horizontale) et pour des fréquences comprises entre 0 et 400 Hz. Les résultats sont présentés sur la figure 5.7. Pour tous les angles d'incidence, l'erreur de reproduction augmente avec la fréquence du champ reproduit. Cependant, on note des performances différentes selon la direction de l'onde que l'on cherche à reproduire : plus on s'écarte de l'axe longitudinal de la pièce et plus l'erreur augmente rapidement avec la fréquence. Il semble donc plus difficile de reconstruire des ondes se propageant dans la largeur de la salle, ce qui peut s'expliquer par la faible distance séparant les parois latérales de la pièce de la zone de reproduction.

En conclusion, on retiendra que l'erreur de reproduction dépend en premier lieu de la fréquence et, dans une moindre mesure, de l'angle d'incidence de l'onde re-

construite. Il semble possible de reproduire, avec une erreur inférieure à -20 dB en moyenne à l'intérieur d'une zone suffisamment grande pour accueillir un auditeur assis, des ondes planes provenant de toutes les directions jusqu'à une fréquence comprise entre 150 et 200 Hz. Dans la suite, sauf précision contraire, les ondes sonores reconstruites se propagent dans la direction  $(-1, 0, 0)$ .

### Choix d'une méthode de reproduction

Les simulations et les expériences réalisées en conditions de champ libre (voir chapitres 3 et 4) montrent que les méthodes surfaciques de contrôle du champ sonore permettent d'assurer la reproduction étendue d'ondes basses fréquences avec une précision s'approchant de l'optimum accessible à une distribution de sources secondaires choisie. Nous avons vu qu'un compromis devait être établi entre, d'une part, l'utilisation d'un faible nombre de capteurs et, d'autre part, l'assurance que la reconstruction soit correcte aux fréquences propres du problème de Dirichlet associé au volume de reproduction. La méthode BSC permet d'éviter l'apparition des résonances se produisant à ces fréquences lorsque l'on utilise la méthode BPC, mais nécessite deux fois plus de capteurs que cette dernière. Cependant, les résultats des simulations de contrôle optimal présentés dans les paragraphes précédents suggèrent que le dispositif de la cabine n'est pas capable de reconstruire correctement des ondes sonores de fréquence supérieure à 200 Hz. Or, cette limite est inférieure à la valeur de la première fréquence propre de Dirichlet du cylindre dans lequel on cherche à contrôler le champ sonore, qui se situe à 249 Hz environ. Les deux stratégies donnant des résultats équivalents en deçà de la première fréquence de résonance, nous avons donc choisi de nous intéresser plus particulièrement à la méthode BPC qui requiert deux fois moins de microphones.

En conditions de champ libre, nous avons constaté que la qualité de reproduction obtenue lorsque l'on utilise les méthodes de reproduction surfaciques dépend de la précision de l'échantillonnage spatial réalisé sur une surface du volume de contrôle. Pour tirer le meilleur parti des sources secondaires en champ libre, le nombre de points où le champ sonore est contrôlé doit être au moins égal au nombre de sources employées. Nous avons cherché à savoir si ce résultat était également valable en champ clos, de manière à prévoir le nombre de microphones nécessaire à une utilisation efficace de la cabine. Dans ce but, nous avons simulé la reproduction à l'aide de la méthode BPC d'ondes planes à l'intérieur du cylindre précédemment décrit, en fonction du nombre de microphones disposés sur la surface de ce dernier. Dans tous les cas, ces microphones ont été distribués le plus régulièrement possible à la surface du cylindre grâce à une méthode itérative simple.

Les résultats de cette simulation sont présentés sur la figure 5.8. On peut constater

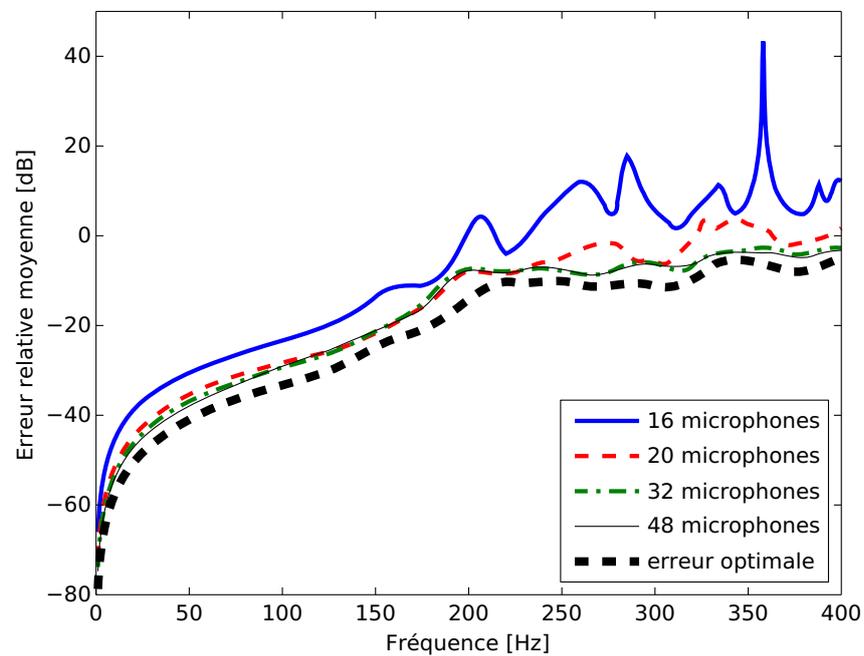


FIG. 5.8 : **Méthode BPC : influence du nombre de microphones.** Reproduction, à l'aide des 16 sources de la cabine, d'une onde plane à l'intérieur d'un cylindre dont la surface est discrétisée par des microphones de pression (méthode BPC) : erreur de reproduction moyenne à l'intérieur du cylindre en fonction de la fréquence de l'onde à reproduire et du nombre de microphones utilisés.

que la méthode BPC donne des résultats très proches de ceux obtenus par le contrôle optimal (dans tout le volume) du champ sonore, dès que le nombre de microphones utilisés dépasse légèrement le nombre de sources secondaires. Notons que l'utilisation de 32 ou 48 microphones semble n'apporter aucune amélioration de la qualité de reproduction en comparaison à celle obtenue avec un filet de 20 microphones, du moins sur la bande de fréquence où cette qualité est satisfaisante, c'est à dire entre 0 et 170 Hz environ. Au delà de cette fréquence l'erreur de reproduction moyenne est supérieure à -20 dB pour tous les cas étudiés. Enfin, on remarque que l'erreur de reproduction obtenue avec le filet de 16 microphones est nettement plus importante que celle obtenue pour un plus grand nombre de microphones. Ceci peut s'expliquer, comme en champ libre, par le mauvais conditionnement de la matrice de transferts secondaires dans le cas où l'on utilise autant de sources que de microphones, cette matrice étant alors carrée. Il est donc préférable d'utiliser un nombre de capteurs légèrement supérieur au nombre de sources secondaires dont on dispose.

On peut également noter sur la figure 5.8 l'absence de pics d'erreur aux premières fréquences propres de Dirichlet du cylindre qui se situent à 249, 326 et 366 Hz environ. Ce résultat peut être mis en relation avec ceux obtenus en champ libre : le phénomène de résonance lié à l'utilisation de la méthode BPC n'intervient que dans le domaine de fréquence où le dispositif de sources secondaires est capable de reproduire l'onde primaire avec une certaine précision. A 249 Hz, l'erreur optimale accessible au dispositif simulé ici est de l'ordre de -10 dB, soit environ 30 %.

Les simulations présentées jusqu'ici dans cette section donnent la valeur moyenne de l'erreur de reproduction observée dans le volume de contrôle. Cependant cette valeur ne donne aucune information sur la manière dont la qualité de la reconstruction évolue en fonction de l'espace : une erreur moyenne de -20 dB pourrait correspondre à une situation dans laquelle l'erreur de reproduction atteindrait -5 dB dans certaines parties de la zone de contrôle et -60 dB à d'autres endroits. Nous avons donc calculé pour différentes fréquences la valeur de l'erreur observée dans un plan horizontal coupant la cavité à la hauteur de la tête d'un auditeur assis (1,20 m), dans le cas où l'on utilise la méthode BPC avec un filet cylindrique de 20 microphones. Les résultats de ce calcul sont illustrés sur la figure 5.9.

A 50 Hz, l'erreur de reconstruction est inférieure à 40 dB (1 %) dans pratiquement toute la zone délimitée par les microphones, la valeur de l'erreur moyenne étant de l'ordre de 40 dB à cette fréquence. A 100 et 150 Hz, en revanche, on observe des parties de la zone contrôle dans lesquelles l'erreur est comprise entre -20 et -10 dB, bien que la valeur de l'erreur moyenne observée dans le cylindre soit de l'ordre de -30 dB. Enfin, à 200 Hz, l'erreur relative de reconstruction dépasse -10 dB dans la majeure partie de la zone de contrôle. Ces résultats semblent confirmer que l'on peut, à l'aide de la méthode BPC, reproduire correctement des ondes planes à l'intérieur

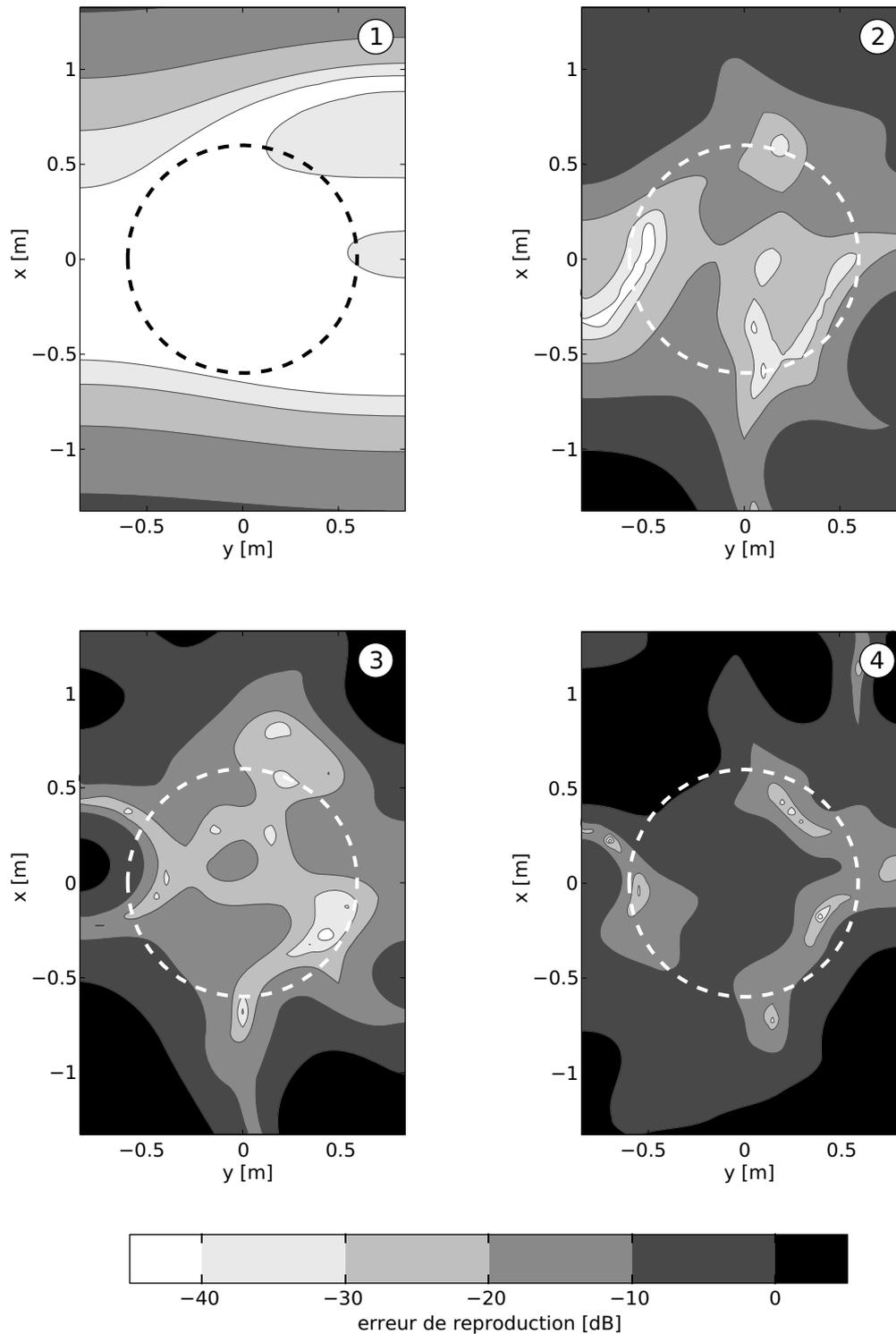


FIG. 5.9 : **Cartographie de l'erreur de reproduction.** Reproduction, à l'aide des 16 sources de la cabine, d'une onde plane à l'intérieur d'un cylindre maillé par 20 microphones de pression (méthode BPC). Erreur de reproduction observée dans une coupe horizontale ( $z=20\text{cm}$ ) de la cabine en fonction de la fréquence de l'onde à reproduire : 1) 50 Hz ; 2) 100 Hz ; 3) 150 Hz ; 4) 200 Hz. Le cercle en pointillés représente la frontière de la zone de contrôle du champ sonore.

du cylindre maillé par 20 microphones jusqu'à environ 150 Hz.

### 5.2.3 Simulations dans le domaine temporel

Les résultats obtenus dans le cadre des simulations fréquentielles ne s'appliquent en réalité qu'au cas où le champ sonore que l'on cherche à reproduire est un son sinusoïdal permanent. Une erreur de reproduction réalisée sur ce type de signal se traduit par des différences de phase et d'amplitude entre le champ original et le champ reproduit. Ceci peut poser un problème sur le plan perceptif si les indices de la localisation que sont la différence interaurale de temps et la différence interaurale d'intensité ne sont pas respectés. Dans le cas de signaux transitoires, les erreurs de reconstruction peuvent également provoquer l'apparition de pré et post-échos, c'est à dire la génération de sons avant et après le signal désiré. Perceptivement, ces erreurs peuvent être plus critiques que celles occasionnées dans le cas de signaux stationnaires.

La figure 5.10 illustre le principe suivi pour simuler la reproduction de champs sonores dans le domaine temporel. La forme d'onde du champ primaire,  $s(t)$ , est donnée dans ce domaine. Le champ primaire observé sur les microphones de contrôle,  $\mathbf{p}_{\text{mic}}$ , est calculé dans le domaine fréquentiel à partir de la transformée de Fourier de  $s(t)$ ,  $S(f)$ , par ajout de retards correspondant aux temps de propagation de l'onde primaire aux différents microphones. Pour chaque fréquence du domaine de Fourier, les matrices des transferts secondaires sources - microphones ( $\mathbf{H}_{\text{mic}}$ ) et sources - points d'observations ( $\mathbf{H}_{\text{poi}}$ ) sont calculées à l'aide du modèle de cavité (somme de modes). La matrice des filtres inverses  $\mathbf{G}_{\text{mic}}$  est calculée par inversion ou pseudo-inversion de  $\mathbf{H}_{\text{mic}}$  pour chacune de ces fréquences : on obtient alors le vecteur des pressions reproduites par la formule

$$\mathbf{p}_{\text{poi}}(f) = \mathbf{H}_{\text{poi}}(f) \mathbf{G}_{\text{mic}}(f) \mathbf{p}_{\text{mic}}(f) \quad (5.6)$$

On dispose alors des transformées de Fourier de la pression reproduite au niveau de chaque point d'observation. On retrouve finalement l'évolution temporelle de cette pression ( $p_1(t), p_2(t), \dots, p_p(t)$ ) par transformation de Fourier inverse des éléments de  $\mathbf{p}_{\text{poi}}$ . L'intérêt de procéder de cette manière est double. D'une part, l'utilisation du modèle de cavité choisi implique le calcul des fonctions de transfert secondaires dans le domaine fréquentiel. D'autre part, il est moins coûteux d'opérer le filtrage des signaux de pression primaire dans le domaine de Fourier, le produit de convolution devenant alors une multiplication. Notons que nous avons choisi de travailler avec une fréquence d'échantillonnage de 1024 Hz, qui suffit à observer le fonctionnement du dispositif dans la bande fréquentielle qui nous intéresse. Nous avons utilisé une fenêtre de 4096 échantillons pour la transformation de Fourier, ce qui correspond à un pas fréquentiel de 0,25 Hz.

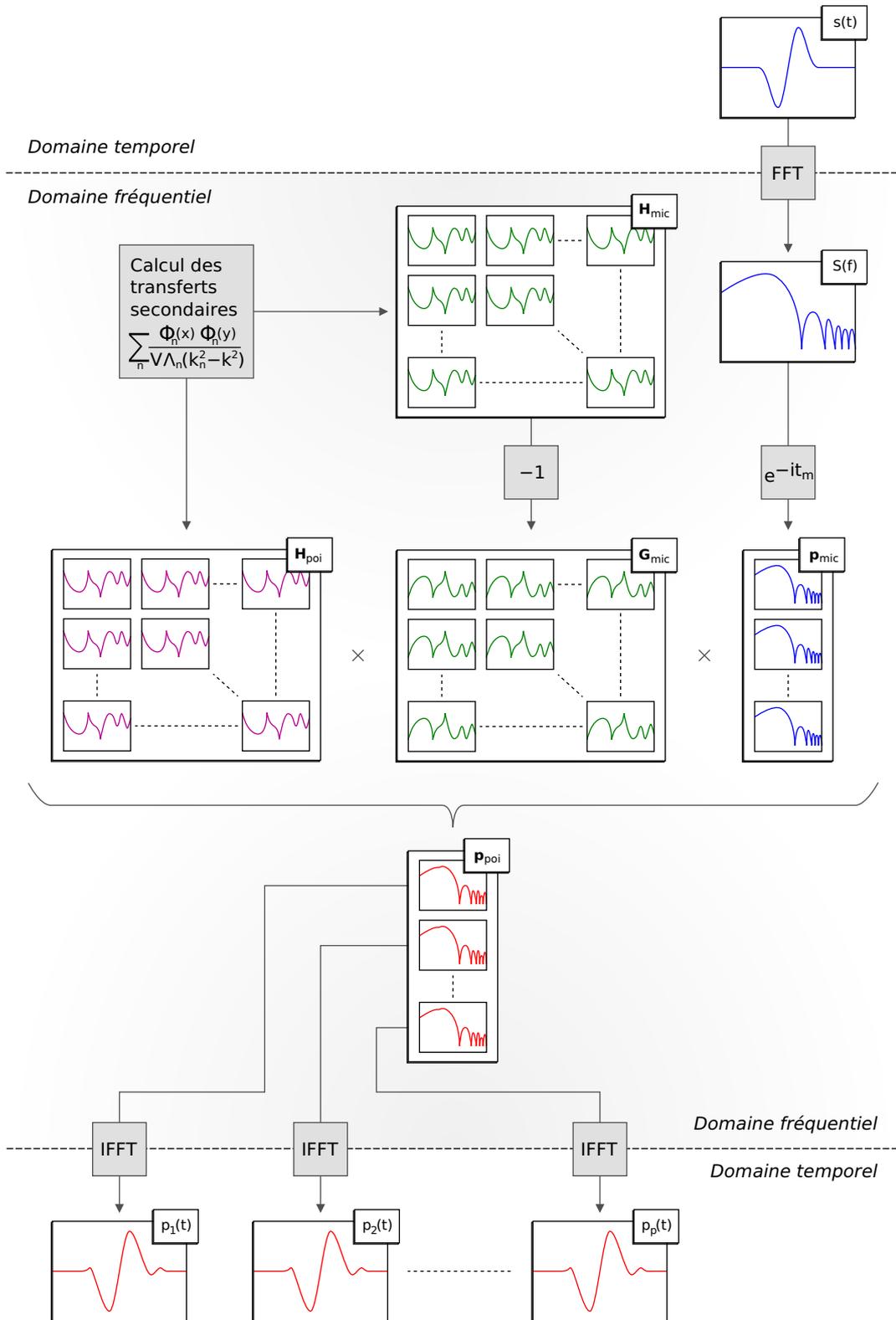


FIG. 5.10 : Principe des simulations temporelles de reproduction de champs sonores dans la cabine.

Le fonctionnement de la cabine de reproduction a été simulé dans le cas où le signal émis par la source primaire est une impulsion gaussienne, c'est à dire un signal sinusoïdal fenêtré par une gaussienne. Ces signaux présentent l'avantage d'être bien localisés à la fois en temps et en fréquence. Leur expression est donnée par :

$$s(t) = e^{-b(f_c t - \frac{1}{2})^2} \sin(2\pi f_c t) \quad (5.7)$$

où  $f_c$  est la fréquence centrale du signal et  $b$  est un coefficient qui détermine sa largeur de bande : plus  $b$  est grand, plus la bande est étroite et plus le support temporel du signal est court. Nous avons choisi de fixer la valeur de  $b$  à  $\frac{1}{2}$ . Dans tous les cas, les signaux de pression reproduits ont été calculé au centre de la zone cylindrique délimitée par les microphones de contrôle.

La figure 5.11 représente les résultats obtenus dans le cas où l'onde primaire est une impulsion gaussienne de fréquence centrale 50, 100, 150 et 200 Hz. Jusqu'à 100 Hz, on n'observe pratiquement aucun défaut de reproduction : les signaux temporels et l'amplitude de la transformée de Fourier de la pression reproduite correspondent précisément au champ primaire observé au même point. Lorsque la fréquence centrale du signal de pression primaire est 150 Hz, l'allure générale du signal reproduit suit celle du signal original. Cependant l'amplitude du signal reconstruit est légèrement trop faible et des artéfacts sont visibles au début et à la fin de l'impulsion. Dans le domaine fréquentiel, les erreurs de reproduction correspondantes sont situées dans une partie du spectre excentrée par rapport à la fréquence centrale du signal original. Enfin, dans le cas du signal de fréquence centrale 200 Hz, on note l'apparition de pré et post-échos importants, ainsi que d'une erreur significative sur l'amplitude du signal temporel reconstruit. On peut remarquer que l'amplitude du spectre du signal reproduit est nettement différente de celle du signal primaire au voisinage de la fréquence centrale de l'impulsion. Les défauts de reproduction observés pour cette valeur de fréquence centrale seraient sans doute perçus très nettement par un auditeur.

Les résultats de ces simulations confortent globalement ceux obtenus dans le cadre des simulations effectuées dans le domaine fréquentiel : le dispositif de la cabine de simulation semble à même de reproduire correctement le passage d'ondes planes autour d'un auditeur jusqu'à une fréquence comprise entre 150 et 200 Hz.

### 5.3 Simulations réalisées à partir de fonctions de transfert mesurées

La modélisation par décomposition modale de l'acoustique de la cabine de simulation supersonique du LMA est contestable dans la mesure où, comme nous l'avons

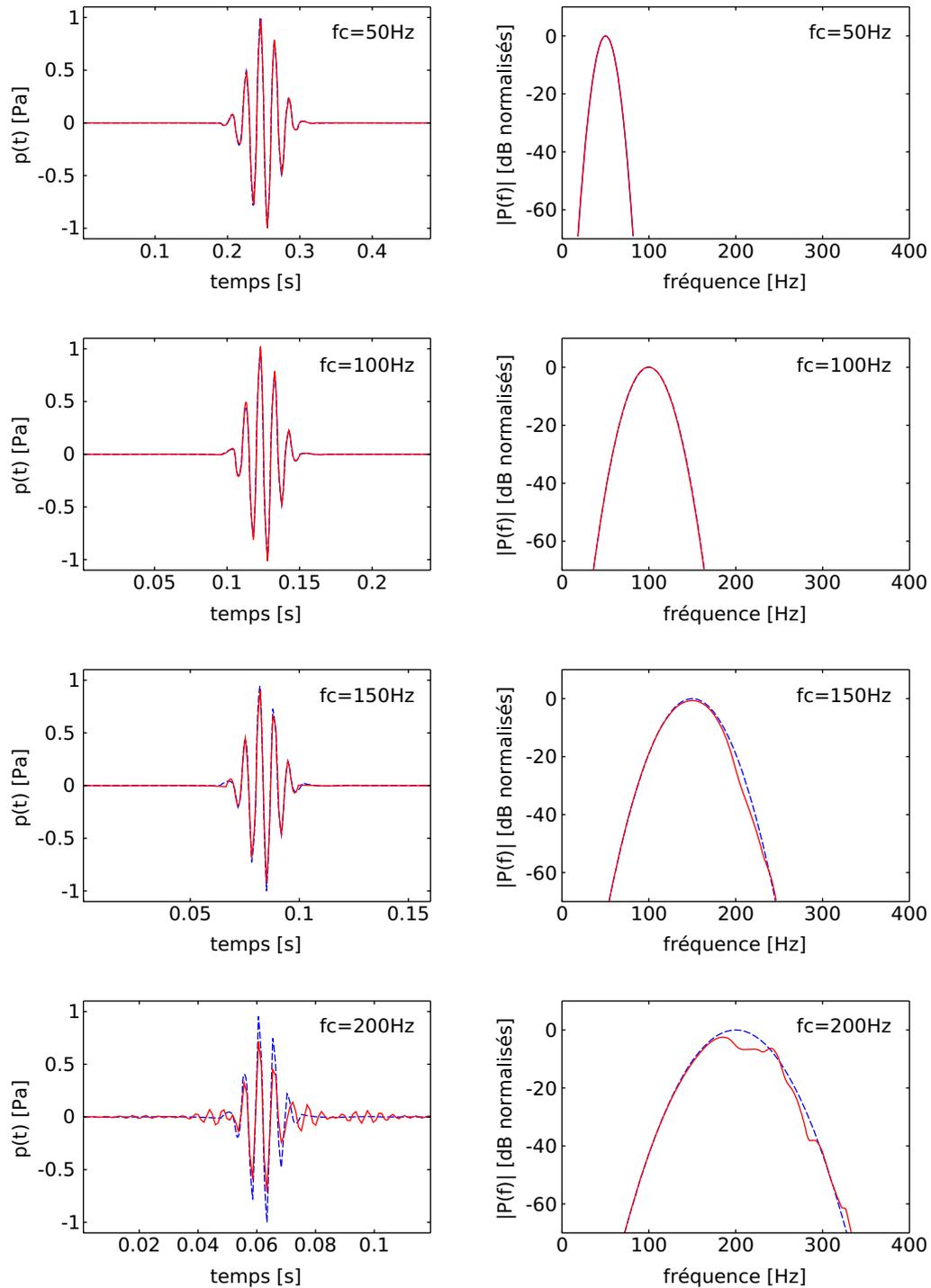


FIG. 5.11 : **Reproduction d'impulsions gaussiennes.** Reproduction, à l'aide des 16 sources de la cabine, d'une onde plane à l'intérieur d'un cylindre maillé par 20 microphones de pression (méthode BPC) : à gauche, signal de pression original (---) et reproduit (—) au centre du cylindre dans le cas où le signal primaire est une impulsion gaussienne de fréquence centrale 50, 100, 150 et 200 Hz (de haut en bas) ; à droite, amplitude des transformées de Fourier de ces signaux.

vu, elle s'appuie sur des hypothèses assez fortes. On peut contester notamment l'utilisation d'une impédance de paroi réelle et constante en fonction de la fréquence ou bien la modélisation des sources sonores par des monopoles situés sur les parois de la salle. De manière à mieux comprendre l'acoustique de la cabine, Noé Poffa a réalisé lors de son stage de Master des mesures de fonctions de transferts entre les 16 sources sonores et un grand nombre de points de la pièce [46]. Nous avons réalisé des simulations utilisant ces mesures pour confronter les résultats obtenus à ceux des simulations utilisant la décomposition modale du champ.

On pourra regretter l'absence de confrontation directe ou de recalage entre les transferts mesurés et ceux calculés par décomposition modale. Ceci n'a pas été réalisé pour deux raisons. D'une part, les transferts ne sont pas exactement de même nature : les transferts simulés relient la pression au débit volumique des sources, quand les transferts mesurés relient la pression au signal électrique en entrée de ces dernières. D'autre part le travail de Noé Poffa a conclu à l'impossibilité de modéliser l'acoustique de la cabine par une décomposition modale du champ acoustique. Cependant, comme nous allons le voir, bien que les deux modèles ne soient pas équivalents sur le plan quantitatif, ils présentent une certaine similarité en ce qui concerne les performances du contrôle.

### 5.3.1 Mesures de réponses acoustiques

La figure 5.12 montre la manière dont les mesures ont été effectuées. Deux rangées de 9 microphones couvrant toute la largeur de la cabine étaient supportées par le bras d'un robot. Ce robot était piloté de manière à ce que les microphones prennent successivement des positions couvrant à peu près la totalité du volume de la pièce avec un pas de 20 cm. Pour chaque position du robot, un bruit blanc était envoyé à chacune des sources successivement, et le signal émis était enregistré par tous les microphones. Le résultat de ces mesures consiste en les fonctions de transferts acoustiques entre le signal électrique envoyé à chacune des 16 sources et la pression acoustique mesurée en chacune des 1134 positions prises par les microphones. La valeur de ces fonctions de transferts a été mesurée entre 0 et 400 Hz avec un pas de 0,25 Hz. Enfin, notons que les résultats de ces mesures pour les fréquences inférieures à 50 Hz sont de très mauvaise qualité, les microphones utilisés n'étant pas adaptés aux mesures dans ce domaine du spectre.

### 5.3.2 Principe des simulations

Le principe suivi pour les simulations réalisées à partir des fonctions de transfert mesurées de la cabine a été globalement le même que celui des simulations réalisées à partir du modèle de cavité basé sur la décomposition modale du champ. Cependant,



FIG. 5.12 : Mesure de transferts acoustiques dans la cabine de simulation supersonique du LMA.

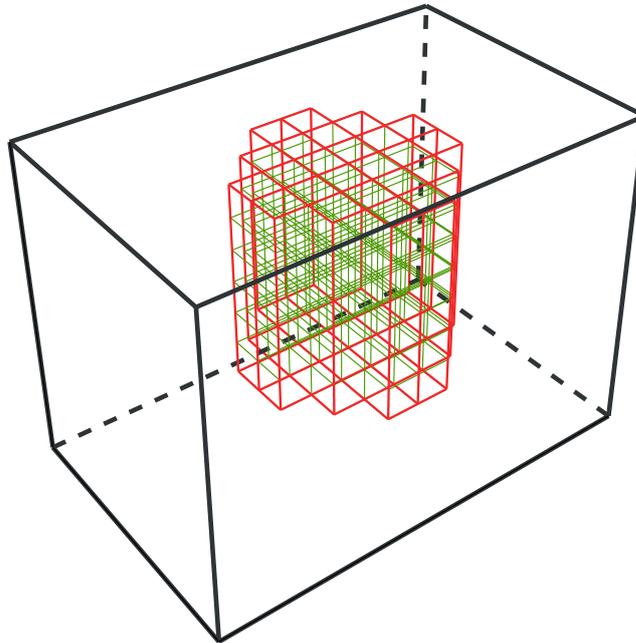


FIG. 5.13 : Représentation du cylindre utilisé dans le cadre des simulations utilisant les fonctions de transfert mesurées. En rouge, points de mesure situés à la surface de la zone de contrôle du champ sonore, au niveau desquels les microphones peuvent être disposés. En vert, points de mesure servant à calculer l'erreur de reproduction moyenne à l'intérieur de la zone de contrôle.

les fonctions de transferts n'ayant été mesurées qu'en un nombre limité de points, c'est parmi ces derniers que les positions des microphones de contrôle et des points d'observation ont été choisies. Le cylindre à l'intérieur duquel le champ était contrôlé dans les simulations modales a donc dû être remplacé par un volume approchant (voir figure 5.13). La reproduction de champs sonores a comme précédemment été simulée dans le domaine fréquentiel et dans le domaine temporel.

### 5.3.3 Résultats

Nous avons tout d'abord, comme dans le cas des simulations basées sur une décomposition modale, calculé l'erreur de reproduction observée en moyenne à l'intérieur de la zone cylindrique de contrôle lorsque les sources reproduisent une onde plane de direction de propagation  $(1, 0, 0)$ , en fonction de la fréquence de cette onde. L'erreur a été calculée pour deux situations : dans le cas où le champ sonore est contrôlé en tout point à l'intérieur du cylindre (contrôle optimal) et dans le cas où la pression est reproduite au niveau de 20 points distribués régulièrement parmi les points rouges de la figure 5.13 (méthode BPC). L'erreur de reproduction a également été calculée pour les mêmes positions de micros et de points d'observation dans le cas où les fonctions de transfert sont calculées par la méthode de décomposition modale, afin de pouvoir comparer les résultats obtenus par les deux types de simulation.

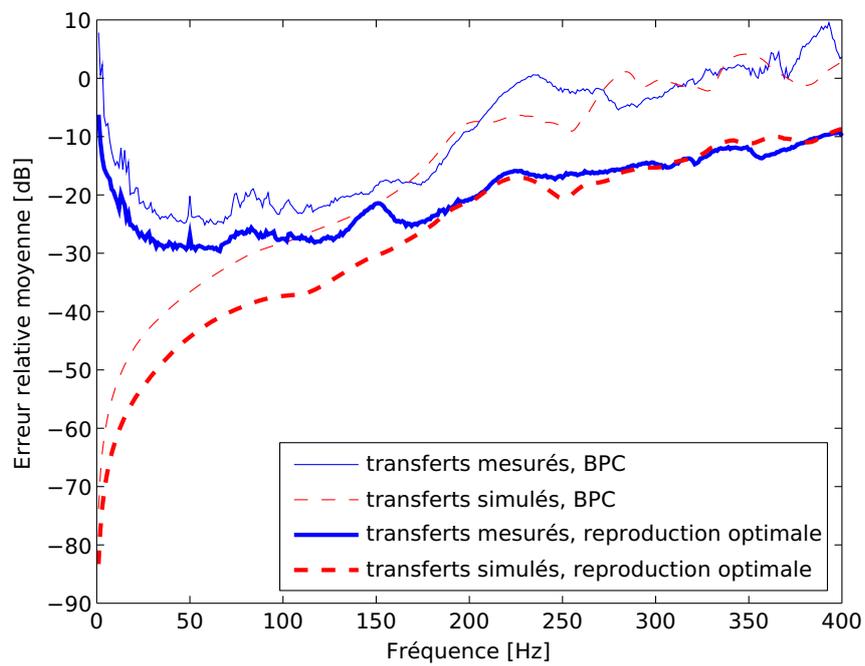


FIG. 5.14 : **Comparaison transferts mesurés / transferts simulés.** Reproduction, à l'aide des 16 sources de la cabine, d'une onde plane à l'intérieur d'un cylindre. Comparaison entre l'erreur de reproduction obtenue avec les fonctions de transferts mesurées et celle obtenue avec les fonctions de transferts simulées (voir section 5.2), dans le cas où : d'une part, la reproduction est optimale à l'intérieur du cylindre ; d'autre part, ce dernier est maillé par 20 microphones de pression (méthode BPC).

Les résultats de cette simulation sont présentés sur la figure 5.14. On peut remarquer que les valeurs d'erreur moyenne données par les deux types de simulations sont très semblables pour les fréquences supérieures à 170 Hz environ. En revanche, en dessous de cette fréquence les résultats obtenus sont très différents : les valeurs d'erreur de reproduction obtenues par la simulation basée sur les mesures sont nettement supérieures à celles obtenues avec le modèle de cavité. En outre, l'écart observé entre les deux types de simulation s'accroît à mesure que la fréquence diminue. Cet écart s'explique en partie en dessous de 50 Hz par le caractère très bruité de la mesure des transferts secondaires à ces fréquences. En revanche, le modèle basé sur la décomposition modale semble pris en défaut entre 50 et 150 Hz, où l'écart observé entre les valeurs d'erreur est de l'ordre de 10 à 15 dB.

On peut également relever des similitudes entre les résultats obtenus par les deux types de simulation. Si l'on fait abstraction des mauvais résultats obtenus par la simulation utilisant les transferts mesurés en dessous de 50 Hz, et si l'on considère que le dispositif fonctionne bien lorsque l'erreur est inférieure à -20 dB, alors les deux types de simulations laissent penser que la méthode BPC permettrait de reconstruire correctement des ondes planes de fréquences comprises entre 0 et 170 Hz environ. Enfin on note que l'évolution de la courbe d'erreur obtenue dans le cas où l'on utilise la méthode BPC, relativement à l'erreur de reproduction optimale, est très similaire dans le cas des deux méthodes de simulation : l'écart constaté entre l'erreur optimale et l'erreur obtenue par la méthode BPC croît avec la fréquence pour atteindre environ 15 dB à 400 Hz, ce qui peut être interprété comme une conséquence du sous-échantillonnage spatial du champ acoustique à la surface du cylindre.

De manière à pouvoir observer la répartition de l'erreur de reproduction dans l'espace, cette dernière a été calculée dans une coupe horizontale située approximativement à la hauteur de la tête d'un auditeur assis ( $z=16$  cm), lorsque la fréquence de l'onde plane primaire est égale à 50, 100, 150 et 200 Hz. Les résultats du calcul sont présentés sur la figure 5.15. Si l'on excepte les résultats obtenus à 50 Hz, les cartographies d'erreur sont assez similaires à celles calculées à l'aide des fonctions de transferts simulées. Cette fois encore le système semble donner des résultats satisfaisants à 150 Hz, mais pas à 200 Hz où l'erreur de reconstruction est supérieure à -10 dB dans la majeure partie de la zone de contrôle.

Enfin, nous avons simulé dans le domaine temporel la reproduction d'ondes planes par le dispositif de la cabine. La figure 5.16 présente le signal de pression original et reproduit au centre du cylindre de contrôle lorsque la forme d'onde du champ primaire est une impulsion gaussienne de fréquence centrale 50, 100, 150 et 200 Hz. Cette fois encore, l'allure des courbes obtenues est assez similaire aux résultats correspondant aux fonctions de transfert simulées, à deux différences près. Premièrement, lorsque la fréquence centrale de l'impulsion est 50 Hz, une erreur est commise sur

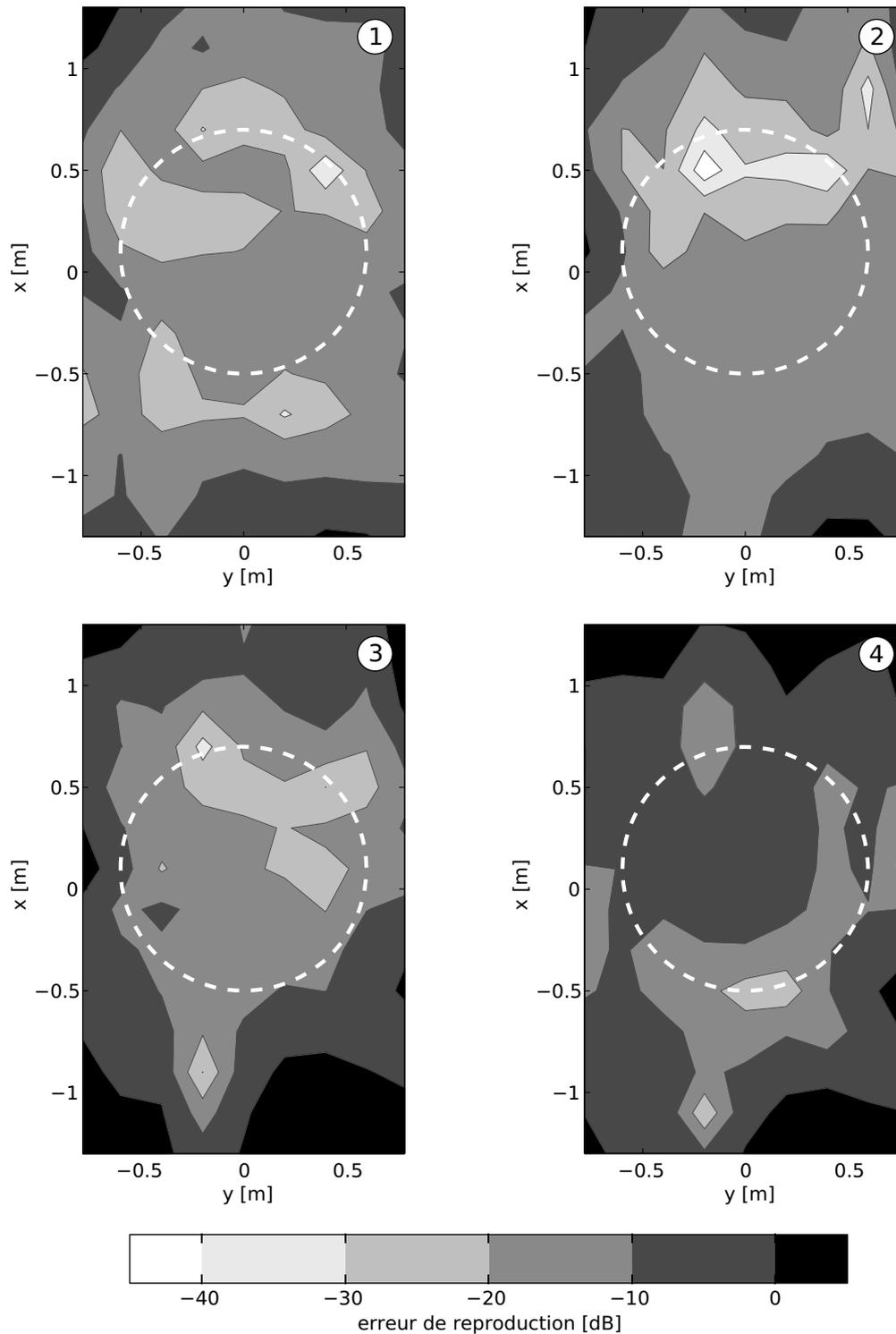


FIG. 5.15 : **Cartographie de l'erreur de reproduction.** Reproduction, à l'aide des 16 sources de la cabine, d'une onde plane à l'intérieur d'un cylindre maillé par 20 microphones de pression (méthode BPC). Erreur de reproduction observée dans une coupe horizontale ( $z=16\text{cm}$ ) de la cabine en fonction de la fréquence de l'onde à reproduire : 1) 50 Hz ; 2) 100 Hz ; 3) 150 Hz ; 4) 200 Hz. Le cercle en pointillés représente la frontière approximative de la zone de contrôle du champ sonore.

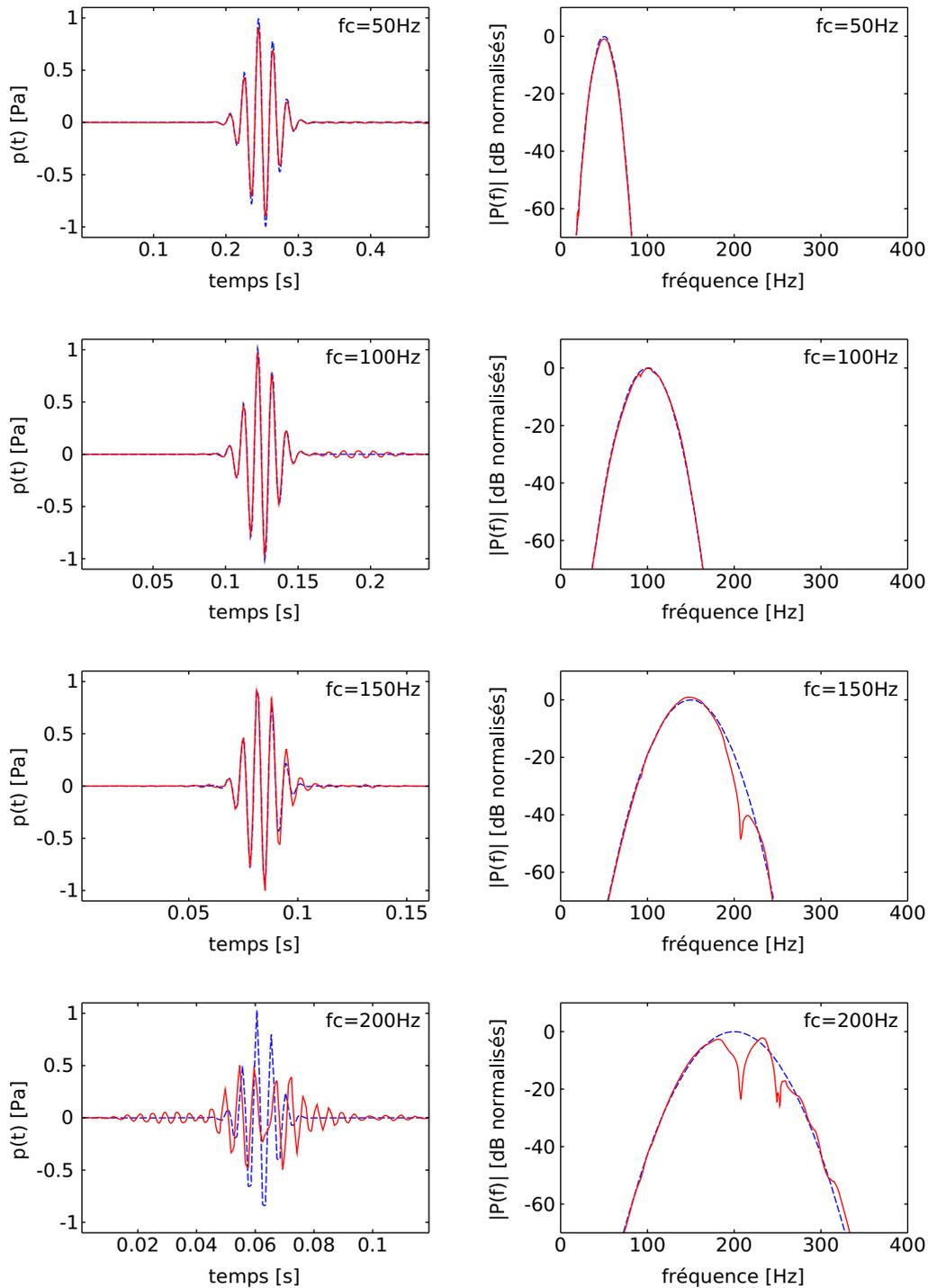


FIG. 5.16 : **Reproduction d'impulsions gaussiennes.** Reproduction, à l'aide des 16 sources de la cabine, d'une onde plane à l'intérieur d'un cylindre maillé par 20 microphones de pression (méthode BPC) : à gauche, signal de pression original (---) et reproduit (—) au centre du cylindre dans le cas où le signal primaire est une impulsion gaussienne de fréquence centrale 50, 100, 150 et 200 Hz (de haut en bas) ; à droite, amplitude des transformées de Fourier de ces signaux.

l'amplitude du signal reconstruit. Or, aucune erreur n'était perceptible pour cette valeur de fréquence centrale dans la cas de la simulation utilisant le modèle de cavité. Cette différence d'amplitude est néanmoins très faible (de l'ordre de 1 dB) et ne devrait pas être gênante sur le plan perceptif. Deuxièmement, on remarque un écho assez important dans le cas où la fréquence centrale du signal primaire est 100 Hz, ce qui n'était pas le cas avec les fonctions de transfert mesurées. Bien que l'amplitude de cet écho soit de l'ordre de 25 dB en dessous de l'amplitude maximum du signal, il est probable que cet artéfact serait perçu par un auditeur, ce qui pose un problème pour l'utilisation du dispositif en vue de tests perceptifs.

## 5.4 Conclusions

Le Laboratoire de Mécanique et d'Acoustique dispose d'un local spécialement dédié à la génération de sons très basse fréquence à fort niveaux. Cette cabine pourrait être utilisée pour reproduire ou synthétiser des ondes sonores se propageant autour d'un auditeur. Nous avons réalisé des simulations numériques de manière à évaluer les performances que pourrait atteindre ce dispositif lorsqu'il est utilisé pour reproduire des ondes planes de fréquence comprise entre 0 et 400 Hz.

Dans un premier temps, nous avons modélisé le comportement acoustique de la cabine en utilisant un modèle simple, fondé sur une décomposition modale de la pression acoustique rayonnée par les sources. Ce modèle a permis d'effectuer une première série de simulations, tout d'abord dans le domaine fréquentiel, puis dans le domaine temporel. Les résultats de ces simulations montrent que, comme en conditions de champ libre, l'erreur de reproduction commise dépend d'abord de la fréquence relativement à la taille du volume dans lequel le champ sonore est contrôlé. Dans une moindre mesure, l'erreur varie également avec la direction de propagation de l'onde reconstruite : il semble plus aisé de reproduire une onde se propageant dans la longueur de la cabine. L'utilisation de la méthode BPC semble, comme en champ libre, permettre une reproduction quasi-optimale (relativement aux sources utilisées) si le nombre de microphones au niveau desquels le champ est contrôlé est au moins légèrement supérieur à celui des sources. Par ailleurs, étant donné le nombre de sources disponible, le problème de résonance observé dans l'expérience en environnement anéchoïque ne semble pas poser de problème particulier dans la cabine. Les fréquences propres de Dirichlet associées aux volumes étudiés se situent dans un domaine de fréquence où les sources ne sont de toute façon pas en mesure de reconstruire une onde plane de manière satisfaisante. L'ensemble des simulations réalisées montre que des ondes planes peuvent être reconstruites de façon satisfaisante à l'intérieur d'un cylindre suffisamment grand pour contenir un auditeur assis jusqu'à environ 170 Hz. En revanche, dans le cas où l'on cherche à reproduire une

onde plane dont la forme d'onde est une impulsion gaussienne de fréquence centrale 200 Hz, le dispositif génère des pré et post-échos importants.

Nous avons également réalisé des simulations à l'aide de fonctions de transfert acoustiques mesurées dans la cabine. Les résultats de ces simulations sont très similaires à ceux obtenus avec les fonctions de transfert simulées au delà de 150 Hz. En dessous de cette fréquence, les erreurs de reconstructions observées dans le cas où les fonctions de transfert mesurées ont été utilisées sont nettement plus importantes. Dans le domaine temporel, notamment, on a constaté l'apparition d'un léger écho lorsque l'on cherche à reproduire une impulsion gaussienne de fréquence centrale 100 Hz. Néanmoins, ces résultats semblent confirmer que la cabine pourrait être utilisée pour reconstruire avec précision des ondes planes de fréquence inférieure à 170 Hz.

# Conclusion et perspectives

Ce travail est une contribution à la recherche en matière de spatialisation sonore. Les méthodes surfaciques de reproduction des champs sonores, qui semblent bien adaptées aux contraintes spécifiques de la spatialisation à basse fréquence, ont été étudiées de manière approfondie par une approche combinant simulation et expérience. Cette étude a permis de fournir un certain nombre de résultats permettant de prévoir les performances à attendre d'un dispositif fondé sur l'une de ces méthodes.

Un premier résultat intéressant est que la qualité de reproduction obtenue à l'aide des stratégies surfaciques à l'intérieur d'un volume donné dépend d'abord de la distribution de sources sonores utilisée. Les résultats des simulations et de l'expérience présentée au chapitre 4 montrent en effet que l'utilisation de ces méthodes de reproduction conduit à une erreur de reproduction proche de la valeur optimale accessible au réseau de source, dès lors que le nombre de points de la surface où le champ est contrôlé est égal ou supérieur au nombre de sources (à moins bien sûr que la fréquence n'avoisine l'une des fréquences propres du volume). Pour une distribution de sources donnée, la valeur de l'erreur optimale dépend principalement du nombre de sources utilisées et de la taille du volume de reproduction relativement à la fréquence.

Le deuxième résultat intéressant concerne le phénomène de résonance se produisant aux fréquences propres du problème de Dirichlet associé au volume dans le cas où seule la pression acoustique est contrôlée en surface de la zone de contrôle. L'expérience a permis de confirmer l'apparition de ces résonances dans un cas réel, ce qui n'avait à notre connaissance jamais été observé. En revanche, les solutions imaginées pour pallier ce problème ont donné de mauvais résultats en expérience. Les résultats des simulations laissent pourtant penser que la solution consistant à contrôler localement le gradient normal de la pression acoustique pourrait permettre d'éviter en grande partie l'apparition de ces résonances.

Dans le chapitre 5, nous nous sommes penchés sur l'utilisation de la cabine de simulation supersonique du Laboratoire de Mécanique et d'Acoustique pour reconstruire des ondes planes basses fréquences à l'aide de la méthode BPC. L'étude de faisabilité, basée dans un premier temps sur une modélisation modale du champ

acoustique puis, dans un second temps, sur l'utilisation de fonctions de transfert mesurées, a donné des résultats prometteurs. Il semble possible de reproduire avec précision des ondes planes se propageant autour d'un auditeur jusqu'à 170 Hz environ.

A court terme, la suite logique de ce travail est donc l'étude expérimentale de la reproduction de champs sonores dans la cabine de simulation supersonique. Cette étude n'a pu être réalisée au cours de cette thèse pour des raisons techniques. Tout le matériel nécessaire est désormais disponible et les expériences pourraient démarrer rapidement. La cabine pourrait ensuite permettre la réalisation de tests perceptifs sur la gêne provoquée par des bruits basses fréquences et, plus généralement, d'étudier les mécanismes de la perception auditive dans ce domaine du spectre.

A plus long terme, il pourrait être intéressant d'améliorer la méthode BPC de manière à la rendre plus robuste au voisinage des fréquences propres du volume de contrôle. De ce point de vue, l'approche proposée par les chercheurs du GAUS avec l'*Adaptive Wave Field Synthesis* fournit une piste intéressante. En AWFS, on minimise simultanément la norme de l'erreur de reproduction mesurée sur les microphones et la norme de la différence séparant le vecteur de commande de celui calculé par les opérateurs de la WFS. Cette stratégie de régularisation permet d'obtenir une commande qui prend mieux en compte l'acoustique de la salle tout en restant proche de celle donnée par la WFS classique. La méthode trouve sa limite dès lors que l'effet de salle devient trop important, ce qui est probable en particulier à basse fréquence : la solution offerte par les opérateurs de la WFS a alors toutes les raisons d'être très différente de celle aboutissant aux performances optimales accessibles aux sources secondaires, ce qui invalide la méthode.

En revanche, cette stratégie pourrait être adaptée à la méthode BPC comme suit. Dans une première étape, on identifierait les transferts acoustiques entre les sources secondaires et un ensemble de microphones comprenant, d'une part, l'antenne classique de la BPC constituée de microphones distribués en surface du volume de reproduction et, d'autre part, d'un certain nombre de microphones disposés à l'intérieur de ce volume. Cette mesure préliminaire fournirait des données à partir desquelles on pourrait calculer une commande assurant une reproduction supposée proche de l'optimum accessible aux sources, et interdisant l'apparition de résonances dans le volume. Dans une seconde étape, les microphones situés à l'intérieur du volume seraient retirés, pour permettre à l'auditeur de prendre place au milieu du dispositif. On pourrait alors adapter la commande de manière à minimiser simultanément l'erreur constatée sur les microphones situés en surface et la distance séparant la commande de celle obtenue grâce aux mesures préliminaires. Cette stratégie aurait aussi l'avantage sur l'AWFS de ne pas imposer la présence de microphones à l'intérieur de la zone de restitution.

# Références bibliographiques

- [1] ATAL (B. S.) et SCHROEDER (M. R.). « Apparent sound source translator », 1966. Brevet US3236949. (cité page 11)
- [2] BAUCK (J.) et COOPER (D. H.), « Generalized transaural stereo and applications », *Journal of the Audio Engineering Society*, **44**(9), 1996, p. 683–705. (cité page 37)
- [3] BEGAULT (D. R.), *3-D Sound for Virtual Reality and Multimedia*. AP Professional, Boston, 1994. (cité page 8)
- [4] BERKHOUT (A. J.), DE VRIES (D.) et VOGEL (P.), « Acoustic control by wave field synthesis », *Journal of the Acoustical Society of America*, **93**(5), 1993, p. 2764–2778. (cité page 18)
- [5] BETLEHEM (T.) et ABHAYAPALA (T. D.), « Theory and design of sound field reproduction in reverberant rooms », *Journal of the Acoustical Society of America*, **117**(4), 2005, p. 2100–2111. (cité pages 37 et 41)
- [6] BLAUERT (J.), *Spatial Hearing : the Psychophysics of Human Sound Localization*. MIT Press, 1996. (cité pages 6, 7 et 8)
- [7] BLUM (A.), KATZ (B.) et WARUSFEL (O.). « Eliciting adaptation to non-individual HRTF spectral cues with multi-modal training ». Dans *Actes du CFA/DAGA 2004 (congrès commun des sociétés française et allemande d'acoustique)*, Strasbourg, 2004. (cité page 10)
- [8] BLUMLEIN (A. D.). « Improvements in and relating to sound-transmission, sound-recording and sound-reproducing systems », 1933. Brevet GB394325. (cité page 7)
- [9] BRUNEAU (M.), *Manuel d'acoustique fondamentale*. Hermes, Paris, 1998. (cité page 141)

- [10] CARME (C.). *Absorption acoustique active dans les cavités*. Thèse de doctorat, Université de la Méditerranée (Aix-Marseille II), 1987. (traite du casque antibruit actif). (cité page 28)
- [11] CHOI (J. W.) et KIM (Y. H.), « Manipulation of sound intensity within a selected region using multiple sources », *Journal of the Acoustical Society of America*, **116**(2), 2004, p. 843–852. (cité page 37)
- [12] CORTEEL (E.), HORBACH (U.) et PELLEGRINI (R. S.). « Multichannel inverse filtering of multiexciter distributed mode loudspeakers for wave field synthesis ». Dans *Proceedings of the 112th AES Convention*, 2002. (cité page 22)
- [13] COULOUVRAT (F.), « Le bang sonique », *Pour la Science*, **250**, 1998, p. 24–29. (cité page 23)
- [14] DAMASKE (P.), « Head-related two-channel stereophony with loudspeaker reproduction », *Journal of the Acoustical Society of America*, **50**(4), 1971, p. 1109–1115. (cité pages 11 et 12)
- [15] DANIEL (J.). *Représentation de champs acoustiques, application à la transmission et à la reproduction de scènes sonores dans un contexte multimédia*. Thèse de doctorat, Université Paris 6, 2000. (cité pages 15, 17 et 18)
- [16] ELLIOTT (S. J.), *Signal Processing for Active Control*. Academic Press, London, 2001. (cité pages 32, 34, 55 et 93)
- [17] EPAIN (N.). « Restitution sonore : utilisation de la diffraction par la tête en champ moyennement proche ». Mémoire de Master, Université de la Méditerranée, 2003. (cité page 15)
- [18] EPAIN (N.) et FRIOT (E.), « Active control of sound inside a sphere via control of the acoustic pressure at the boundary surface », *Journal of Sound and Vibration*, 2007. à paraître. (cité page 100)
- [19] FAURE (J.). « Evaluation de la synthèse binaurale dynamique ». Dans *Actes du 8<sup>e</sup> Congrès Français d'Acoustique*, Tours, 2006. (cité page 10)
- [20] FRIOT (E.), « Infinite non-causality in active cancellation of random noise », *Journal of Sound and Vibration*, **290**(3-5), 2006, p. 597–618. (cité page 31)
- [21] GAUTHIER (P.-A.) et BERRY (A.), « Adaptive wave field synthesis with independent radiation mode control for active sound field reproduction : Theory », *Journal of the Acoustical Society of America*, **119**(5), 2006, p. 2721–2737. (cité pages 22 et 42)

- [22] GAUTHIER (P.-A.), BERRY (A.) et WOSZCZYK (W.), « Sound-field reproduction in-room using optimal control techniques : Simulations in the frequency domain », *Journal of the Acoustical Society of America*, **117**(2), 2005, p. 662–678. (cité pages 37 et 42)
- [23] GAVREAU (V.), CONDAT (R.) et SAUL (H.), « Infrasons : Générateurs, détecteurs, propriétés physiques, effets biologiques », *Acustica*, **17**(1), 1966, p. 1–10. (cité page 23)
- [24] GERZON (M. A.), « Periphony : With-height sound reproduction », *Journal of the Audio Engineering Society*, **21**(1), 1973, p. 2–10. (cité page 15)
- [25] GERZON (M. A.), « Ambisonics in multichannel broadcasting and video », *Journal of the Audio Engineering Society*, **33**(11), 1985, p. 859–871. (cité page 15)
- [26] ISE (S.), « A principle of sound field control based on the Kirchhoff-Helmholtz integral equation and the theory of inverse systems », *Acta Acustica united with Acustica*, **85**, 1999, p. 78–87. (cité pages 37, 38, 67 et 97)
- [27] JESSEL (M.), *Acoustique théorique - propagation et holophonie*. Masson & Cie, Paris, 1973. (cité page 18)
- [28] KAHANA (Y.), NELSON (P. A.), KIRKEBY (O.) et HAMADA (H.), « A multiple microphone recording technique for the generation of virtual acoustic images », *Journal of the Acoustical Society of America*, **105**(3), 1999, p. 1503–1516. (cité pages 13 et 37)
- [29] KIRKEBY (O.) et NELSON (P. A.), « Reproduction of plane wave soundfields », *Journal of the Acoustical Society of America*, **94**(5), 1993, p. 2992–3000. (cité pages 37 et 80)
- [30] KIRKEBY (O.), NELSON (P. A.) et HAMADA (H.), « Local sound field reproduction using two closely spaced loudspeakers », *Journal of the Acoustical Society of America*, **104**(4), 1998, p. 1973–1981. (cité page 13)
- [31] KIRKEBY (O.), NELSON (P. A.) et HAMADA (H.), « The "Stereo Dipole" – a virtual source imaging system using two closely spaced loudspeakers », *Journal of the Audio Engineering Society*, **46**(5), 1998, p. 387–395. (cité page 13)
- [32] KIRKEBY (O.), NELSON (P. A.), ORDUÑA-BUSTAMANTE (F.) et HAMADA (H.), « Local sound field reproduction using digital signal processing », *Journal of the Acoustical Society of America*, **100**(3), 1996, p. 1584–1593. (cité page 37)

- [33] KUHN (G. F.), « Model for the interaural time differences in the azimuthal plane », *Journal of the Acoustical Society of America*, **62**(1), 1977, p. 157–167. (cité page 14)
- [34] LÉBOUCHER (E.), MICHEAU (P.), BERRY (A.) et L'ESPÉRANCE (A.), « A stability analysis of a decentralized adaptive feedback active control system of sinusoidal sound in free space », *Journal of the Acoustical Society of America*, **111**(1), 2002, p. 189–199. (cité page 93)
- [35] LUEG (P.). « Process of silencing sound oscillations », 1936. Brevet US2043416. (cité page 26)
- [36] MALING JR (G. C.), « Calculation of the acoustic power radiated by a monopole in a reverberation chamber », *Journal of the Acoustical Society of America*, **42**(4), 1967, p. 859–865. (cité page 106)
- [37] MANGIANTE (G.), ROURE (A.) et WINNINGER (M.). « Multiprocessor controller for active noise and vibration control ». Dans *Proceedings of ACTIVE 95*, Newport Beach, 1995. (cité page 92)
- [38] MOREAU (S.), DANIEL (J.) et BERTET (S.). « 3d sound field recording with higher order ambisonics – objective measurements and validation of a 4th order spherical microphone ». Dans *Proceedings of the 120th AES Convention*, Paris, 2006. (cité page 18)
- [39] MORSE (P. M.) et INGARD (K. U.), *Theoretical Acoustics*. Princeton University Press, Princeton, 1986. (cité pages 105 et 106)
- [40] NAFF (J. T.) et SHEA (J. H.). « Acoustic cannon », 1999. Brevet US5973999. (cité page 23)
- [41] NELSON (P. A.), « Active control of acoustic fields and the reproduction of sound », *Journal of Sound and Vibration*, **177**(4), 1994, p. 447–477. (cité page 37)
- [42] NELSON (P. A.), KIRKEBY (O.), TAKEUCHI (T.) et HAMADA (H.), « Sound fields for the production of virtual acoustic images », *Journal of Sound and Vibration*, **204**(2), 1997, p. 386–396. (cité page 13)
- [43] NELSON (P. A.), ORDUÑA-BUSTAMANTE (F.) et HAMADA (H.), « Multichannel signal processing techniques in the reproduction of sound », *Journal of the Audio Engineering Society*, **44**(11), 1996, p. 973–989. (cité pages 35 et 36)

- [44] NICOL (R.). *Restitution sonore spatialisée sur une zone étendue : Application à la téléprésence*. Thèse de doctorat, Université du Maine, 1999. (cité pages 6, 18 et 21)
- [45] PIERCE (A. D.), *Acoustics - An introduction to its physical principles and applications*. Acoustical Society of America, New York, 1989. (cité page 49)
- [46] POFFA (N.). « Mesure, recalage et modélisation de l'acoustique du simulateur de bang ». Mémoire de Master, Université de la Méditerranée, 2004. (cité page 122)
- [47] RABAU (G.) et HERZOG (P.). « A specific cabin for restitution of sonic boom : application for perceptive tests ». Dans *Proceedings of the Joint Congress CFA-DAGA '04*, Strasbourg, 2004. (cité page 102)
- [48] ROSE (J.), NELSON (P. A.), RAFAELY (B.) et TAKEUCHI (T.), « Sweet spot size of virtual acoustic imaging systems at assymetric listener locations », *Journal of the Acoustical Society of America*, **112**(5), 2002, p. 1992–2002. (cité page 13)
- [49] SCHENCK (H. A.), « Improved integral formulation for acoustic radiation problems », *Journal of the Acoustical Society of America*, **44**(1), 1968, p. 41–58. (cité page 74)
- [50] SCHOBEN (D.) et AARTS (R.), « Personalized multi-channel headphone sound reproduction based on active noise cancellation », *Acta Acustica united with Acustica*, **91**(3), 2005, p. 440–450. (cité pages 11 et 44)
- [51] SLOANE (N. J. A.), HARDIN (R. H.), SMITH (W. D.) *et al.* « Spherical codes : Nice arrangements of points on a sphere in various dimensions ». disponible sur le web à l'adresse <http://www.research.att.com/~njas/packings/>. (cité page 58)
- [52] SPORS (S.), KUNTZ (A.) et RABENSTEIN (R.). « An approach to listening room compensation with wave field synthesis ». Dans *Proceedings of the AES 24th International Conference*, p. 70–82, 2003. (cité page 22)
- [53] TAKANE (S.), SUZUKI (Y.) et SONE (T.), « A new method for global sound field reproduction based on Kirchhoff's integral equation », *Acta Acustica united with Acustica*, **85**, 1999, p. 250–257. (cité pages 37, 40, 41, 67, 74 et 97)
- [54] TAKEUCHI (T.) et NELSON (P. A.), « Optimal source distribution for binaural synthesis over loudspeakers », *Journal of the Acoustical Society of America*, **112**(6), 2002, p. 2786–2797. (cité page 13)

- [55] TAKEUCHI (T.), NELSON (P. A.) et HAMADA (H.), « Robustness to head misalignment of virtual sound imaging systems », *Journal of the Acoustical Society of America*, **109**(3), 2001, p. 958–971. (cité page 13)
- [56] TIKHONOV (A. N.) et ARSENIN (V. Y.), *Solutions of Ill-posed Problems*. Winston & Sons, Washington D.C., 1977. (cité pages 34 et 56)
- [57] VERHEIJEN (E. N. G.). *Sound Reproduction by Wave Field Synthesis*. Thèse de doctorat, Delft University of Technology, 1997. (cité page 18)
- [58] WU (T. W.), *Boundary Element Acoustics : Fundamentals and Computer Code*. WIT Press, 2000. (cité page 39)
- [59] WU (T. W.) et SEYBERT (A. F.), « A weighted residual formulation for the CHIEF method », *Journal of the Acoustical Society of America*, **90**(3), 1991, p. 1608–1614. (cité page 75)

# **Annexes**



## Annexe A

# Décomposition en harmoniques sphériques d'un champ acoustique

Dans cette annexe nous rappelons le principe de la décomposition en harmoniques sphériques [9], qui est le fondement théorique des méthodes ambisoniques de spatialisation sonore.

### Equation d'Helmholtz en coordonnées sphériques

En coordonnées sphériques, l'équation d'Helmholtz s'écrit de la manière suivante :

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( r^2 \frac{\partial p}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \sin(\theta) \frac{\partial p}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \frac{\partial^2 p}{\partial \varphi^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = 0 \quad (\text{A.1})$$

Pour trouver les fonctions solutions de cette équation, il est pratique d'utiliser la méthode de séparation des variables. Il s'agit de rechercher les solutions des équations précédentes sous la forme

$$p(\mathbf{x}, t) = R(r)\Theta(\theta)\Phi(\varphi)T(t) \quad (\text{A.2})$$

Le remplacement de  $p$  dans l'équation des ondes par cette nouvelle expression conduit à la forme générale des solutions pour les fonctions  $R$ ,  $\Theta$ ,  $\Phi$  et  $T$  [9] :

$$\begin{aligned} R(r) &= A_{1n} J_n(kr) + A_{2n} N_n(kr) \\ \Theta(\theta) &= P_{nm}(\cos \theta) \\ \Phi(\varphi) &= \alpha_{1m} \cos(m\varphi) + \alpha_{2m} \sin(m\varphi) \\ T(t) &= e^{i\omega t} \end{aligned} \quad (\text{A.3})$$

Où  $n$  et  $m$  sont des entiers,  $k$  le nombre d'onde,  $J_n$  et  $N_n$  sont respectivement les fonctions de Bessel sphériques de première et de seconde espèce d'ordre  $n$ ,  $P_{nm}$  les fonctions de Legendre et les  $A$  et  $\alpha$  des constantes.

L'ensemble des dépendances angulaires des solutions peut être résumé sous la forme d'un seul terme,

$$Y_{mn}(\theta, \varphi) = P_{nm}(\cos\theta) e^{im\varphi} \quad (\text{A.4})$$

Les fonctions  $Y_{mn}(\theta, \varphi)$  sont appelées harmoniques sphériques, et fournissent une base orthogonale des fonctions  $f(\theta, \varphi)$ , c'est à dire des fonctions ne présentant pas de dépendance radiale.

### Décomposition en harmoniques sphériques

A l'instar de la transformation de Fourier, tout champ sonore ne présentant pas de dépendance radiale ( ou analysé à la surface d'une sphère ) peut être décomposé sur la base fournie par les harmoniques sphériques suivant la formule suivante :

$$\hat{p}(m, n) = \int_{\varphi=0}^{2\pi} \int_{\theta=0}^{\pi} p(\varphi, \theta) Y_{mn}(\theta, \varphi) d\varphi \sin\theta d\theta \quad (\text{A.5})$$

De la transformée  $\hat{p}$ , on peut alors revenir à l'expression originale de la pression par la transformation inverse :

$$p(\varphi, \theta) = \sum_{n=0}^{+\infty} \sum_{m=-n}^n \hat{p}(m, n) Y_{mn}(\theta, \varphi) \quad (\text{A.6})$$

## Annexe B

# Modes propres acoustiques d'une sphère

Dans cette annexe nous précisons les calculs amenant à la formulation des modes propres du champ acoustique d'une cavité sphérique, dans le but d'éclairer les résultats de simulations et de mesures présentés aux chapitres 3 et 4. Nous ne nous intéressons ici qu'au cas où les conditions sur les parois de la sphère consistent en une pression acoustique nulle (condition de Dirichlet).

### Formulation du problème

Le problème consiste à trouver l'expression de la pression acoustique  $p(\mathbf{x}, t)$  avec les conditions suivantes :

$$\begin{cases} \Delta p - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = 0 & \|\mathbf{x}\| < r_0 \\ p = 0 & \|\mathbf{x}\| = r_0 \end{cases} \quad (\text{B.1})$$

où  $c$  est la vitesse du son et  $r_0$  le rayon de la sphère considérée.

### Recherche des solutions mathématiques

Etant donné la géométrie du problème, il est utile de poser le problème en coordonnées sphériques. La solution générale à l'équation de Helmholtz homogène en coordonnées sphériques est donnée en Annexe A. Les fonctions solution du problème de Dirichlet dans la sphère doivent donc vérifier les propriétés suivantes (on se place maintenant dans le domaine fréquentiel) :

$$\begin{cases} p(r, \theta, \varphi) = C \begin{bmatrix} J_n \\ N_n \end{bmatrix} (kr) P_{nm}(\cos(\theta)) \begin{bmatrix} \sin \\ \cos \end{bmatrix} (m\varphi), & r < r_0 \\ p(r_0, \theta, \varphi) = 0 \end{cases} \quad (\text{B.2})$$

Où  $C$  est une constante. On en déduit l'expression des modes propres pour la pression acoustique  $\Psi_{mn\nu}$  et des nombres d'onde propres  $k_{n\nu}$  correspondants :

$$\Psi_{mn\nu}(r, \theta, \varphi) = C_{mn\nu} J_n(k_{n\nu}r) P_{nm}(\cos(\theta)) \begin{bmatrix} \sin \\ \cos \end{bmatrix} (m\varphi) \quad (\text{B.3})$$

$$k_{n\nu} = \frac{\gamma_{n\nu}}{r_0}$$

Où  $C_{mn\nu}$  est une constante de normalisation et  $\gamma_{n\nu}$  est le  $(\nu + 1)^{\text{ème}}$  zéro de la fonction de Bessel sphérique de première espèce d'ordre  $n$ . Notons que le terme en  $N_n$  a été supprimé parce que ces fonctions divergent à l'origine.

### Premiers modes propres de la cavité sphérique

Le premier mode correspondant à un nombre d'onde non nul est le mode  $(0, 0, 1)$ , qui est associé au nombre d'onde suivant :

$$k_{01} = \frac{\pi}{r_0} \quad (\text{B.4})$$

La fréquence correspondante est donc

$$f_{01} = \frac{c}{2r_0} \quad (\text{B.5})$$

soit environ 566 Hz pour une sphère de rayon 30 cm comme celle de l'expérience présentée dans le chapitre 4. L'expression mathématique de ce mode est la suivante :

$$\Psi_{001}(r, \theta, \varphi) = \frac{\sin\left(\pi \frac{r}{r_0}\right)}{r_0} \quad (\text{B.6})$$

Une représentation graphique de la valeur de cette fonction dans la sphère est donnée sur la figure B.1.

Le mode suivant par ordre de nombre d'onde propre croissant est le mode  $(0, 1, 1)$ . Son expression mathématique est donnée par

$$\Psi_{011}(r, \theta, \varphi) = C_{011} J_1(k_{11}r) \cos(\theta) \quad (\text{B.7})$$

La valeur de la fonction  $\Psi_{011}$  dans la sphère est représentée sur la figure B.2.

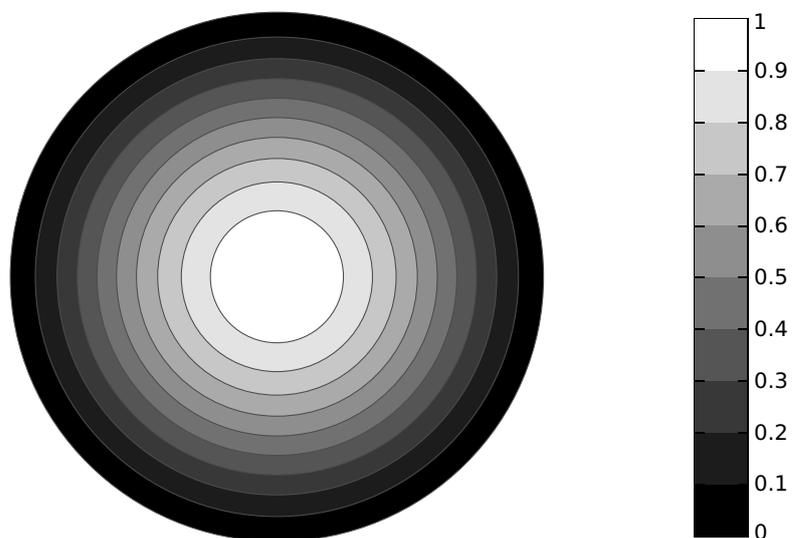


FIG. B.1 : Vue en coupe de la valeur de la fonction  $\Psi_{001}$ , premier mode propre, à l'intérieur d'une cavité sphérique (représentation sur un plan médian).

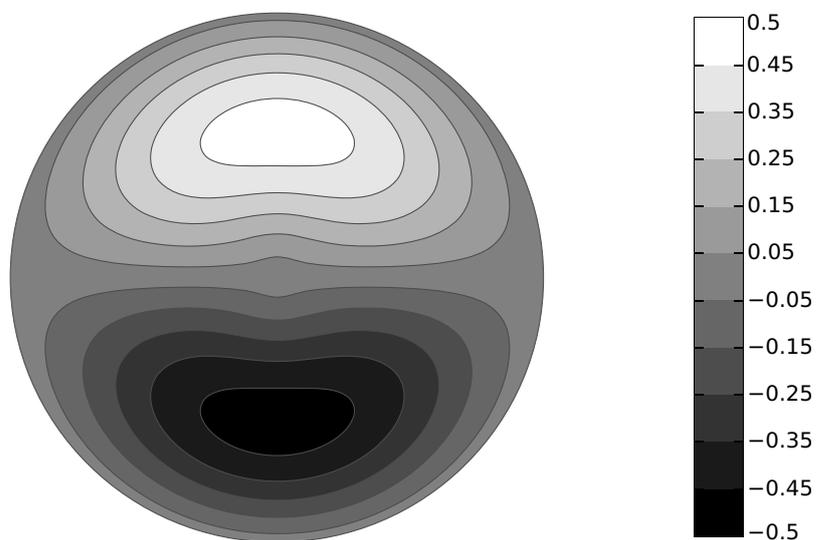


FIG. B.2 : Vue en coupe de la valeur de la fonction  $\Psi_{011}$ , second mode propre, à l'intérieur d'une cavité sphérique (représentation sur un plan médian vertical). La normalisation utilisée est arbitraire.